НАНОФИЗИКА И наноэлектроника

Труды XIX Международного симпозиума

10-14 марта 2015 г., Нижний Новгород

Том 1

Секции 1, 2, 4, 5

Нижний Новгород Издательство Нижегородского госуниверситета им. Н.И. Лобачевского 2015 УДК 538.9

ББК 22.37; 22.33

H-25

Нанофизика и наноэлектроника. Труды ХІХ Международного симпозиума (Нижний Новго-

H-25 род, 10–14 марта 2015 г.) В 2 т. Том I. — Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского госуниверситета, 2015. — 402 с.

ISBN 978-5-91326-322-3

Организаторы

Федеральное агентство научных организаций РФ Отделение физических наук РАН Научный совет РАН по физике полупроводников Научный совет РАН по физике конденсированных сред Институт физики микроструктур РАН Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского Нижегородский фонд содействия образованию и исследованиям

Сопредседатели Симпозиума

С.В. Гапонов, академик РАН, ИФМ РАН 3.Ф. Красильник, д.ф.-м.н., ИФМ РАН

0.4. прасильник, д.ф. м.н., и ФМ

Учёный секретарь Симпозиума

А.Л. Панкратов, д.ф.-м.н., ИФМ РАН

Программный комитет

- В.В. Бельков, д.ф.-м.н., ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
- В.А. Бушуев, д.ф.-м.н., МГУ, Москва
- В.А. Быков, д.т.н., ЗАО «НТ-МДТ», Москва
- В.А. Волков, д.ф.-м.н., ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва
- В.И. Гавриленко, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
- К.Н. Ельцов, д.ф.-м.н., ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, Москва
- С.В. Иванов, д.ф.-м.н., ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
- Е.Л. Ивченко, д.ф.-м.н., ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
- В.В. Кведер, чл.-корр. РАН, ИФТТ РАН, Черноголовка
- А.В. Латышев, чл.-корр. РАН, ИФП СО РАН, Новосибирск
- А.С. Мельников, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
- В.Л. Миронов, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
- С.А. Никитов, чл.-корр. РАН, ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва
- Д.В. Рощупкин, д.ф.-м.н., ИПТМ РАН, Черноголовка
- В.В. Рязанов, д.ф.-м.н., ИФТТ РАН, Черноголовка
- Н.Н. Салащенко, чл.-корр. РАН, ИФМ РАН, Н. Новгород
- А.А. Саранин, чл.-корр. РАН, ИАПУ ДВО РАН, Владивосток
- В.Б. Тимофеев, академик РАН, ИФТТ РАН, Черноголовка
- Ю.А. Филимонов, д.ф.-м.н., Саратовский филиал ИРЭ РАН, Саратов
- А.А. Фраерман, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
- Д.Р. Хохлов, чл.-корр. РАН, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва
- А.В. Чаплик, академик РАН, ИФП СО РАН, Новосибирск
- Е.В. Чупрунов, д.ф.-м.н., ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород
- Н.И. Чхало, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород

Организационный комитет

- В.Г. Беллюстина, ИФМ РАН, Н. Новгород
- М.В. Зорина, ИФМ РАН, Н. Новгород
- А.В. Иконников, к.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
- Д.А. Камелин, ИФМ РАН, Н. Новгород
- Р.С. Малофеев, ИФМ РАН, Н. Новгород
- Е.С. Мотова, ИФМ РАН, Н. Новгород
- А.Л. Панкратов, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
- Д.А. Татарский, ИФМ РАН, Н. Новгород

ISBN 978-5-91326-322-3

ББК 22.37; 22.33

- © Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, 2015
- © Нижегородский институт физики микроструктур РАН, 2015



Сверхпроводящие наносистемы

Фермион Майораны в сверхпроводящих островках на поверхности топологического изолятора

Р.Ш. Акзянов^{1,2,3*}, А.Л. Рахманов^{1,2,3*}, А.В. Рожков^{2,3}

1 ФГУП Всероссийский научно-исследовательский институт им. Духова, ул. Сущевская, д. 22, Москва, 127055

2 Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер., д. 9, Долгопрудный, 141700

3 Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, ул. Ижорская, д. 13, Москва, 125412 *apexgreen57@gmail.com

Изучены свойства фермионов Майораны в сверхпроводящем островке на поверхности топологического изолятора. Показано, что при отсутствии абрикосовского вихря в островке фермион Майораны не может существовать на краю островка. Фермион Майораны локализуется на краю при нечетном количестве вихрей в системе. Данный эффект можно обнаружить в туннельном эксперименте по осцилляции нулевого пика туннельного кондактанса на краю островка в зависимости от числа вихрей. Получено расщепление нулевой энергии из-за взаимодействия фермионов Майораны на краю и в вихре при малом сдвиге химического потенциала с точки Дирака. Щель между фермионом Майораны с нулевой энергией на краю и возбужденными состояниями по порядку равна наведенной сверхпроводящей щели, что делает гетероструктуру топологический изолятор – сверхпроводящий островок интересным объектом для экспериментальной реализации.

Введение

Изучение фермиона Майораны вызывает большой интерес в современной физике конденсированного состояния. Этот интерес возник в связи с неабелевой статистикой фермиона Майораны, которая позволяет реализовать квантовые вычисления, которые защищены от локальных источников декогерентности [1].

Поверхность между топологическим изолятором и сверхпроводником с синглетным спариванием является многообещающей системой для реализации фермиона Майораны [2]. Фермион Майораны является основным состоянием с нулевой энергией в коре вихря в регионе с наведенным сверхпроводящим параметром порядка. Однако мини-щель, отделяющая фермион Майораны от вышележащих по энергии состояний Кароли-де Жена-Матрикона в сверхпроводнике, является слишком малой (порядка 10⁻³ K) [3].

Мы изучаем электронные свойства сверхпроводящего островка на бесконечной поверхности топологического изолятора. Влияние орбитального эффекта магнитного поля ведет к локализации состояний вблизи края островка. Изучение данных краевых состояний является главной темой данной работы. Мы выяснили, что фермион Майораны на краю существует только при наличии нечетного числа вихрей в системе. Данный факт можно обнаружить по осцилляции нулевого пика туннельного кондактанса в зависимости от числа вихрей в островке. Мы нашли, что система содержит два фермиона Майораны: один локализован в вихре, в то время как другой локализован на краю островка. Эти два фермиона Майораны составляют обычный дираковский фермион с энергией, которая экспоненциально мала при большом радиусе островка. Мы выяснили, что фермион Майораны на краю является устойчивым: щель между фермионом Майораны и вышележащими краевыми состояниями порядка величины наведенной сверхпроводящей щели.

Уравнения Боголюбова-де Жена

Уравнения Боголюбова-де Жена, описывающее квазичастичный спектр для поверхностных состояний топологического изолятора в магнитном поле с наведенным сверхпроводящим параметром порядка задаются следующим выражением (h = e = c = 1) [4]

$$\begin{split} H_{e\!f\!f} = & (iv\,(\sigma\!\cdot\!\nabla_r)\!-\!U)\tau_z + v\,(\sigma\!\cdot\!A) + \Delta'\tau_x + \Delta''\tau_y \;, \\ & H_{e\!f\!f}\Psi = \omega\Psi \;, \end{split}$$

где σ_i и τ_i – это матрицы Паули, действующие в спиновом и зарядовом пространствах соответственно, ν – это скорость Ферми поверхностных состояний топологического изолятора, U – это величина сдвига с точки Дирака, A – это векторпотенциал магнитного поля, Δ' – это вещественная часть сверхпроводящего параметра порядка, Δ " – это мнимая часть сверхпроводящего параметра порядка, ω является собственной энергией одночастичного состояния. Фермион Майораны является решением уравнений с нулевой собственной энергией, причем это решение должно быть собственным вектором оператора электрон-дырочного сопряжения.

Рассмотрим случай U = 0. При вхождении в островок вихря в системе появляется фермион Майораны в вихре и фермион Майораны на краю островка. Согласно теореме об индексе [5], фермион Майораны присутствует в вихре при нечетном параметре завихренности. Данная теорема применима и к состояниям на краю островка: фермион Майораны может существовать на краю только при нечетной завихренности вихря или при нечетном количестве обычных вихрей в островке.

При ненулевой величине *U* нарушается хиральная симметрия исходного гамильтониана и теорема об индексе перестает работать. Это приводит к появлению конечного расщепления вырожденного уровня с нулевой энергией [6]. Величина расщепления *E*₊ при малых *U* задается выражением

$$E_+ \propto U \frac{l_b}{\xi} e^{-\frac{R}{\xi}}$$

где $l_b = B^{-0.5}$ это магнитная длина (*B* это величина магнитного поля), $\xi = \nu/\Delta$ является длиной когерентности для поверхностных состояний, *R* это

радиус островка. Видно, что данная энергия экспоненциально мала при большом радиусе островка.

Помимо фермионов Майораны с нулевой энергией в системе присутствуют возбужденные состояния. Возбужденные состояния, локализованные на краю островка, отделены от нулевого уровня достаточно большой щелью порядка щели в сверхпроводнике. Для сравнительно большого радиуса островка хорошо работает оценка на энергию возбужденного состояния $\omega_1 \cong 2\Delta \xi/R$. При радиусе островка R == 10 ξ получаем оценку $\omega_1 \cong 0.2\Delta$. Большая минищель обусловлена линейным спектром состояний на поверхности топологического изолятора.

- C. Beenakker // Annual Review of Condensed Matter Physics V. 4, 113-136 (2013).
- L. Fu, C.L. Kane // Physical Review Letters V. 100, 096407 (2008).
- C. Caroli, P.G. de Gennes, J. Matricon // Physical Review Letters V. 9, 307 (1964).
- R.P. Tiwari, U. Zulicke, C. Bruder // Physical Review Letters V. 110, 186805 (2013).
- S. Tewari, S. Das Sarma, D.-H. Lee // Physical Review Letters V. 99, 037001 (2007).
- M. Cheng, R.M. Lutchyn, V. Galitski, S. Das Sarma // Physical Review B V. 82, 094504 (2010).

Влияние доменной структуры ферромагнетика на токовый транспорт джозефсоновских SFS-переходов

С.В. Бакурский^{1,2,4*}, Н.В. Кленов^{1,3*}, И.И. Соловьев^{1,3}, М.Ю. Куприянов^{1,2}, А.А. Голубов^{2,4}

1 НИИЯФ имени Д. В. Скобельцына, МГУ имени М. В. Ломоносова, Москва, Россия

2 МФТИ, Долгопрудный, Московская область, Россия

3 НИИФП имени В.Ф. Лукина, Москва, Зеленоград, Россия

4 Faculty of Science and Technology and MESA+ Institute for Nanotechnology, University of Twente, 7500 AE Enschede, The Netherlands *r4zz@mail.ru

Исследован транспорт джозефсоновского тока через сложный ферромагнитный слой с конечным размером доменов. Исследованы зависимости характерных длин затухания и осцилляции амплитуды спаривания в ферромагнетике от размеров доменных структур и взаимной ориентации намагниченностей доменов.

Введение

В последние годы на пути развития сверхпроводниковой электроники встала важная задача по созданию быстродействующих элементов памяти, которая привела к необходимости создавать джозефсоновские переходы с ферромагнитными прослойками. Сосуществование в них сверхпроводникового и ферромагнитного упорядочивания приводит к появлению таких эффектов, как LOFF осцилляции [1] и π-состояние [2]. Однако ситуация усложняется в случае, если ферромагнетик обладает доменной структурой, что может критическим образом изменить свойства перехода [3]. В данной работе мы сосредоточились на случае большого количества небольших доменов в ферромагнитном слое и исследовали эффект близости сверхпроводникового электрода с доменной структурой ферромагнетика, а также зависимости критического тока через джозефсоновские переходы.

Модель

В рамках работы были рассмотрены структуры типа S-x(F₁F₂) и S-x(FN), в которых со сверхпроводниковым электродом S соединена структура многократно повторяющихся ферромагнитных слоев F₁ и F₂ (в частном случае металлом нормальным N), а также джозефсоновские переходы S-x(F₁F)-S и Sx(FN)-S.

Для решения задачи был разработан численный алгоритм на основе системы уравнений Узаделя

$$\xi^2 \frac{1}{G} \partial \left[G^2 \partial \Phi_{\omega} \right] - \frac{\widetilde{\omega}}{\pi T_C} \Phi_{\omega} = \Delta \qquad (\phi 1)$$

с учетом условия самосогласования для определения потенциала спаривания

$$\Delta \ln \frac{T}{T_C} + 2\pi T \sum_{\omega} \left(\frac{\Delta}{\omega} - \frac{1}{\omega} G_{\omega} \Phi_{\omega} \right) = 0. \qquad (\Phi 2)$$

Здесь ξ – длина когерентности, $\omega = \pi T(2n+1)$ – мацубаровская частота, $\tilde{\omega} = \omega + iH$, H – обменное поле ферромагнетика, Φ и G – аномальная и нормальная функции Грина, Δ – потенциал спаривания. Система дополнена граничными условиями Куприянова-Лукичева.



Рисунок 1. Проникновение амплитуды спаривания Re(F) в глубь магнитной прослойки в структуре S-100x(F/AF) в зависимости от размера домена.

Для выбранных структур S-x(FF) и S-x(FN) был исследован эффект близости в зависимости от раз-

мера доменов и характеристик границ между ними. При моделировании количество ферромагнитных слоев было выбрано x=100.

Во-первых, было показано, что уменьшение прозрачности между отдельными слоями приводит к экспоненциальному подавлению аномальной функции Грина Ф как функции координаты. Более того, был исследован генезис амплитуды спаривания как функции от размера домена в случае антиферромагнитной ориентации намагниченности слоев (см. рис. 1). При размере домена гораздо меньше длины когерентности эффективный обмен практически равен нулю, а значит, магнитный слой в целом ведет себя как нормальный металл. В обратном случае, достаточно больших доменов, в системе наблюдаются затухающие вдоль координаты осцилляции амплитуды спаривания. Переход между этими критическими режимами происходит через возникновение модуляции на экспоненциальной зависимости, а также через появление небольших π-областей с инвертированной фазой амплитуды спаривания.

Джозефсоновский ток в контактах с подобными прослойками также серьезным образом зависит от размеров и взаимного расположения доменов.



Рисунок 2. Зависимость критического тока через структуру S-4x(FN) в зависимости от взаимной ориентации намагниченности слоев прослойки.

Так, например, изменение намагниченности даже одного из 4 слоев в структуре S-4x(FN)-S приводит к переводу контакта из *π*- в 0-состояние, изменяя

знак его критического тока (рис. 2). Не менее важна зависимость величины тока от того, намагниченность какого слоя была повернута: система, в которой намагниченность отличалась у бокового слоя, обладала большим критическим током, за счет эффективно меньшего подавления сверхпроводимости в электроде за счет обратного эффекта близости.

Обсуждение

Решение подобной задачи позволит лучше понимать процессы, происходящие внутри мультидоменного слоя ферромагнетика. Конечно, контролировать на практике намагниченность каждого отдельного домена представляется технически сложным процессом. С другой стороны, развитие технологии напыления нанослоев в гетероструктурах может позволить создавать подобные искусственные «доменные» структуры, состоящие из десятков магнитных и нормальных слоев. Это сделает возможным создание магнитных материалов с заранее выбранными свойствами, недоступными при использовании обычных ферромагнетиков.

Авторы благодарны Минобрнауки РФ, РФФИ, фонду «Династия» и Dutch FOM за частичную поддержку проведенных исследований в рамках проектов РФФИ 14-02-90018-бел_а, 14-02-31002-мол_а, 15-32-20362-мол_а_вед и грантов Минобрнауки РФ № 14.616.21.0011 и МК-1841.2014.2. Работа также частично поддержана Программой повышения конкурентоспособности Казанского федерального университета среди ведущих мировых научнообразовательных центров и стипендией Президента Российской Федерации.

Литература

1. Ларкин А. И., Овчинников Ю. Н. // ЖЭТФ. 47. С. 1136-1142, (1964).

2. Ryazanov V.V., Oboznov V.A., Rusanov A.Yu., Veretennikov A.V., Golubov A.A., Aart J. // Phys. Rev. Letters, vol. 86, No. 11, pp. 2427-30, (2001).

3. Linder J., Halterman K. // Phys.Rev.B, **90**, 104502 (2014).

Когерентный электронный транспорт в гибридных структурах сверхпроводник/ полупроводниковая нанопроволока

И.Е. Батов^{1, 2, 3*}, H.Y. Guenel³, N. Borgwardt³, H. Hardtdegen³, K. Sladek³, G. Panaitov⁴, D. Gruetzmacher³, Th. Schaepers³

1 Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432.

2 Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141700.

3 Peter Gruenberg Institute (PGI-9), Research Centre Juelich, 52425 Juelich, Germany.

4 Peter Gruenberg Institute (PGI-8), Research Centre Juelich, 52425 Juelich, Germany.

*batov@issp.ac.ru

Изготовлены и исследованы симметричные джозефсоновские структуры Nb/InAs-нанопроволока/Nb и Al/InAs-нанопроволока/Al и асимметричные структуры Al/InAs-нанопроволока/Nb. Обнаружен джозефсоновский сверхток в исследуемых структурах. Установлено, что джозефсоновский критический ток монотонно убывает с увеличением магнитного поля. В дифференциальной проводимости исследуемых структур обнаружены особенности, связанные с эффектом многократного андреевского отражения. Обнаружен пик в дифференциальной проводимости при нулевом напряжении смещения в образцах Al/InAs-нанопроволока/Nb, связанный с безотражательным туннелированием в структурах.

Введение

Когерентный электронный транспорт в мезоскопических гибридных структурах сверхпроводник/полупроводник привлекает значительный интерес как с фундаментальной, так и прикладной точек зрения. В настоящее время методы позволяют изготавливать планарные гибридные структуры, являющиеся основой для реализации различных типов наноустройств на основе гибридных систем сверхпроводник/полупроводник [1, 2]. Недавно различными исследовательскими группами были изготовлены джозефсоновские структуры на основе полупроводниковых нанопроволок InAs и сверхпроводящих АІ-электродов. Была продемонстрирована возможность создания СКВИДов и рі-контактов на базе гибридных структур Al/InAs-нанопроволока [1, 3]. Гибридные сверхпроводник/полупроводникоструктуры вая нанопроволока на основе InAs(InSb)нанопроволок с сильным спин-орбитальным взаимодействием интенсивно исследуются в настоящее время в экспериментальных работах, посвященных обнаружению майорановских мод нулевой энергии [4-7]. В настоящей работе приведены результаты исследований электронного транспорта в гибридных структурах на основе InAs-нанопроволок и сверхпроводящих Nb-, Аl-электродов.

Методика эксперимента

Были изготовлены и исследованы симметричные джозефсоновские структуры Nb/InAs-нанопроволока/Nb и Al/InAs-нанопроволока/Al и асимметричные структуры Al/InAs-нанопроволока/Nb. Легированные кремнием InAs-нанопроволоки были выращены методом газофазной эпитаксии из паров металлорганических соединений (MOVPE) [8]. Нами изучались структуры с различной концентрацией носителей в InAs-нанопроволоках. Контакты к нанопроволокам формировались с помощью электронной литографии на двойном резисте и последующего напыления ниобия (алюминия) в высоком вакууме. Напыление пленок алюминия толщиной 100 нм проводилось методом электронно-лучевого испарения; пленки ниобия (толщина Nb-пленок ~ 100 нм) осаждались методом магнетронного распыления. Основной проблемой, возникающей при изготовлении планарных джозефсоновских структур на основе InAs-нанопроволок, является создание высокопрозрачной границы между сверхпроводником и полупроводниковой нанопроволокой. Нами был разработан технологический процесс, позволяющий получить высокопрозрачные границы раздела в структурах. Непосредственно перед напылением сверхпроводящих Nb-, Al-электродов мы использовали двухстадийную чистку поверхности полупроводниковых нанопроволок в кислородной плазме и ионами аргона [9, 10]. Низкотемпературные измерения проводимости структур были проведены с использованием метода синхронного детектирования.

Результаты

Были изучены вольт-амперные характеристики структур в поперечном магнитном поле при различных температурах. В эксперименте нами был обнаружен джозефсоновский сверхпроводящий ток в симметричных джозефсоновских структурах. Исследованы зависимости джозефсоновского критического тока от температуры и магнитного поля. Установлено, что критический ток в симметричных джозефсоновских структурах монотонно убывает с увеличением магнитного поля (отсутствуют интерференционные максимумы), что согласуется с теорией эффекта близости, развитой для случая планарных субмикронных SNS структур [11, 12]. Исследованы зависимости джозефсоновского критического тока от затворного напряжения в управляемых эффектом поля джозефсоновских структурах Nb/InAs-нанопроволока/Nb. Показано, что увеличение отрицательного напряжения на затворе приводит к подавлению джозефсоновского критического тока в структурах с низколегированными InAs-нанопроволоками. Были также исследованы флуктуации джозефсоновского критического тока и флуктуации проводимости в управляемых эффектом поля джозефсоновских структурах Nb/InAsнанопроволока/Nb. Обнаружено усиление амплитуды флуктуаций проводимости структур при напряжениях смещения, соответствующих энергиям меньше величины сверхпроводящей щели. Проведены детальные исследования магнитополевых и температурных зависимостей дифференциальной проводимости симметричных джозефсоновских структур; обнаружены и исследованы особенности в дифференциальной проводимости, связанные с эффектом многократного андреевского отражения.

Изучены вольт-амперные характеристики асимметричных джозефсоновских структур Al/InAsнанопроволока/Nb в магнитном поле при различных температурах. Обнаружен джозефсоновский сверхпроводящий ток в асимметричных структурах при низких температурах и в слабых внешних магнитных полях (меньше критического магнитного поля алюминия $B_{C,Al} \sim 13$ mT). Исследованы магнитополевые и температурные зависимости дифференциальной проводимости асимметричных структур. В магнитных полях $B>B_{C,Al}$ обнаружен пик в дифференциальной проводимости при нулевом напряжении смещения в асимметричных структурах [9]. Исследованы зависимости амплитуды пика проводимости от температуры и магнитного поля. Пик в дифференциальной проводимости при нулевом напряжении смещения можно объяснить в рамках модели «безотражательного туннелирования» наличием возвратных траекторий и многократных актов андреевского отражения на границе сверхпроводник/ диффузный полупроводник [13, 14].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Министерства образования и науки РФ, проект N 14Y.26.31.0007.

- S. De Franceschi et al. // Nat. Nanotechnol., V. 5, 703 (2010).
- Th. Schaepers // Springer Tracts on Modern Physics. V. 174. Springer (2001).
- 3. J.A. van Dam et al.// Nature, V. 442, 667 (2006).
- 4. V. Mourik et al. // Science, V. 336, 1003 (2012).
- 5. A. Das et al. // Nat. Phys., V. 8, 887 (2012).
- 6. M.T. Deng et al. // Nano Lett., V. 12, 6414 (2012).
- A.D. K. Finck et al. // Phys. Rev. Lett., V. 110, 126406 (2013).
- S. Wirts et al. // J. Appl. Phys., V. 110, 053709 (2011).
- H.Y. Guenel, N. Borgwardt, I.E. Batov et al. // Nano Lett., V. 14, 4977 (2014).
- H.Y. Guenel, I.E. Batov et al. // J. Appl. Phys., V. 112, 034316 (2012).
- J.C. Cuevas and F.S. Bergeret // Phys. Rev. Lett., V. 99, 217002 (2007).
- F.S. Bergeret and J.C. Cuevas // J. Low Temp. Phys., V. 153, 304 (2008).
- B.J. van Wees et al. // Phys. Rev. Lett., V. 69, 510 (1992).
- M. Popinciuc et al. // Phys. Rev. B, V. 85, 205404 (2012).

Long-range spin imbalance in mesoscopic superconductors under a Zeeman splitting

A.M. Bobkov^{*}, I.V. Bobkova^{\$}

Institute of Solid State Physics RAS, Chernogolovka, Moscow reg., 142432 Russia *bobkov@issp.ac.ru, \$bobkova@issp.ac.ru

We develop a theory of spin relaxation in Zeeman-split superconducting films at low temperatures. A new mechanism of spin relaxation, specific only for Zeeman-split superconductors is proposed. It can explain the extremely high spin relaxation lengths, experimentally observed in Zeeman-split superconductors, and their strong growth with the magnetic field. In the framework of this mechanism the observed spin signal is formed by the spin-independent nonequilibrium quasiparticle distribution weighted by the spin-split DOS. We demonstrate that the relaxation length of such a spin signal is determined by the energy relaxation length at energies of the order of the superconducting gap.

Introduction

Effective control of spin-polarized transport forms a basis of spintronic applications. In particular, it is very important to transmit spin signals over mesoscopic length scales. It was shown in transport experiments that for Al thin films in the normal state the spin relaxation length λ_N is of the order of 400-500 nm. However, recently is has been reported for superconducting Al films that in the presence of a significant Zeeman splitting of the quasiparticle density of states (DOS) the spin signal can spread over distances of several μ m [1–3]. It is also important that the relaxation length grows with the applied magnetic field.

We have developed a theory of spin relaxation in Zeeman-split superconducting films at low temperatures. Usually at low temperatures and in the absence of the magnetic field (Zeeman splitting of the DOS) the spin relaxation length is limited by elastic spin-flip at magnetic impurities or spin-orbit scattering processes. Here we show that it is unlikely that the experimentally observed long-distance spin relaxation is provided by such elastic spin-flip processes. Instead we suggest a new mechanism, which controls spin relaxation in Zeeman-split superconductors. Our theoretical estimates of the expected length scales for Al agree well with the experimental data [1-3]. We show that the relaxation length for such a mechanism should grow with the magnetic field, as it is observed.

Model and calculation

Following the experiments [1-3] we consider the system depicted in Fig.1. It consists of a thin superconducting film overlapped by the injector (I) and detector (D) electrodes. A current is injected into the superconducting film via I. This electrode can be normal or ferromagnetic. The detector electrode is ferromagnetic. The magnetic field is applied in plane of the film and is parallel to the ferromagnetic wires. Both the injector and the detector are coupled to the film by tunnel contacts.



Fig. 1. Sketch of the system under consideration.

In this case it can be shown that the non-local electric current, measured at the detector is proportional to the detector polarization P_D and the local nonequilibrium spin accumulation S in the film at the detector point. Further, we focus on this nonequilibrium spin accumulation S. The details of calculation can found in [4].

The behavior of the distribution function in the superconductor is found from the kinetic equation, which is derived from the Keldysh part of the Usadel equation. In the superconductor we consider elastic spin relaxation processes of spin-orbit scattering and exchange interaction with magnetic impurities and also inelastic processes of energy relaxation. It is assumed that the elastic spin-flip processes are much faster than the energy relaxation, that is $\tau_{\varepsilon}^{-1}/K \ll 1$, where τ_{ε} is the time of inelastic relaxation and *K* is the inverse time of the elastic spin relaxation (due to spin-orbit processes and magnetic impurities) appropriately renormalized due to superconductivity. This assumption is in good agreement with the experimental situation [1-3]. Under this condition the part of the distribution function in the superconductor, which accounts for the spin imbalance, takes the form

$$\begin{pmatrix} \delta \varphi^0_+ \\ \delta \varphi^0_+ \end{pmatrix} = \alpha \hat{\varphi}_S e^{-\lambda_S y} + \beta \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{-\lambda_E y} .$$
 (1)

Here $\delta \varphi_+$ is the difference the nonequilibrium distribution function φ_+ from its equilibrium value $\tanh(\varepsilon/2T)$ and $\delta \varphi_+^{0,t} = \delta \varphi_+^{\top} \pm \delta \varphi_+^{\downarrow}$. The first term in (1) describes fast spin relaxation of the distribution function due to elastic spin-flip processes with $\lambda_S^2 \propto K/D$. The second term corresponds to the slow energy relaxation of the (approximately) spinindependent part with $\lambda_{\varepsilon}^2 \propto \tau_{\varepsilon}^{-1}/D$. The diffusion constant is denoted by *D*.

Further, having at hand the spectral functions $N_{0,t} = N_{\uparrow} \pm N_{\downarrow}$, where $N_{\uparrow,\downarrow}$ stands for the spinresolved LDOS, and the distribution functions, we can calculate the nonequilibrium spin accumulation *S* as

$$S = \frac{1}{4} \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon \left(N_0 \delta \varphi_+^t + N_t \delta \varphi_+^0 \right).$$
 (2)

Results

At first we study only the relaxation of the spin accumulation driven by the elastic relaxation processes, that is the first term in Eq. (2). The inverse times of elastic spin relaxation due to spin-orbit processes and scattering by the magnetic impurities are chosen in such a way that the normal state spin relaxation length l_s^N corresponds to the experimental data for thin Al. We calculate the nonlocal conductance $g_{nl} = dS / dV$ (not shown here, see [4]). It is unlikely that the elastic relaxation processes is the mechanism of the slow spin relaxation, observed in [1-3]. The main arguments are: (i) the shape of the nonlocal conductance does not resemble the experimental one for the ferromagnetic injector; (ii) the calculated values of l_s are much smaller than the experimentally observed; (iii) the calculated growth with the applied field is too weak and l_s is limited by l_s^N .

Now let us include the weak energy relaxation processes in our study. From now we consider $L >> l_s^N$, where the fast-decaying spin-dependent part of the distribution function is negligible. Then the distribution function is nonequilibrium, but spin-independent. According to Eq.(2), such a spin-independent distribution can give the nonzero *S* due to the Zeeman-split superconducting DOS. Fig.2(a) represents the nonlocal conductance calculated for different applied magnetic fields at $L = 12.5 l_S^N$, where the distribution function is already practically spin-independent.



Fig.2. (a) g_{nl} as a function of *V* for different magnetic fields for the energy relaxation mechanism. (b) Spin relaxation length as a function of the magnetic field.

The spin signal S decays exponentially as a function of L. The decaying length l_{ε} is plotted in Fig.2(b). It is seen that l_{ε} shows a strong increase as a function of the magnetic field. It is worth to note that already at the smallest fields the value of l_{ε} is considerably higher than the length of elastic relaxation. The main physical reason for large increase of l_{ε} with the field is the suppression of the superconducting order parameter Δ . The point is that the energies of the order of Δ make the most important contribution to the signal. The electron-electron scattering rate $\tau_{\varepsilon}^{-1} \propto \varepsilon^2$ Consequently, the effective scattering rate diminishes with the order parameter suppression. In the framework of this mechanism the upper limit for the spin relaxation length is the normal state energy relaxation length at a given temperature. If the energy relaxation is provided by the electron-phonon scattering, the qualitative picture is the same, but the more sharp increase of the relaxation length with the field is observed.

The suppression of Δ is mainly determined by the orbital effect of the field. Although the film is thin, it cannot be disregarded here. The main role of the Zeeman term is to provide the splitted DOS. Our results, represented in Fig.2 are in good qualitative agreement with the experimental findings of [1–3].

References

- F. Hubler et al. // Physical Review Letters. V. 109. 207001 (2012).
- C.H.L. Quay et al. // Nature Physics. V. 9. 84 (2013).
- M.J. Wolf et al. // Physical Review B. V. 87. 024517 (2013).
- I.V. Bobkova and A.M. Bobkov // Pis'ma v ZheTF. V. 101. 124 (2015).

Необычные сверхпроводящие состояния в бислоях ферромагнетик/сверхпроводник

И.В. Бобкова^{*}, А.М. Бобков^{\$}

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д. 2, 142432, Россия *bobkova@issp.ac.ru, \$bobkov@issp.ac.ru

Рассмотрены некоторые нетривиальные сверхпроводящие состояния, которые могут возникать в S/F-бислоях, их особенности и экспериментальные проявления. Одно из них – FFLO-состояние с продольной модуляцией сверхпроводящего параметра порядка, которое возможно в грязном пределе и вблизи критической температуры. Показано, что для сверхпроводящей гетероструктуры, которая находится в таком FFLO-состоянии, орбитальный эффект внешнего магнитного поля может повышать критическую температуру системы. Рассматривается также бистабильное состояние S/F-бислоя. Обсуждаются возможные экспериментальные проявления эффекта: переход в сверхпроводящее состояние при повышении температуры и гистерезисное поведение системы в магнитном поле.

Введение

На данный момент уже хорошо известно, что гетероструктуры сверхпроводник/ферромагнетик нельзя рассматривать просто как сумму их составных частей: эффект близости на S/F-границе приводит к возникновению различных новых физических эффектов. В частности, уже можно надежно утверждать, что волновая функция куперовских пар осциллирует в области ферромагнетика (см., например, [1]), что приводит к немонотонной зависимости критической температуры S/F-бислоев от их толщины и формированию 0-п-переходов в S/F/Sконтактах. Ясно, что если толщина S/F-бислоя не превышает длин когерентности в сверхпроводнике и ферромагнетике, то область границы, затронутая эффектом близости, распространяется на всю систему. Поэтому в таких бислоях можно ожидать перехода всей системы в какое-то необычное сверхпроводящее состояние. В данной работе речь как раз и пойдет о текущем положении дел в этой области. Обсуждается два состояния, которые на текущий момент предсказаны в литературе для S/Fбислоев: FFLO-состояние с продольной модуляцией сверхпроводящего параметра порядка и бистабильное состояние. Рассматриваются их особенности и возможные экспериментальные проявления.

FFLO-состояние

Неоднородное сверхпроводящее состояние Фулде-Феррела-Ларкина-Овчинникова (FFLO) обычно обсуждается в контексте тонких, сверхпроводящих пленок, слоистых сверхпроводников, систем с тяжелыми фермионами в приложенном магнитном поле. В указанных системах зеемановский эффект приложенного поля может доминировать над орбитальным эффектом и FFLO-состояние, в принципе, может быть реализовано. Однако такое классическое FFLO-состояние в объемных системах обычно может существовать только как низкотемпературная фаза и быстро разрушается примесями.

Недавно в работе [2] было показано, что FFLOсостояние может быть реализовано в S/F-гетероструктурах и это состояние может существовать вблизи критической температуры и в грязном пределе. Это возможно в определенной области параметров бислоя и только из-за наличия эффекта близости на S/F-границе и возникновения пространственных осцилляций конденсатной волновой функции в ферромагнетике. Важно подчеркнуть, что в рассматриваемом FFLO-состоянии куперовская пара имеет ненулевой суммарный импульс в плоскости бислоя.

Теперь предположим, что к системе приложено слабое внешнее магнитное поле, параллельное плоскости бислоя. Зеемановский эффект этого внешнего поля будет очень мал, и его можно не учитывать по сравнению с влиянием обменного поля ферромагнетика. Рассмотрим влияние орбитального эффекта внешнего поля. Хорошо известно, что орбитальный (или электромагнитный) эффект магнитного поля обычно приводит к подавлению критической температуры в сверхпроводниках. Оказывается, что если система находится в обсуждаемом здесь FFLO-состоянии вблизи критической температуры при отсутствии внешнего поля, орбитальный эффект приложенного магнитного поля может привести к увеличению критической температуры [3]. Причем критическая температура становится выше, чем для системы в нулевом поле.

На рис.1 приведена зависимость относительного увеличения критической температуры бислоя от величины приложенного магнитного поля. Рис.1 соответствует случаю максимального эффекта, который реализуется при определенной взаимной ориентации магнитного поля и вектора модуляции сверхпроводящего параметра порядка *k*. При изменении знака поля эффект усиления сменяется подавлением критической температуры.



Рисунок 1. Зависимость относительного изменения критической температуры S/F-бислоя от величины приложенного магнитного поля.

Представленный результат достаточно общий и имеет место не только для S/F-бислоев в FFLOсостоянии. В частности, аналогичный эффект есть и для FFLO-состояния в S/N-бислое в неравновесных условиях [4].

Бистабильное состояние

Показано, что в определенном диапазоне параметров уравнение самосогласования для S/F-бислоя имеет два ненулевых решения. В этом диапазоне параметров однородное состояние является более выгодным, чем FFLO-состояние. К системе приложено внешнее магнитное поле, параллельное плоскости бислоя. Решения уравнения самосогласования как функция температуры показаны на рис.2. Полученные ненулевые решения уравнения самосогласования являются экстремумами функционала свободной энергии. При этом нормальное состояние также всегда является его экстремумом. Рассмотрим сначала нулевое магнитное поле. Мы показали, что (i) верхнее решение дает минимум свободной энергии и отвечает сверхпроводящему состоянию; (ii) в области температур $T < T^*$ нормальное состояние также отвечает минимуму свободной энергии, а нижнее решение дает максимум, т.е. устойчивые нормальное и сверхпроводящее

состояния отделены друг от друга энергетическим барьером. Здесь T^* – точка исчезновения нижнего решения. Таким образом, в этой области температур мы имеем бистабильное состояние. Для $T^* < T < T_c$ устойчиво только сверхпроводящее состояние, соответствующее верхнему решению.



Рисунок 2. Решения уравнения самосогласования как функция температуры для разных магнитных полей. Красные кривые отвечают нулевому полю.

Рассмотрим возможные экспериментальные проявления бистабильного состояния. В зависимости от величины поля существует три различных режима эволюции состояния системы. Для достаточно низких полей если система при T = 0 находится в сверхпроводящем состоянии, то ее температурное поведение стандартно. Если система при T = 0 в нормальном состоянии, то при повышении температуры происходит переход в сверхпроводящее состояние. Для высоких полей ситуация обратная: при охлаждении система не переходит в сверхпроводящее состояние, оставаясь нормальной. В узкой промежуточной области полей система обладает гистерезисом при изменении температуры.

Бистабильное состояние может также приводить к гистерезисной зависимости от магнитного поля Такое поведение имеет место для $T > T^*$. Более подробное обсуждение бистабильного состояния можно найти в [5].

- A.I. Buzdin // Review of Modern Physics, V. 77, 935 (2005).
- 2. S. Mironov, A. Mel'nikov, and A. Buzdin // Physical Review Letters, V. 109, 237002 (2012).
- A.M. Bobkov and I.V. Bobkova // Pis'ma v ZhETF, V. 99, 382 (2014).
- I.V. Bobkova and A.M. Bobkov // Physical Review B V. 88, 174502 (2013).
- I.V. Bobkova and A.M. Bobkov // Physical Review B, V. 89, 224501 (2014).

Теоретический анализ наведенной сверхпроводимости в контактах с 3D топологическими изоляторами с учетом орбитальных степеней свободы

А.В. Бурмистрова^{1,2,3,4*}, И.А. Девятов^{1,2}

НИИЯФ МГУ, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, Москва, 119991.
 Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Москва, 141700.
 Физический факультет МГУ, Москва, 119991.
 МПГУ, ул. М. Пироговская, д. 1, Москва, 119992.

*burangelina@yandex.ru

В рамках созданной ранее теории джозефсоновского транспорта в структурах, содержащих многозонные сверхпроводники с необычными анизотропными симметриями параметра порядка, в терминах решеточных мацубаровых функций Грина рассчитана амплитуда второй гармоники фазовой зависимости тока Джозефсона для контактов высокотемпературного пниктида с обычным сверхпроводником БКШ-типа. Также, используя предложенный ранее микроскопический подход к описанию процессов зарядового транспорта в приближении сильной связи, рассмотрена задача о наведении сверхпроводимости в трехмерных топологических изоляторах для их контактов с обычными сверхпроводниками s-типа. Рассчитаны модифицированные спектры квазичастичных возбуждений в топологических изоляторах. В данных расчетах принято во внимание наличие как нескольких орбитальных степеней свободы, так и сильного спин-орбитального взаимодействия в таких материалах.

Введение

В настоящее время в мировом научном сообществе существует большой интерес к изучению необычных сверхпроводников, топологических сверхпроводников и сверхпроводящих топологических изоляторов. Рассматривается возможность существования в таких сверхпроводниках как необычных симметрий параметра порядка, так и топологически защищенных поверхностных состояний. В высокотемпературных железосодержащих пниктидах активно обсуждается наличие как s+- и s++ симметрий параметра порядка, так и межорбитального сверхпроводящего спаривания. При этом как пниктиды, так и сверхпроводящие топологические изоляторы Cu_xBi₂Se₃ помимо необычных симметрий параметра порядка и топологически защищенных поверхностных состояний на границе (в случае Cu_xBi₂Se₃) также характеризуются сложными непараболическими многозонными спектрами возбуждения. Ранее нами была развита последовательная микроскопическая теория [1, 2] когерентного транспорта в структурах с многозонными материалами, учитывающая их многозонность, существенную непараболичность и анизотропию спектра их одноэлектронных возбуждений, а также анизотропию и возможную знакопеременность для различных направлений параметра порядка.

Джозефсоновский транспорт в структурах с пниктидами

В рамках предложенного нами ранее полностью микроскопического подхода [1,2] в приближении сильной связи была рассчитана амплитуда второй гармоники фазовой зависимости тока Джозефсона для туннелирования в а-b-плоскости и в с-направлении для различных значений двух параметров хоппинга на границе двухзонный пниктид – однозонный БКШ-типа сверхпроводник, характеризующих прозрачность границы. Было показано, что амплитуда второй гармоники всегда велика по сравнению с амплитудой первой гармоники при туннелировании в а-b-плоскости (рисунок 1) и мала при туннелировании в с-направлении в случае s+симметрии параметра порядка в пниктидах. Напротив, при s++ симметрии параметра порядка амплитуда второй гармоники всегда имеет малые значения по сравнению с амплитудой первой гармоники для транспорта в любом направлении. Данные теоретические результаты получили экспериментальное подтверждение в работе итальянской экспериментальной группы Р. Гоннелли и М. Тортелло при исследовании соединения Ba_{0.4}K_{0.6}Fe₂As₂. Полученные в результате эксперимента, мотивированного этими теоретическими результатами, данные являются, возможно, первым экспериментальным подтверждением наличия s⁺– симметрии параметра порядка в пниктидах на основе фазово-когерентного эксперимента.



Рисунок 1. Величина отношения амплитуды второй гармоники к амплитуде первой гармоники при различных значениях параметров хоппинга на границе пниктида и однозонного БКШ-типа сверхпроводника. Темный цвет - отношение амплитуд гармоник < 0.2, белый цвет – отношение амплитуд гармоник > 1.6.

Анализ наведенной сверхпроводимости в контактах с 3D топологическими изоляторами

Рассмотрена задача о наведенной сверхпроводимости в слое двумерного электронного газа при его контакте с обычном сверхпроводником БКШ-типа [3] в рамках приближения сильной связи. Рассчитана плотность состояний в слое двумерного газа с учетом наведенного изотропного параметра порядка. Данный микроскопический подход обобщен для случая контакта однозонного сверхпроводника БКШ-типа с трехмерным топологическим изолятором Bi₂Se₃, описываемым в рамках двухорбитальной модели [4]. Получены уравнения Боголюбоваде-Жена для рассматриваемого топологического изолятора и граничные условия для его контакта с однозонным сверхпроводником. Развита теория решеточных температурных функций Грина, в рамках которой рассчитана плотность состояний в слое топологического изолятора с учетом наведенного в нем за счет контакта со сверхпроводником параметра порядка и с учетом вклада нескольких орбиталей в создание электронных свойств данного материала.

Работа поддержана грантами РФФИ № 13-02-0185, 14-02-31366-мол-а и грантом Министерства образования и науки Российской Федерации № 14Y26.31.0007.

- А.В. Бурмистрова, И.А. Девятов. Граничные условия для контакта нормального металла с многозонными сверхпроводниками с необычными видами спаривания // Письма в ЖЭТФ, 96, вып.6, 430-435 (2012).
- Angelina V. Burmistrova, Igor A. Devyatov, Alexander A. Golubov, Keiji Yada, Yukio Tanaka. Theory of tunneling spectroscopy of multi-band superconductors // Journal of the Physical Society of Japan, 82, 034716-1 – 034716-14 (2013).
- A.F. Volkov, P.H.C. Magnee, B.J. van Wees, T.M. Klapwijk // Physica C, 242, 261 (1995).
- H. Zhang, C.-X. Liu, X.-L. Qi *et al.* // Nature Physics, V. 5, 438 (2009).

Симметрийные и топологические свойства фазы сосуществования сверхпроводимости и антиферромагнетизма в 2D-системах с сильными электронными корреляциями

В.В. Вальков^{*}, А.О. Злотников

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036. *vvv@iph.krasn.ru

Показано, что свойства антиферромагнитной фазы, сверхпроводящей фазы и фазы сосуществования сверхпроводимости и антиферромагнетизма в цериевых тяжелофермионных интерметаллидах в значительной степени определяются их квазидвумерностью, а также низкоэнергетическими и высокоэнергетическими гибридизационными процессами между 4f-электронами ионов Се и р-электронами ионов In. Эти процессы, индуцируя обменное взаимодействие в подсистеме локализованных спинов, определяют механизм куперовской неустойчивости в фазе с нарушенной симметрией по отношению к инверсии времени. Учет этих факторов позволил описать фазовую диаграмму в переменных «температура-давление», содержащую области реализации антиферромагнитной фазы, сверхпроводящей фазы и фазы сосуществования сверхпроводимости и антиферромагнетизма. Методом диаграммной техники для операторов Хаббарда при учете гибридизационных вкладов рассчитана температурная зависимость намагниченности антиферромагнитных подрешеток. Из микроскопических уравнений получено разложение Гинзбурга–Ландау.

Введение

В последнее время большое внимание привлекают исследования материалов, в которых куперовская неустойчивость развивается в условиях нарушенной симметрии относительно инверсии времени. К таким системам относятся редкоземельные интерметаллиды с тяжелыми фермионами (например, CeIn₃, CeRhIn₅, CePt₂In₇), в которых при низких температурах наблюдается микроскопически-однородная фаза сосуществования сверхпроводимости и антиферромагнетизма (фаза СП+АФМ) [1].

Наиболее вероятным нефононным механизмом куперовской неустойчивости в тяжелофермионных системах является механизм, основанный на обменном взаимодействии в квазилокализованной подсистеме, а также на спиновых флуктуациях [2]. Альтернативные нефононные механизмы сверхпроводимости связаны с флуктуациями немагнитной природы в окрестности квантовой критической точки, например валентными [3] или кондовскими [4] флуктуациями.

В работе [5] был рассмотрен магнитный механизм куперовской неустойчивости с d-типом спаривания в двумерных редкоземельных системах с нарушенной симметрией относительно операции инверсии времени. Полученные зависимости сверхпроводя-

щего и антиферромагнитного параметров порядка качественно хорошо описывают фазовые переходы в CeRhIn₅ под давлением и формирование смешанного состояния СП+ $A\Phi M$.

В данной работе проведено рассмотрение симметрийных свойств упорядоченных фаз в цериевых тяжелофермионных интерметаллидах при конечных температурах.

Модель и метод

При теоретическом описании фазовой диаграммы цериевых интерметаллидов в переменных «температура-давление» существенное значение имеет учет гибридизационных процессов. Включение таких процессов при развитии спин-волновой теории должно удовлетворять симметрийным требованиям, вытекающим из теоремы Голдстоуна.

Нами в рамках эффективной периодической модели Андерсона методом диаграммной техники для операторов Хаббарда при учете гибридизационных вкладов решена задача о температурной зависимости намагниченности антиферромагнитных подрешеток. При этом было использовано представление квазиспиновой мацубаровской функции Грина через массовый и силовой операторы, вычисление которых осуществлялось с учетом поправок от гибридизационного взаимодействия.

Результаты и обсуждение

На рисунке 1 точками представлены результаты численного расчета температуры Нееля T_N (в единицах параметра Ј обменного взаимодействия между ближайшими ионами Се) при учете гибридизации между коллективизированными и локализованными электронами В зависимости от положения локализованного уровня Е₀ относительно зоны электронов. Считалось, что увеличение энергии Е₀ связано с ростом внешнего давления. Сплошная линия демонстрирует зависимость намагниченности, полученную в рамках теории гейзенберговского антиферромагнетика при учете частичного заполнения локализованного уровня. Видно, что в достаточно широкой области давлений включение гибридизационных процессов приводит к увеличению температуры Нееля. Это связано с тем, что гибридизация индуцирует дополнительное обменное взаимодействие, способствующее исходному антиферромагнитному состоянию. С ростом давления температура Нееля уменьшается вплоть до резкого подавления дальнего антиферромагнитного порядка в квантовой критической точке. Следует подчеркнуть, что без учета гибридизационных процессов такого критического поведения не возникает. Таким образом, в этой области смешивание локализованных и коллективизированных электронов подавляет антиферромагнитное упорядочение. Полученная зависимость на качественном уровне соответствует экспериментальной зависимости для CeRhIn₅.

В рамках развитого подхода найден вид температурной зависимости антиферромагнитного параметра порядка. Ранее на основе анализа уравнений типа Горькова для фазы СП+АФМ тяжелофермионных систем было показано, что наличие антиферромагнитного упорядочения приводит к существенной модификации сверхпроводящего параметра порядка [6]. При этом формирование куперовской неустойчивости практически не влияет на антиферромагнетизм. Поэтому знание зависимости подрешеточной намагниченности от температуры полностью определяет поведение сверхпроводящего параметра порядка в фазе СП+АФМ и позволяет установить границы реализации такой фазы при конечных температурах.

На основе полученных микроскопических уравнений для мацубаровских функций Грина, описывающих фазу СП+АФМ, методом разложения по параметру порядка в окрестности критической точки (метод Горькова) выведены уравнения Гинзбурга–Ландау. Следует отметить, что полученные уравнения связывают несколько сверхпроводящих параметров порядка, обладающих различными типами симметрии, и антиферромагнитный параметр порядка. Выведены выражения, определяющие коэффициенты разложения для функционала Гинзбурга–Ландау применительно к тяжелофермионным системам в фазе СП+АФМ.



Рисунок 1. Зависимость температуры Нееля от энергии локализованного уровня (давления) при учете гибридизационных процессов (точки) и без их учета (сплошная линия).

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Программы Президиума РАН и фонда РФФИ (грант № 13-02-00523).

- C. Pfleiderer // Rev. Mod. Phys., V. 81, 1551 (2009).
- K. Miyake, S. Schmitt-Rink, C.M. Varma // Phys. Rev. B, V. 34, 6554 (1986).
- K. Miyake, Sh. Watanabe // J. Phys. Soc. Jpn, V. 83, 061006 (2014).
- 4. J.H. Pixley, L. Deng, K. Ingersent, Q. Si // arXiv:1308.0839v2 [cond-mat.str-el] (2013).
- V.V. Val'kov, A.O. Zlotnikov // J. Supercond. Novel Magn., V. 26, 2885 (2013).
- В.В. Вальков, А.О. Злотников // Письма в ЖЭТФ, Т. 95, 390 (2012).

Наблюдение вихрей в мезоскопических структурах

Л.Я. Винников^{1*}, Т.М. Артёмова¹, S. Goldberg², E. Zeldov², T. Golod³, V. Krasnov³

1 Институт физики твёрдого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, МО, 142432.

2 Weizmann Institute of Science, Rehovot, Israel.

3 The Department of Physics at Stockholm University, Stockholm, Sweden.

*vinnik@issp.ac.ru

Вихревая структура в сверхпроводящих наноструктурированных плёнках Nb, гибридных структурах и в тонких монокристаллах высокотемпературного сверхпроводника BSCCO (2212) исследовалась методом декорирования. С помощью фокусированного пучка ионов (FIB) создавались искусственные дефекты (центры пиннинга), соизмеримые с длиной когерентности в сверхпроводниках. Наблюдались сложные вихревые конфигурации, обусловленные взаимодействием вихрей как с индивидуальными центрами пиннинга в мезоскопических структурах, так и с взаимодействием с решётками центров пиннинга в монокристаллах BSCCO (2212).

Введение

Изучение вихревой структуры в мезоскопических объектах, когда их размеры соизмеримы с характерными длинами в сверхпроводнике (лондоновской глубиной проникновения магнитного поля или длиной когерентности) – одно из магистральных направлений физики конденсированного состояния, представляющее фундаментальный интерес [1]. С другой стороны, использование сверхпроводников в криоэлектронике и стремление к дальнейшей миниатюризации делают такие исследования важными и с точки зрения возможных приложений. Особенно полезными могут быть исследования прямого наблюдения вихрей, которые представляет метод декорирования [2].

Результаты и обсуждение

Исследована вихревая решётка в монокристаллах высокотемпературного сверхпроводника BSCCO (2212) с искусственными центрами пиннинга, созданными облучением тяжёлыми ионами с помощью прибора FIB (focused ion beam). По программе рисовалась сетка нанометровых отверстий (центров пиннинга) различной формы с расстояниями между отверстиями d, как, например, на рис. 2а. Поскольку создаваемые пучком ионов каналы имели сложную форму, исследовались разные слои облучённых монокристаллов BSCCO путём удаления поверхностных слоёв.



Рисунок 1. Вихревая структура в магнитном поле 20 Э.

На рисунке 1 показан участок из срединной части монокристалла BSCCO с фрагментом треугольной сетки центров пиннинга после декорирования в магнитном поле 20 Э.

На рисунке 2 представлены результаты наблюдения вихревой структуры облучённой области монокристалла BSCCO, расположенной под каналами, создаваемыми при облучении.

Исследовались вихревые структуры в магнитных полях, в которых период решётки вихрей как соизмерим с периодом решётки центров пиннинга d(B_{\u03c0}), так и несоизмерим с ним.

Анализировались изменения геометрии вихревых структур и количество вихрей, захваченных одним центром пиннинга. Настоящие исследования могут быть использованы для проверки теоретических моделей пиннинга в сильно анизотропных сверхпроводниках, к ко торым относится большинство высокотемпературных сверхпроводников.



Рисунок 2. Участок поверхности монокристалла BSCCO (2212) с искусственными центрами пиннинга а) до декорирования – верхний рисунок; б) после декорирования в магнитном поле 10 Э – средний рисунок; в) схема смещения вихрей из равновесного положения вблизи искусственных центров пиннинга – нижний рисунок.

Кроме того, разработанная методика исследования вихревой структуры слоистых сверхпроводников позволит экспериментально изучать упругие свойства вихревой материи.

Вихревая структура мезоскопических объектов, изготовленных из поликристаллических тонких плёнок (менее 200 нм), определялась конкуренцией собственных и искусственных центров пиннинга в магнитных полях, когда межвихревое расстояние было меньше геометрических размеров мезы. В малых полях, когда межвихревое расстояние больше характерных размеров мезы (например, ширины полоски мезоскопической структуры), вихревая структура контролируется скорее геометрическим фактором.

Работа поддержана грантами Президиума РАН и РФФИ-НЦНИ-12-02-91055.

- I.V. Grigorieva, W. Escoffier, J. Richardson, L.Y. Vinnikov, S. Dubonos, and V. Oboznov // Phys. Rev. Lett. 96, 077005 (2006).
- L.Ya. Vinnikov, L.A. Gurevich, I.V. Grigor'eva // Springer series in Material Science 23, "The Real Structurein High-Tc superconductors", 89–109 (1993).

Синхронизация внешним СВЧ сигналом цепочек бикристаллических джозефсоновских контактов

В. Будашов^{1§}, М.А. Галин^{1,2*}, А.М. Клушин^{1,2&}

1 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр-т Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950. 2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. §budashov2009@mail.ru, *galin@ipmras.ru, &a klushin@ipmras.ru

Работа посвящена исследованию синхронизации в миллиметровом диапазоне волн цепочки бикристаллических джозефсоновских контактов из высокотемпературного сверхпроводника. С целью достижения синхронизации контакты встроены в согласованную микрополосковую линию, в которой возможен режим бегущей волны в частотном диапазоне 70–80 ГГц. Численным методом рассчитана оптимальная конфигурация СВЧ-схемы.

Введение

Синхронизация массива из последовательно соединённых джозефсоновских контактов необходима для решения различных задач метрологии на основе эффекта Джозефсона [1]. Необходимым условием синхронизации контактов является создание на всём массиве равномерного распределения СВЧполя. Перспективы развития метрологических приборов, работающих на эффекте Джозефсона, связаны как с улучшением технологии изготовления контактов, так и с применением высокотемпературных (ВТСП) материалов, что позволит использовать дешёвый хладагент – жидкий азот.

В настоящей работе предложена схема синхронизации цепочки контактов из ВТСП. Равномерное распределение СВЧ-тока вдоль контактов реализуется за счёт генерации бегущей волны, которая подводится к СВЧ-линии через волноводнокоаксиальный переход. Численно рассчитана оптимальная конфигурация линии.

Схема СВЧ-линии

Микрополосковые линии (МПЛ) широко используются для облучения массивов джозефсоновских контактов из низкотемпературных сверхпроводников СВЧ-сигналом миллиметрового (мм) диапазона волн [2]. Успешное применение МПЛ связано с эффективной конструкцией finline антенны для согласования со стандартным волноводом. Исследуемые нами ВТСП-контакты изготавливаются на бикристаллических (БК) подложках из окиси циркония, стабилизированной иттрием. Данный материал характеризуется более высоким значением комплексной диэлектрической проницаемости $\varepsilon = 26$, чем кремний, применяемый в схемах, изготовленных из ниобия. Кроме того, цепочка контактов, изготовленная на БК-подложке, имеет форму меандра. Отмеченные особенности препятствуют равномерному распределению высокочастотного тока смещения вдоль цепочки ВТСП-контактов, что затрудняет использование известных схем для включения БК-контактов в СВЧ-тракт.



Рисунок 1. СВЧ-схема облучения цепочки джозефсоновских контактов (правая половина не показана – она симметрична относительно оси А–А): 1 – волновод; 2 – коаксиально-штыревой соединитель; 3 – МПЛ на подложке Rogers; 4 – МПЛ с контактами; 5 – соединения из фольги; 6 – НЧ-фильтры.

В нашей схеме СВЧ-линии для подвода мощности к МПЛ с контактами используется волноводнокоаксиальный переход (рисунок 1). С этой целью в верхней стенке прямоугольного волновода проделано отверстие, в которое вставлен коаксиальный СВЧ-соединитель, состоящий из металлического штыря и стеклянного тела. Для наилучшего согласования ось соединителя должна располагаться на расстоянии 1/4 длины волны от торцевой стенки волновода. С учётом выбранного диапазона исследования f = 70 - 80 ГГц это расстояние в данной схеме составило 1 мм. Чтобы согласовать излучение с МПЛ, содержащей контакты, в линию добавлена промежуточная МПЛ, изготовленная на подложке из материала Rogers RT5880 ($\varepsilon = 2.2$) и имеющая форму полоски переменной ширины. Также в целях улучшения согласования на концах МПЛ с контактами имелись электроды в форме трапеции длиной 0.45 мм. Схема имеет симметричный вид, т. е. СВЧ-мощность, проходящая вдоль цепочки контактов, отводится также через МПЛ Rogers и коаксиальный соединитель в другой волновод (рисунок 1). Для борьбы с наводками к цепи тока смещения подключены НЧ-фильтры. Компоненты линии соединены друг с другом полосками позолоченной фольги.

Результаты моделирования

Результаты численного моделирования представлены на рисунке 2. Здесь приведена частотная зависимость коэффициента отражения R(f) для различной формы меандра с контактами, изменяемые параметры которого d и w обозначены на вставке. При d = 10 мкм МПЛ содержала 300 контактов, а при d = 15 мкм – 200 контактов. Как видно из рисунка 2, в изучаемом диапазоне частот почти при всех конфигурациях МПЛ зависимость R(f) имеет один или два минимума R_{min} , значения которого ниже –7 дБ. Наименьшие значения достигаются на более «плотных» МПЛ (d = 10 мкм), причём для широкого (w = 20 мкм) меандра имеем $R_{\min}(78.56 \ \Gamma \Gamma \mu) = -9.4 \ дБ, а для узкого (<math>w = 5 \ \text{мкм}$) – $R_{\min}(71.55 \ \Gamma \Gamma \mu) = -8.6 \ дБ.$

В дальнейшем при исследовании данной схемы на практике режим бегущей волны в МПЛ планируется реализовать путём активного согласования.



Рисунок 2. Зависимость коэффициента отражения от частоты излучения при различной конфигурации МПЛ с меандром (длины измеряются в мкм): 1 - w = 5, d = 5; 2 - w = 5, d = 10; 3 - w = 20, d = 5; 4 - w = 20, d = 10; штриховой линией обозначена БК-граница.

Авторы благодарят за частичную поддержку грант РФФИ № 15-02-05793 и грант (соглашение от 27 августа 2013 г. № 02.В.49.21.0003 между МОН РФ и ННГУ). При выполнении работы было использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».

- B. Jeanneret, S. P. Benz // Eur. Phys. J. Special Topics, **172**, 181 (2009).
- M. Schubert, S. Anders, E. Haertel et al. // Supercond. Sci. Technol. 24, 085006 (2011).

Tunneling and relaxation of single quasipaticles in a normal-superconductor-normal single-electron transistor

A. Heimes¹, V.F. Maisi^{2,3}, D.S. Golubev^{2,4}, M. Marthaler¹, G. Schön^{1,4}, and J.P. Pekola²

1 Institut für Theoretische Festkörperphysik and DFG-Center for Functional Nanostructures, Karlsruhe Institute of Technology, D-76128 Karlsruhe, Germany

2 Low Temperature Laboratory (OVLL), Aalto University School of Science, P.O. Box 13500, 00076 Aalto, Finland

3 Centre for Metrology and Accreditation (MIKES), P.O. Box 9, 02151 Espoo, Finland

4 Institute of Nanotechnology, Karlsruhe Institute of Technology, D-76021 Karlsruhe, Germany

We investigate the properties of a hybrid single-electron transistor, involving a small superconducting island sandwiched between normal metal leads, which is driven by dc plus ac voltages. In order to describe its properties we derive from the microscopic theory a set of coupled equations. They consist of a master equation for the probability to find excess charges on the island, with rates depending on the distribution of nonequilibrium quasiparticles. Their dynamics follows from a kinetic equation which accounts for the excitation by singleelectron tunneling as well as the relaxation and eventual recombination due to the interaction with phonons. Our low-temperature results compare well with recent experimental findings obtained for ac-driven hybrid single-electron turnstiles.

Introduction

It has been demonstrated in a recent experiment [1] that one can very sensitively probe the excitation and relaxation of quasiparticles in a small superconducting island coupled to two normal leads by high Ohmic tunnel junction. In this single electron transistor (SET) geometry strong Coulomb blockade allows one to control the injection of quasiparticles from the leads into the island with high accuracy. We consider an SET biased by a small dc voltage below the Coulomb blockade threshold so that now current flows through the device at very low temperatures. Subsequently an ac driving voltage is applied to the gate electrode, see Fig. 1.

Fig. 1. (a) Schematics of the device. (b) Stability diagram of



the SET. Red line indicates the range of gate voltage modulation. $n_g = C_g V_g / e$ is the dimensionless gate charge.

At sufficiently strong amplitude of gate voltage modulation the operating point of the device begins to cross the boundaries between the neighboring Coulomb diamonds on an (V, V_g) plane and the device enters the pumping regime with one or tunneling electrons per one cycle. Thus at low driving frequencies *f* the current through the SET, *I*, grows as I=ef, where *e* is an electron charge. This so called single-electron turnstile setup is a promising candidate for metrological application as a current standard. At higher frequencies the deviation from this simple relation is observed. They are caused by overheating of the island, which results in spontaneous electron tunneling events unrelated to the pumping. We develop a model of quasiparticle relaxation in the central island, which allows us to fit the experimental data with good accuracy. We consider the deviations of the distribution function in the island from the equilibrium Fermi form and look at the effects like branch imbalance between electron and hole like quasiparticles and parity effect. Our results may also be useful in the context of superconducting qubit decoherence. The latter is known to be limited by nonequilibrium quasiparticles excited is superconducting islands.

Model

The dynamics of the SET transistor is described by a set of master equations

$$\dot{p}_n(t) = \sum_m \Gamma_{nm}(t) p_m(t)$$

or the occupation probabilites $p_n(t)$ of the charging states of the island with *n* electrons. The rates $\Gamma_{nm}(t)$ depend on time because the gate voltage is modulated. On top of that they depend on the quasiparticles distribution function in the island $F_{\xi}(t)$. The latter has to be determined from the kinetic equation of the following general form (see Ref. [2] for more details)

$$F_{\xi}(t) = Int_{inj} - Int_{e-ph}[F_{\xi}], \qquad (1)$$

where the source term Int_{inj} describes the injection of quasiparticles from the leads and $Int_{e,ph}$ is the electronphonon collision integral. It turns out that at very low temperatures, $T \ll \Delta$, where Δ is the superconducting gap, one can significantly simplify the problem by noticing that the electron tunnel rates Γ_{nm} depend only on the total number of excited quasiparticles $N_{qp} = 2v_F V \int d\xi F_{\xi}$, where v_F is the density of states at the Fermi level and V is the volume of the superconducting island. Taking the integral of the Eq. (1) over the energy ξ we arrive at the Rothwarf-Taylor equation

$$\frac{d}{dt} \left[N_{qp} \Sigma_n p_n A_n \right] =$$

$$= \Sigma_n p_n \left[I_n^{qp} - \Gamma_n^{qp} N_{qp} A_n - \kappa N_{qp}^2 \right]$$
(2)

where $\kappa = 4\Gamma_{e-ph} / v_F V\Delta$ is the quasiparticles recombination rate and $\Gamma_{e-ph} = 18$ MHz is the material constant of aluminum. In Eq. (2) we have also introduced the parameter A_n , which takes care of the parity effect in the island. Namely, we find $A_n = \tanh N_{qp}$ for even number of electrons *n* and $A_n = \coth N_{qp}$ for odd *n*. The first term in the square brackets on the right hand side of Eq. (2) describes the equation of quasiparticles from the leads, the second term – tunneling of the quasiparticles out of the island in the leads, and the third term – quasiparticle recombination. The equation (2) can be easily solved numerically.

Results

We have applied our theory to fit the data of the experiment [1], where an NISIN turnstile with a superconducting aluminum island sandwiched between two normal copper leads has been studied. The parameters of the device are: charging energy $E_c = 8\Delta/7$, bias voltage $eV = 4\Delta/3$, resistances of the junctions are $R_1 = 220 \text{ k}\Omega$, $R_2 = 150 \text{ k}\Omega$, $\Delta = 210 \text{ µeV}$. Fig. 1 shows the fits, which are very accurate.

That demonstrates the accuracy of our model. Solving the kinetic equation (1) we can also numerically find the quasiparticle distribution function F_{ξ} , see Fig. 3.



gate modulation amplitude C_aV_a/e

Fig. 2 Dependence of the current on the amplitude of gate voltage modulation for two different frequencies: f = 1 MHz (red symbols) and f = 0.1 MHz (blue symbols). Black lines are theoretical fits, while symbols correspond to experimental data.



Fig. 3 Quasiparticle distribution function F_{ξ} averaged over the period of gate modulation at f = 1 MHz. $F_{\xi}^{s} = (F_{\xi} + F_{-\xi})/2$ is the symmetric component of the distribution function, and $F_{\xi}^{A} = (F_{\xi} - F_{-\xi})/2$ is anti-symmetric one. F_{ξ}^{A} describes branch imbalance and becomes appreciable in strongly asymmetric SET.

Summary

We have developed a theory of quasipartcile relaxation in NISIN turnstiles. Our approach allows one to study subtle phenomena like parity effect (difference between even and odd electron states in a superconducting island) and branch imbalance effect. Our theory is in good agreement with the experiment. Our results may also be useful in the context of superconducting qubit decoherence.

References

- V.F. Maisi, S.V. Lotkhov, A. Kemppinen, A. Heimes, J.T. Muhonen, and J.P. Pekola // Phys. Rev. Lett. 111, 147001 (2013).
- A. Heimes, V.F. Maisi, D.S. Golubev, M. Marthaler, G. Schön, and J.P. Pekola // Phys. Rev. B. 89, 014508 (2014).

Калибровка микроволновых детекторов при субкельвинных температурах

А.С. Мухин¹, А.В. Гордеева^{1,2*}, Л.С. Ревин^{1,2,3}, А.Е. Абашин¹, А.А. Шишов¹, Л.С. Кузьмин⁴, А.Л. Панкратов^{1,2,3}

1 Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева, ул. Минина, 24, ГСП-41, Нижний Новгород, 603950

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

3 Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950

4 Chalmers University of Technology, 41296 Gothenburg, Sweden *anna.gord@list.ru

В этой работе проведен анализ болометров на холодных электронах [1,2], интегрированных с перекрестно-щелевой антенной [3]. Болометры изготовлены в Чалмерском университете технологии и измерены в Нижегородском государственном техническом университете. Результаты эксперимента после сравнения с теоретической моделью позволили найти поглощенную мощность и, таким образом, определить вольт-ваттную чувствительность болометров и их мощность, эквивалентную шуму.

Болометры и антенна изготовлены методом напыления тонких пленок на кремниевую подложку. С обратной стороны на подложку приклеена кремниевая линза, собирающая излучение. Болометры с линзой помещены в стакан, на одном торце которого расположены фильтры, отсекающие излучение вне полосы приема. Во время калибровки излучение на болометры подается с помощью черного тела, температура которого регулируется.

Цель данной работы – определить вольт-ваттную чувствительность болометров, а также мощность, эквивалентную шуму.

Обработка экспериментальных результатов начинается с оценки эффективности антенны путем моделирования электродинамики системы. Затем экспериментальные данные накладываются на теоретическую модель болометра на основе уравнения теплового баланса.

Основные результаты

В результате сравнения эксперимента с моделью были найдены параметры, важнейший из которых поглощенная мощность, при которых модель [4] и эксперимент совпали с хорошей точностью, что говорит о правильности модели. Обнаружено, что в проведенном эксперименте поглощенная мощность ниже уровня, на который были рассчитаны болометры. В данном режиме фотонный шум ниже поглощенного примерно в три раза и поэтому ненаблюдаем экспериментально. Спланированы следующие эксперименты по увеличению поглощаемой мощности и, таким образом, переходу к режиму детектирования, ограниченному фотонным шумом.

На рисунке 1 показан коэффициент усиления G перекрестно-щелевой антенны с 4 мм линзой.



Рисунок 1. Диаграмма направленности перекрестнощелевой антенны с линзой 4 мм для двух азимутальных углов ф.

Образец находился при температуре 300 мК. Черное тело (ЧТ) нагревалось от 300 мК до 7 К. На рисунке 2 можно видеть изменение вольт-амперной характеристики (ВАХ) болометров при нагреве черного тела.

Изменение напряжения на болометрах при фиксированном токе от температуры черного тела называется оптическим откликом ΔV.

При нагреве черного тела выше 7 К начинался нагрев всего образца. Чтобы различать оптический отклик и тепловой, на образце сделаны термометры, изготовленные в одном технологическом цикле с болометрами.

ВАХ болометров были наложены на теоретические кривые, рассчитанные в рамках уравнения теплового баланса для абсорбера [4].

Как видно на рисунке 2, модель хорошо совпадает с экспериментом. Сравнение модели и эксперимента позволило найти такие важные параметры болометров, как поглощенная мощность dP, вольтваттная чувствительность S и мощность, эквивалентная шуму (МЭШ):

$$S = \Delta V/dP, M \ni III = dV/S,$$
 (\phi1)

где dV – полный измеренный шум на болометрах.



Рисунок 2. ВАХ болометров при двух температурах черного тела Т_{чт}. Точки – эксперимент, линии – теория.

При нагреве черного тела с 0,3 до 7 К болометрами поглощается около 0,2 пВт мощности. При этом 0,1 пВт фоновой мощности присутствует изначально, до нагрева ЧТ.

Также при моделировании были использованы следующие параметры: критическая температура алюминиевых электродов 1,46 К, объем абсорбера 0,02 мкм³, постоянная электрон-фононного взаимодействия абсорбера 1,25 нВт/(К⁵/мкм³) и параметр Дайнса, отвечающий за подщелевую плотность состояний сверхпроводника, 10⁻⁵.

На рисунке 3 показана мощность, эквивалентная шуму. Можно наблюдать качественное и количе-

ственное совпадение между измеренной и рассчитанной кривой. Кроме того, на рисунке 3 пунктиром отмечен уровень фотонного шума. Следующие эксперименты будут направлены на то, чтобы увеличить поглощенную мощность и, следовательно, уровень фотонного шума так, чтобы он стал основной составляющей шумов на болометрах.



Рисунок 3. МЭШ измеренная (точки) и рассчитанная (линия). Пунктир – уровень фотонного шума.

Протестированные болометры обладают вольтваттной чувствительностью 7,8 $\cdot 10^8$ В/Вт при температуре 300 мК и МЭШ $3 \cdot 10^{-17}$ Вт/Гц^{1/2} при фотонной нагрузке $7 \cdot 10^{-18}$ Вт/Гц^{1/2}.

Работа выполнена при поддержке при поддержке МОН (грант 3.2054.2014/К).

- L.S. Kuzmin. Cold-Electron Bolometer // in book: Bolometers, ed. A.G.U. Perera, intechweb.org, ISBN 978-953-51-0235-9, pp. 77–106 (2012).
- M.A. Tarasov et al. // IEEE Trans. on Appl. Supercond., Vol. 21, No. 6, December (2011).
- G. Chattopadhyay, D. Miller, H.G. LeDuc, and J. Zmuidzinas // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 48, No. 10, pp. 1680-1686 (2000).
- D. Golubev, and L. Kuzmin // Journal of Applied Physics, 89, No. 11, pp. 6464-6472 (2001).

Прохождение микроволновых фотонов в волноводе, взаимодействующим с несколькими кубитами

Я.С. Гринберг^{*}, А.А. Штыгашев

1 Новосибирский государственный технический университет, пр-т К. Маркса, 20, Новосибирск, 630073. *greenbergy@risp.ru

В настоящей работе исследуется распространение микроволновых фотонов в одномерном волноводе, взаимодействующих с несколькми двухуровневыми искусственными атомами (кубитами). В рамках формализма проекционных операторов и неэрмитового Гамильтониана в однофотонном приближении разработана схема вычисления коэффициентов прохождения и отражения микроволнового сигнала при наличии в волноводе произвольного числа N невзаимодействующих кубитов. Показано, что для идентичных кубитов в длинноволновом приближении в системе образуется когерентное суперрадиационное состояние, ширина которого равна сумме ширин спонтанных переходов всех N кубитов.

Введение

В работе исследуется распространение микроволновых фотонов в одномерном волноводе, взаимодействующих с N двухуровневыми искусственными атомами (кубитами). Экспериментальное исследование этих систем основано на измерении коэффициентов прохождения и отражения микроволновых фотонов, значения которых зависят от квантового состояния каждого кубита в волноводе. Теоретические расчеты этих коэффициентов обычно проводятся в конфигурационном пространстве [1–3] или в формализме входных-выходных сигналов [4].

В настоящей работе получены аналитические выражения для коэффициентов прохождения и отражения микроволнового сигнала, взаимодействующего с одним, двумя и тремя кубитами в волноводе. Вычисления проведены с помощью метода неэрмитова гамильтониана, который первоначально был разработан для описания ядерных реакций и в настоящее время широко применяется для описания открытых мезоскопических структур (см. обзор [5] и имеющиеся там ссылки). Показано, что когда расстояние между соседними кубитами кратно длине волны фотонов, происходит формирование одного суперрадиационного состояния, ширина которого в три раза больше ширины, обусловленной спонтанным излучением одного кубита, два других состояния имеют нулевую ширину. Обсуждается применение предложенного метода расчета к произвольному числу N кубитов в микроволновом резонаторе.

Исходный гамильтониан системы

Гамильтониан системы имеет следующий вид:

 $H_{ph} = \sum_{k} \hbar \omega_k a_k^+ a_k$

$$H = H_{ph} + H_{qb} + H_{\text{int}} \quad , \tag{1}$$

где

гамильтониан фотонного поля, $H_{qb} = \sum_{i}^{N} H_{qb}^{i}$ – гамильтониан невзаимодействующих кубитов, где

$$H^{i}_{qb} = \frac{1}{2}\hbar\Omega_{i}\sigma_{z}^{(i)}.$$
(3)

Гамильтониан взаимодействия кубитов с фотонным полем в (1) имеет вид:

$$H_{\rm int} = \sum_{i,k} \lambda_i (a_k^+ e^{-ikx_i} + a_k e^{ikx_i}) \sigma_x^{(i)} \quad , \qquad (4)$$

где x_i – положение кубита в волноводе относительно его центра, $x_0 = 0$.

Метод проекционных операторов

Разбив все гильбертово пространство на два проекционных оператора P и Q со свойствами P + Q = 1, PP = P, QQ = Q, PQ = QP = 0, мы определим эффективный гамильтониан стандартным образом:

$$H_{eff} = H_{QQ} + H_{QP} \frac{1}{E - H_{PP} + i\varepsilon} H_{PQ} .$$
 (5)

В однофотонном приближении есть две возможности: либо в волноводе находится один фотон и все кубиты в основном состоянии, при этом состояние системы есть $|g_1, g_2, ..., g_N, k\rangle$, либо в волноводе нет ни одного фотона, при этом один из кубитов находится в возбужденном состоянии. В последнем случае состояние системы описывается N векторами типа $|e_1, g_2, ..., g_N, 0\rangle$. В соответствии с этим

(2)

приближением определим проекционные операторы следующим образом:

$$P = \sum_{k} |g_{1}, g_{2}, \dots, g_{N}, k\rangle \langle k, g_{N}, \dots, g_{2}, g_{1}|, (6)$$

$$Q = \sum_{i=1}^{N} |i, 0\rangle \langle 0, i|, \qquad (7)$$
где $|i, 0\rangle = |e_{i}\rangle \otimes \prod_{j \neq i}^{N-1} |g_{j}\rangle \otimes |0\rangle$.

Нам также понадобятся выражения для матричных элементов матрицы рассеяния S:

$$\langle k_f | S | k_i \rangle = \delta_{k_i, k_f} - i \langle k_f | T | k_i \rangle,$$
 (8)

где k_i и k_f, соответственно, начальный и конечный импульс фотона и матрица перехода

$$\left\langle k_f \left| T \right| k_i \right\rangle = 2\pi \sum_{m,n=1}^N A_m(k_f) \left(\frac{1}{E - H_{eff}} \right)_{m,n} A_n^*(k_i) (9)$$

$$A_m(k) = \left(\frac{L}{2\pi\hbar v_g} \right)^{1/2} \left\langle m \right| H_{Q^p} \left| g_1, g_2, \dots, g_N, k \right\rangle,$$

L – длина волновода, v_g – фазовая скорость микроволнового сигнала. Суммирование в (9) идет по внутреннему базису, определяемому проекционным оператором Q в (7). Энергия *E* в (9) выражается через энергию фотона $E = \hbar \omega - 0.5\hbar \sum_{i=1}^{N} \Omega_i$.

Вычисление коэффициентов t и r

Коэффициенты прохождения *t* и отражения *r* вычисляются как матричные элементы матрицы рассеяния S следующим образом:

$$t = \langle k | S | k \rangle = 1 - i \langle k | T | k \rangle; \quad r = -i \langle -k | T | k \rangle.$$
(10)

Выражения (8), (9) и (10) позволяют вычислить коэффициенты прохождения и отражения при любом числе кубитов. Ниже мы рассмотрим случай, когда расстояние между соседними кубитами одинаково и равно *d*. При этом для коэффициентов *t* и *r* получим следующие выражения:

$$t_N = \prod_{i=1}^N (\omega - \Omega_i) / F_N(\omega); \ r_N = -iG_N(\omega) / F_N(\omega)$$

Прежде всего, мы видим, что если падающий фотон находится в резонансе хотя бы с одним кубитом, то коэффициент прохождения обращается в нуль и сигнал полностью отражается. Ниже мы приведем выражения для функций $F_N(\omega)$ и $G_N(\omega)$ для одного, двух и трех кубитов:

$$F_{1}(\omega) = \omega - \Omega + i\Gamma; \quad G_{1}(\omega) = \Gamma$$

$$F_{2}(\omega) = \left[\omega - \Omega_{2} + i\Gamma_{2}\right] \left[\omega - \Omega_{1} + i\Gamma_{1}\right] + \Gamma_{1}\Gamma_{2}e^{2ikd}$$

$$G_{2}(\omega) = e^{ikd}\Gamma_{1}\left[\omega - \Omega_{2} - i\Gamma_{2}\right] + e^{-ikd}\Gamma_{2}\left[\omega - \Omega_{1} + i\Gamma_{1}\right]$$

$$F_{3}(\omega) = a(\omega) + b(\omega) + c(\omega) + d(\omega) ,$$

где

$$\begin{aligned} a(\omega) &= (\omega - \Omega_1 + i\Gamma_1)(\omega - \Omega_2 + i\Gamma_2)(\omega - \Omega_3 + i\Gamma_3) \\ b(\omega) &= (\omega - \Omega_1 + i\Gamma_1)\Gamma_2\Gamma_3 e^{2ikd} \\ c(\omega) &= (\omega - \Omega_2 + i\Gamma_2)\Gamma_1\Gamma_3 e^{2ikd} \\ d(\omega) &= (\omega - \Omega_3 - i\Gamma_3)\Gamma_1\Gamma_2 e^{4ikd}. \end{aligned}$$

Коэффициент G₃(ω) мы здесь не приводим из-за его громоздкости. В этих выражениях ширина спонтанного перехода $\Gamma_i = L \lambda_i^2 / \hbar^2 v_g$. Необходимо отметить, что в этих выражениях волновой вектор k зависит от частоты рассеиваемого фотона $k = \omega / v_g$. Вследствие этого положение резонанса и его ширина зависят от частоты падающего фотона нетривиальным образом. Анализируя приведенные выше выражения для $F_N(\omega)$, можно показать, что для идентичных кубитов в длинноволновом пределе kd<<1 коэффициент прохождения имеет универсальный вид:

$$t_N = (\omega - \Omega) / (\omega - \Omega + Ni\Gamma).$$
(11)

Аналогичное выражение будет иметь место и при $kd = n\pi$, где n - целое число. Однако в этом случае выражение (11) справедливо только при фиксированной частоте $\omega = n\pi v_g/d$.

Из выражения (11) следует, что в этом частном случае ширина резонанса является суммой ширин спонтанных переходов отдельных кубитов, что явялется признаком суперрадиационного состояния. Подробный анализ показывает, что в этом случае волновая функция представляет собой когерентную суперпозицию состояний $|i,0\rangle$, определенных в (7).

Благодарности

Работа выполнена в рамках реализации государственного задания Министерства образования и науки РФ, проект № 3.338.2014/К.

- J.-T. Shen and S. Fan // Phys. Rev. Lett. 95, 213001 (2005).
- J.-T. Shen and S. Fan // Optics Letters. 30, 2001 (2005).
- H. Zheng and H. U. Baranger // Phys. Rev. Lett. 110, 113601 (2013).
- K. Lalumiere, B. C. Sanders, A. F. van Loo, A. Fedorov, A. Wallraff, and A. Blais // Phys. Rev. A88, 043806 (2013).
- N. Auerbach and V. Zelevinsky // Rep. Progr. Phys. 74, 106301 (2011).

Микроскопические граничные условия и эффект близости в контактах с 3D топологическими сверхпроводящими изоляторами и топологическими изоляторами, а также проблемы множественного андреевского отражения

И.А. Девятов^{1,2*}, А.В. Бурмистрова^{1,2,3,4}, Д.М. Сергеев⁵, С.А. Кузьмичев³

1 НИИ ядерной физики МГУ, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, Москва, 119991.

2 Московский физико-технический институт, Институтский пер., д. 9, Долгопрудный, МО, 141700.

3 Физический факультет МГУ, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, Москва, 119991.

4 Московский педагогический государственный университет, ул. М. Пироговская, д. 1, Москва, 119992.

5 Актюбинский региональный государственный университет им. К. Жубанова, Актобе, Казахстан.

*igor-devyatov@yandex.ru

Когерентный зарядовый транспорт в контактах с 3D топологическим сверхпроводящим изолятором Cu_xBi₂Se₃ и эффект близости с 3D топологическим изолятором – «напряженным» HgTe теоретически рассмотрен в рамках микроскопического метода сильной связи. Также теоретически рассмотрены некоторые аспекты множественного адреевского отражения в контактах с необычными сверхпроводниками.

Введение

На основе микроскопического подхода в терминах сильной связи, разработанного ранее нашей группой при исследовании когерентного зарядового транспорта в пниктидах (FeBS системах) [1-3] нами была теоретически рассмотрена задача о когерентном транспорте в контактах нормального металла с 3D сверхпроводящим топологическим изолятором Cu_xBi₂Se₃ и изучен эффект близости в контактах 3D топологического изолятора «напряженного» НgTe с обычным сверхпроводником sтипа.

Метод расчета

Мы показали, что граничные условия между нормальным металлом и 3D топологическим сверхпроводящим изолятором Cu_xBi₂Se₃ имеют следующий вид:

$$\begin{cases} t_1 + \frac{v_z}{2} \end{bmatrix} c_{i,j,0}^{2,\uparrow} = \gamma_1 \ b_{i,j,0}^{\uparrow}, \\ \left\{ t_1 - \frac{v_z}{2} \right\} c_{i,j,0}^{2,\downarrow} = \gamma_1 \ b_{i,j,0}^{\downarrow}, \\ \left\{ t_1 - \frac{v_z}{2} \right\} c_{i,j,0}^{1,\uparrow} = \gamma_2 \ b_{i,j,0}^{\uparrow}, \\ \left\{ t_1 - \frac{v_z}{2} \right\} c_{i,j,0}^{1,\downarrow} = \gamma_2 \ b_{i,j,0}^{\downarrow},$$
(1)

$$\begin{split} & \gamma_1 c_{i,j,1}^{1,\uparrow} + \gamma_2 c_{i,j,1}^{2,\uparrow} = t b_{i,j,1}^{\uparrow}, \\ & \gamma_1 c_{i,j,1}^{1,\downarrow} + \gamma_2 c_{i,j,1}^{2,\downarrow} = t b_{i,j,1}^{\downarrow}. \end{split}$$

Схематическое изображение рассматриваемой структуры представлено на рис. 1. В граничных условиях (1) $c^{1(2),1(\downarrow)}$ и $b^{\uparrow(\downarrow)}$ описывают волновые функции двухзонного топологического материала и нормального металла, соответственно, нижние индексы {*i,j,k*} определяют номер ячейки. Параметры { γ_1, γ_2 } описывают хоппинг через границу с одноорбитального нормального металла на различные орбитали топологического материала. В этих расчетах мы исходили из предположения, что Cu_xBi₂Se₃ описывается в рамках двухорбитальной модели [4, 5] с хоппинг-параметрами {t₁, t₂, v, v_z}, которым соответствуют следующие уравнения Боголюбова-де Жена:

$$\begin{split} \varepsilon c_{i,j,k}^{2,\uparrow} + t_1 \{ c_{i,j,k+1}^{2,\uparrow} + c_{i,j,k-1}^{2,\uparrow} \} &- \frac{v_z}{2} \{ c_{i,j,k+1}^{2,\uparrow} - c_{i,j,k-1}^{2,\uparrow} \} \\ &+ t_2 \{ c_{i+1,j,k}^{2,\uparrow} + c_{i-1,j,k}^{2,\uparrow} + c_{i,j+1,k}^{2,\uparrow} + c_{i,j-1,k}^{2,\uparrow} \} \\ &+ \frac{v}{2} \{ c_{i-1,j,k}^{1,\downarrow} - c_{i+1,j,k}^{1,\downarrow} + i c_{i,j+1,k}^{1,\downarrow} - i c_{i,j-1,k}^{1,\downarrow} \} = E c_{i,j,k}^{1,\uparrow} , \\ \varepsilon c_{i,j,k}^{2,\downarrow} + t_1 \{ c_{i,j,k+1}^{2,\downarrow} + c_{i,j,k-1}^{2,\downarrow} \} - \frac{v_z}{2} \{ c_{i,j,k+1}^{2,\downarrow} - c_{i,j,k-1}^{2,\downarrow} \} \\ &+ t_2 \{ c_{i+1,j,k}^{2,\downarrow} + c_{i-1,j,k}^{2,\downarrow} + c_{i,j+1,k}^{2,\downarrow} + c_{i,j-1,k}^{2,\downarrow} \} \end{split}$$

$$\begin{split} &+ \frac{v}{2} \{ c^{1,\uparrow}_{i+1,j,k} - c^{1,\uparrow}_{i-1,j,k} + i c^{1,\uparrow}_{i,j+1,k} - i c^{1,\uparrow}_{i,j-1,k} \} = E c^{1,\downarrow}_{i,j,k} \,, \\ &\varepsilon c^{1,\uparrow}_{i,j,k} + t_1 \{ c^{1,\uparrow}_{i,j,k+1} + c^{1,\uparrow}_{i,j,k-1} \} + \frac{v_z}{2} \{ c^{1,\uparrow}_{i,j,k+1} - c^{1,\uparrow}_{i,j,k-1} \} \\ &+ t_2 \{ c^{1,\uparrow}_{i+1,j,k} + c^{1,\uparrow}_{i-1,j,k} + c^{1,\uparrow}_{i,j+1,k} + c^{1,\uparrow}_{i,j-1,k} \} \\ &- \frac{v}{2} \{ c^{2,\downarrow}_{i-1,j,k} - c^{2,\downarrow}_{i+1,j,k} + i c^{2,\downarrow}_{i,j+1,k} - i c^{2,\downarrow}_{i,j-1,k} \} = E c^{2,\uparrow}_{i,j,k} \,, \\ &\varepsilon c^{1,\downarrow}_{i,j,k} + t_1 \{ c^{1,\downarrow}_{i,j,k+1} + c^{1,\downarrow}_{i,j,k-1} \} + \frac{v_z}{2} \{ c^{1,\downarrow}_{i,j,k+1} - c^{1,\downarrow}_{i,j,k-1} \} \\ &+ t_2 \{ c^{1,\downarrow}_{i+1,j,k} + c^{1,\downarrow}_{i-1,j,k} + c^{1,\downarrow}_{i,j+1,k} + c^{1,\downarrow}_{i,j-1,k} \} \\ &- \frac{v}{2} \{ c^{2,\uparrow}_{i+1,j,k} - c^{2,\uparrow}_{i-1,j,k} + i c^{2,\uparrow}_{i,j+1,k} - i c^{2,\uparrow}_{i,j-1,k} \} = E c^{2,\downarrow}_{i,j,k} \,. \end{split}$$

Граничные условия с нормальным металлом для 3D топологического изолятора «напряженного» HgTe также можно получить методом [1–3], поскольку для HgTe также существуют редуцированная двухорбитальная модель [6]. Эти граничные условия подобны (1).

Полученные граничные условия (1) и уравнения Боголюбова – де Жена (2) позволяют рассчитать как когерентный зарядовый транспорт в контактах нормального металла с 3D сверхпроводящим топологическим изолятором Cu_xBi₂Se₃, используя метод [1, 2], учитывающий как зонную структуру рассматриваемого материала, различные виды сверхпроводящего спаривания, так и межзонное рассеяние на границе.



Рисунок 1. Схематическое изображение N/I/S' структуры в приближении сильной связи. Левая область – красные заполненные кружки соответствуют нормальному металлу с параметром хоппинга *t*', правая область соответствует многоорбитальному топологическому материалу, описываемому набором параметров {*y*}.

Такого рода граничные условия позволяют микроскопически рассмотреть эффект близости в тонком слое 3D топологического изолятора «напряженного» HgTe с учетом его орбитальных степеней свободы, переформулировав метод, описанный в работе [7] в терминах решеточной функции Грина [3].

Также в данной работе представлены новые результаты по теоретическому анализу процессов множественного андреевского отражения в «надломанных» контактах из необычных сверхпроводников.

Работа поддержана грантами РФФИ № 13-02-0185, 14-02-31366-мол-а, 14-32-50485-мол_нр и грантом Министерства образования и науки Российской Федерации № 14Y26.31.0007.

- A.V. Burmistrova, I.A. Devyatov, A.A. Golubov et al. // Journal of the Physical Society of Japan, V. 82, 034716 (2013).
- A.V. Burmistrova, I.A. Devyatov, A.A. Golubov et al. // Superconductor Science and Technology, V. 27, 015010 (2014).
- A.V. Burmistrova, I.A. Devyatov// EPL (Europhysics Letters), V. 107, 67006 (2014).
- H. Zhang, C.-X. Liu, X.-L. Qi et al. // Nature Physics, V. 5, 438 (2009).
- L. Fu, E. Berg // Phys. Rev. Lett., V. 105, 097001 (2009).
- X.-L. Qi, S.-C. Zhang // Rev. Mod. Phys., V. 83, 1057 (2011).
- A.F. Volkov, P.H.C. Magnee, B.J. van Wees et al. // Physica C, V. 242, 261 (1995).

Неравновесная теория болометра на кинетической индуктивности диффузной сверхпроводящей полоски

И.А. Девятов^{1,2*}, А.В. Семенов^{2,3}

1 НИИ ядерной физики МГУ, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, Москва, 119991.

2 Московский физико-технический институт, Институтский пер., д. 9, Долгопрудный, МО, 141700.

3 Московский педагогический государственный университет, ул. М. Пироговская, д. 1, Москва, 119992. *igor-devyatov@yandex.ru

Предложена теория работы детектора на кинетической индуктивности тонкой сверхпроводящей полоски. Данная теория сформулирована в терминах неравновесной техники Келдыша. В ней учтено изменение как неравновесной функции распределения квазичастиц полоски под действием принимаемого излучения, так и ее сверхпроводящих когерентных факторов. Предложенная теория объясняет аномальный сдвиг резонансной частоты сверхпроводящего изолятора в эксперименте де Виссера и др. [1].

Введение

Экспериментально продемонстрированная недавно ограниченная только флуктуациями принимаемого излучения чувствительность низкотемпературного детектора на индуктивности сверхпроводящей полоски (далее - КІD-детекторы) [1] обусловила возросший интерес к исследованию такого устройства. Более того, было показано [2], что физика работы КІD-детектора весьма богата и нетривиальна: она как позволяет экспериментально подтвердить ранее предсказанное [3, 4] такое интересное явление, как неравновесность электронной подсистемы KID-детектора, так и несет информацию, не объясняемую существующими теориями работы KID-детектора [3-5]. Такой информацией является обнаруженная в работе [2] аномальная зависимость резонансной частоты сверхпроводящего резонатора и его добротности от мощности микроволнового излучения, которую невозможно объяснить в рамках существующих теорий [3-5]. Именно созданию такой последовательной теории, способной объяснить результаты эксперимента [2], и посвящена данная работа.

Метод расчета

В нашем анализе KID-детектора мы будем исходить из стандартных уравнений неравновесной сверхпроводимости, записанной в технике Келдыша [6]. При этом, наряду со стандартной системой кинетических уравнений для функций распределения электронов и фононов в абсорбере KID-детектора, использованных ранее в работах [3, 4], нами было учтено изменение когерентных факторов диффузной сверхпроводящей полоски, обусловленное относительно большой амплитудой считывающего высокочастотного сигнала. Это изменение когерентных факторов сверхпроводящей полоски не учитывалось ранее в работах [3, 4], однако именно учет такой модификации когерентных факторов позволил нам с замечательной точностью объяснить парадоксальные результаты эксперимента [2].

В эксперименте [2] выполнялось условие квантовости поглощения микроволнового излучения:

$$\alpha, T \ll \omega_0 , \qquad (1)$$

где $\alpha = e^2 D A_1^2 / 4$ – нормированная амплитуда высокочастотного сигнала считывания, D – коэфициент диффузии абсорбера KID-детектора, A_1 – векторпотенциал высокочастотного сигнала считывания, T – температура, уравнение для когерентных факторов имеет следующий вид:

$$-iEF - i\Delta G + \alpha \{F(G_+ + G_-) + G(F_+ + F_-)\} = 0, (2)$$

его необходимо решать совместно с условием нормировки

$$G^2 - F^2 = 1. (3)$$

В формуле (2) E – энергия, Δ – сверхпроводящий параметр порядка; G, F – компоненты в пространстве Намбу пространственно однородной запаздывающей функции Грина:

$$\hat{G}^{R} = \begin{bmatrix} G & F \\ -F & -G \end{bmatrix},\tag{4}$$

при этом $G_{\pm} = G(E \pm \omega_0), F_{\pm} = F(E \pm \omega_0).$

Мы численно решили систему уравнений для когерентных факторов (2),(3) и подставили их в кинетические уравнения, полученные ранее в работе [3]. Решение полученной модифицированной системы кинетических уравнений для электронной и фононной подсистем сверхпроводящего абсорбера KIDдетектора позволило объяснить как аномальный сдвиг частоты сверхпроводящего резонатора в эксперименте [2], так и изменение его добротности без использования подгоночных параметров.

Работа поддержана грантом Министерства образования и науки № 14.В25.31.0007 от 28 июня 2013 г. и грантом Президента РФ для поддержки ведущих научных школ НШ-1918.2014.2.

- R.M.J. Janssen, J.J.A. Baselmans, A. Endo et al. // Appl. Phys. Lett., V. 103, 203503 (2013).
- P.J. de Visser, D.J. Goldie, P. Diener et al. // Phys. Rev. Lett., V. 112, 047004 (2014).
- A.V. Semenov, I.A. Devyatov, M.Yu. Kupriyanov // JETP Letters, V. 88, 441 (2008).
- D.J. Goldie, S. Withington // Supercond. Sci. Technol., V. 26, 015004 (2013).
- A.V. Sergeev, V.V. Mitin, B.S. Karasik // Appl. Phys. Lett., V. 80, 817 (2002).
- А.И. Ларкин, Ю.Н. Овчинников // ЖЭТФ, V.73, 299 (1977).

Нестандартная динамика электронов в топологических изоляторах, помещенных в магнитное поле: эффекты фазы Берри

В.Я. Демиховский^{*}, Р.В. Туркевич

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950. *demi@phys.unn.ru

Изучается квазиклассическая динамика носителей тока, движущихся по поверхности 3D топологических изоляторов типа Bi₂Te₃, помещенных в постоянное магнитное поле. Учтены эффекты, связанные с C_{3V} – симметрией электронных изоэнергетических поверхностей, а также с ненулевой кривизной Берри. Показано, что в отличие от стандартной динамики электронов, движущихся в постоянном и однородном магнитном поле, возникают эффекты, связанные как с появлением аномальной скорости, пропорциональной кривизне Берри, так и C_{3V} - искривлением траекторий, связанным с добавкой к энергии, пропорциональной орбитальному магнитному моменту волнового пакета.

В работе рассматриваются эффекты нестандартной электронной динамики волновых пакетов, составленных из поверхностных состояний в топологических изоляторах. Топологический изолятор Bi₂Te₃, с учетом гексагонального искривления электронного спектра поверхностных состояний, согласно [1], описывается гамильтонианом

$$\hat{H} = \hbar v (k_x \sigma_y - k_y \sigma_x) + \frac{\lambda}{2} (k_+^3 + k_-^3) \sigma_z, \quad (1)$$

который содержит слагаемые, пропорциональные третьей степени *k*. Здесь параметр λ =3.7·10⁷ см³/с, *v*=3.86·10⁷ см/с, $k_{\pm} = k_x \pm ik_v$, σ_i – матрицы Паули. Этот гамильтониан обладает симметрией C_{3V} . Электронный спектр гамильтониана (1) имеет вид

$$E_0(k,\theta) = \pm \sqrt{\hbar^2 k^2 v^2 + \hbar^2 k^6 \lambda^2 \cos^2(3\theta)} .$$
(2)

Такая модель не учитывает наличие спина электронов. Квазиклассические уравнения движения центра волнового пакета в системе с лагранжианом

$$L = \langle \Psi | i \frac{d}{dt} - \hat{H} | \Psi \rangle, \qquad (3)$$

полученные из принципа наименьшего действия, имеют вид [2, 3, 4]

$$\dot{\vec{k}} = -\frac{e}{\hbar c} \left[\dot{\vec{r}} \times \vec{B} \right], \tag{4a}$$

$$\dot{\vec{r}} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_m}{\partial \vec{k}} - \left[\dot{\vec{k}} \times \vec{\Omega}_z \right], \tag{46}$$

где \vec{B} – вектор внешнего магнитного поля, $\vec{\Omega}_z$ – кривизна Берри, которая в нашем случае имеет только z-проекцию. В отличие от стандартных уравнений движения в магнитном поле, здесь присутствует энергия $E_m = E_0 - \vec{m} \cdot \vec{B}$, состоящая из двух слагаемых: E_0 – невозмущенной электронной энергии и $-\vec{m} \cdot \vec{B}$ – энергии волнового пакета, вращающегося вокруг собственного центра масс. При этом орбитальный магнитный момент и кривизна Берри определяются формулами [5]

$$m_{z}(k_{x},k_{y}) = -\frac{e}{2\hbar c} \frac{\hbar^{2}v^{2}(\Delta - 2\lambda hk_{x}^{3} + 6\lambda\hbar k_{x}k_{y}^{2})}{\left(\hbar^{2}v^{2}k^{2} - \left(\Delta + \hbar\lambda\left(k_{x}^{3} - 3k_{x}k_{y}^{2}\right)\right)^{2}\right)}, \quad (5)$$

$$\Omega_{z}(k_{x},k_{y}) = -\frac{\hbar^{2}v^{2}(\Delta - 2\lambda hk_{x}^{3} + 6\lambda\hbar k_{x}k_{y}^{2})}{2\left(\hbar^{2}v^{2}k^{2} - \left(\Delta + \hbar\lambda\left(k_{x}^{3} - 3k_{x}k_{y}^{2}\right)\right)^{2}\right)^{\frac{3}{2}}}. \quad (6)$$

Следует отметить, что система уравнений (4а,б) обеспечивает сохранение энергии E_m . Электронный спектр E_0 имеет поворотную ось 6-го порядка, а энергия $-\vec{m}\cdot\vec{B}$ – ось симметрии 3-го порядка. Магнитная энергия обычно меньше энергии электронного спектра, и ей можно пренебрегать, однако в сильном магнитном поле ~1 МГс эта энергия становится значительной.



Рисунок 1. Изоэнергетические линии E_0 = const (сплошные линии) и E_m = const (пунктирные линии) – а), кривизна Берри и полупрозрачная плоскость, соответствующая нулю кривизны Берри – b).

В этом случае энергия E_m будет иметь поворотную ось 3-го порядка, а изоэнергетические линии будут иметь вид, представленный на рисунке 1а.

Второе отличие системы уравнений (4а,б) от обычных уравнений – присутствие добавочной скорости во втором уравнении, которая пропорциональна кривизне Берри (рисунок 1b). Заметим, что кривизна Берри знакопеременная.

Нам не удалось получить аналитическое решение системы (4а,б), поэтому было проведено ее численное исследование. Траектории в *k*- и *r*-пространствах для величины магнитного поля B = 1 МГс представлены на рисунке 2a,b. Видно, что траектории имеют симметрию C_{3V}, причем траектории в *k*и *r*-пространствах связаны поворотом на угол $\pi/2$ и изменением масштаба, как и в обычном случае.

Сравнивая скорости (рисунок 2,с) с учетом кривизны Берри и без учета, видим, что кривизна Берри меняет симметрию поля скоростей с C_{6V} на C_{3V} . Можно заметить также (рисунок 2,с), что в присутствии кривизны Берри и энергии $-\vec{m}\cdot\vec{B}$ изменяется циклотронная частота.

Аналитически циклотронную частоту в присутствии кривизны Берри можно определить при малых **k**

$$\omega(k) = \frac{1}{1 + \frac{\vec{\Omega}_z(k)}{l_b^2}} \frac{v}{l_b^2 k} .$$
 (8)

Зависимость циклотронной частоты от k представлена на рисунке 3. Видно, что при больших значениях k кривые практически совпадают. Как следует из рисунка и формулы (7), вблизи некоторого k частота резко возрастает и меняет знак. Положение

этой точки можно смещать, изменяя величину магнитного поля, или ширину энергетической щели Δ.



Рисунок 2. Электронные траектории в *k*-пространстве – а) и *r*-пространстве – b). Зависимость модуля скорости от времени, сплошная линия – в отсутствие кривизны Берри и энергии магнитного момента и пунктирная – в присутствии – c).



Рисунок 3. Зависимость циклотронной частоты от *k* в присутствии кривизны Берри (пунктирная линия) и без нее (сплошная линия).

Таким образом, значения k делятся на две части, причем при малых k вращение происходит в одном направлении, а при больших – в противоположном. Рассмотренные эффекты могут наблюдаться при изучении электронного циклотронного резонанса для поверхностных состояний в 3D топологических изоляторах.

В докладе обсуждаются также эффекты, связанные с вырождением электронных состояний в 2D электронном газе по направлению спина, проявляющиеся в расщеплении пакетов с различной спиновой поляризацией.

Настоящая работа поддержана грантами РФФИ 13-02-00784 и 15-02-04028.

- 1. L. Fu // Physical Review. Lett. 06, 106802 (2010).
- M.C. Cheng and Q. Niu // Physical Review B, 53,7010 (1996).
- G. Sundaram and Q. Niu // Physical Review B, 59, 14915 (1999).
- D. Xiao, M.C. Chang, Q.Niu // Rev. Mod. Phys. 82,1050 (2010).
- Zhou Li and J. P. Carbotte // Physical Review B, 89, 165420 (2014).

Генерация субгармоник квантовым джозефсоновским осциллятором

М.В. Денисенко, В.О. Муняев, А.М. Сатанин *

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Н. Новгород, 603950

*sarkady@mail.ru

Изучается процесс генерации дробных резонансов в нелинейных джозефсоновских цепях. Показано, что нелинейный квантовый осциллятор, возбуждаемый на частоте накачки, может осуществить деление частоты, излучая субгармоники, кратные основной (дробные резонансы). В том случае когда ширина нелинейного резонанса много больше расстояния между уровнями, эффект деления частоты имеет классический аналог. Если же ширина резонанса сравнивается с расстоянием между уровнями, то дробные гармоники могут генерироваться только при определенных условиях на параметры системы, которые сформулированы в данной работе. Изучено влияние диссипации на явления захвата в резонансы. Предложена схема волноводной линии с встроенным джозефсоновским переходом, в которой изучена генерация скоррелированных фотонов (перепутанных состояний фотонов).

Введение

В настоящее время для инженерии квантовых состояний в устройствах квантовой логики [1,2] активно разрабатываются искусственные нелинейные осцилляторные системы - нелинейные джозефсоновские цепи. Подобные цепи могут быть использованы для сверхтонких измерений [3] и моделирования нелинейных колебаний [4]. Работа данных устройств происходит в строго квантовом режиме при криогенных температурах. За счет неэквидистантности спектра энергетических уровней осциллятора появляется возможность селективного заселения фоковских состояний. Данный факт может быть использован для создания, приготовления и манипуляции фоковскими состояниями в импульсном режиме, а также для процесса захвата в нелинейный резонанс и возможности работы нелинейного осциллятора как квантового делителя частоты. В работе изучается процесс генерации дробных резонансов в нелинейных джозефсоновских цепях. Классическая версия частично изложена [5].

Модель системы и основные уравнения

Рассматривается копланарная линия (см. [5]) с встроенным джозефсоновским переходом, схематически представленная на рис. 1. Введем заряд, распределенный по волноводной линии начиная от $-\infty$ до точки с координатой x : Q(x,t). Ток и потенциал будут равны соответственно:

$$I(x,t) = \frac{\partial Q(x,t)}{\partial t}, V(x,t) = -\frac{\partial Q(x,t)}{C_I \partial x}$$

где C_l – погонная емкость. Введем также магнитный поток

$$\Phi(x,t) = L_i \frac{\partial Q(x,t)}{\partial t},$$

играющий роль импульса электромагнитного поля (*L*₁ – погонная индуктивность).



Рисунок 1. Схема копланарного волновода: центральная сверхпроводниковая жила планарного волновода «разорвана» (а) и в неё встроена слабая связь (b).

Гамильтониан, описывающий электромагнитное поле в двухпроводной линии, взаимодействующее с встроенным переходом, можно записать в виде:

$$\begin{split} \mathbf{H} &= \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{\Phi(x,t)^2}{2L_l} + \frac{1}{2C_l} \left(\frac{\partial Q(x,t)}{\partial x} \right)^2 \\ &+ \left(\frac{P^2}{2J} + J\omega_J^2 (1 - \cos\theta) \right) \delta(x) - \frac{\hbar}{2eL_l} \Phi(x,t)\theta \delta(x) \right\} \end{split}$$
(1)

Первое слагаемое представляет собой энергию электромагнитного поля в линии. Второе слагаемое описывает полную энергию сосредоточенного джозефсоновского перехода (где $P = J\dot{\theta} -$ импульс, сопряженный фазе θ («координате» джозефсоновского осциллятора), $\dot{\theta} \equiv \frac{d\theta}{dt}, J = C \left(\frac{\hbar}{2e}\right)^2$, C –емкость перехода).

Результаты и обсуждение

Изучено два режима функционирования системы «поле+осциллятор»: классический и квантовый. При высоких температурах, когда характерные частоты джозефсоновских осцилляторов \mathcal{O}_{I} таковы, что $\hbar\omega_{I} \ll kT$, динамика переходов описывается в рамках классической механики. При возбуждении осциллятора когерентным полем наряду с главным резонансом может иметь место дробный резонанс (1:3), когда возбуждение происходит на утроенной частоте осциллятора (частоте накачки), а за счет ангармонического спектра осциллятора система возбуждалась на собственной частоте (мы рассматриваем главным образом слабо нелинейный когда можно принять режим, $cos\theta \approx 1 - \theta^2 / 2! + \theta^4 / 4!$). В этом случае образуется три точки устойчивого равновесия, к которым могут эволюционировать фазовые траектории. Следовательно, такая система может быть эффективно использована как делитель частоты.



Рисунок 2. Фазовый портрет в условиях дробного резонанса.

Аналогичные рассуждения обобщены на случай главного и дробного резонанса в квантовой системе с учетом бозонного термостата. В резонансном приближении вычислены параметры захвата в нелинейный квантовый резонанс, проведено численное моделирование для среднего числа фотонов и квантовых флуктуаций; продемонстрирован режим захвата. Для случая главного и дробного резонанса исследована динамика движения в квазиэнергетическом базисе (базисе Флоке). Изучен предельный переход квантовой системы в классическую для большого числа уровней (квазиклассика), а также предел малого числа уровней (ультраквантовый режим), когда селективно можно возбудить только нижние состояния осциллятора. Показано, что возбуждение субгармоник (деление частоты) возможно только для случая, если число уровней в системе не меньше четырех.

Наиболее интересный случай имеет место, когда поле и осциллятор возбуждаются в квантовом режиме, причем когда возбуждается небольшое число квантов поля («фоковские» состояния). Эффективный гамильтониан, описывающий процессы квантового деления частоты, получается из (1):

$$\begin{split} \hat{\mathbf{H}} &= \sum_{\mathbf{k}} \hbar \omega(\mathbf{k}) \hat{b}_{\mathbf{k}}^{\dagger} \hat{b}_{\mathbf{k}} + \hbar \omega_{J} \hat{a}^{\dagger} \hat{a} - \\ \chi \left(\hat{a} e^{-i\omega_{J}t} + \hat{a}^{\dagger} e^{i\omega_{J}t} + \sum_{\mathbf{k}} \sqrt{\frac{\omega_{J} \hbar L_{l}}{L\omega(\mathbf{k})}} \left(e^{-i\omega(\mathbf{k})t} \hat{b}_{\mathbf{k}} + e^{i\omega(\mathbf{k})t} \hat{b}_{\mathbf{k}}^{\dagger} \right) \right)^{4} \end{split}$$

где L – длина волноводной линии, k – волновое число, $\omega(k) = vk$, $\hat{b}_k^{\dagger}(\hat{a}^{\dagger})$ и $\hat{b}_k(\hat{a})$ – операторы рождения и уничтожения электромагнитного поля (осциллятора), подчиняющиеся бозонным коммутационным соотношениям, χ – параметр нелинейности (выражающийся через параметры исходной системы). Волновая функция ищется в виде

$$\left|\Psi(t)\right\rangle = \sum c_k^{(1)}(t)b_k^{\dagger}\left|0\right\rangle + \sum c_{k_1k_2k_3}^{(3)}(t)b_{k_1}^{\dagger}b_{k_2}^{\dagger}b_{k_3}^{\dagger}\left|0\right\rangle$$

 $C_k^{(1)}(t)$ – амплитуда однофотонного состояния. Трехфотонное состояние с амплитудой $C_{k_1k_2k_3}^{(3)}(t)$ появляется вследствие параметрического преобразования частоты. Явный вид амплитуды трехфотонного состояния может быть получен в резонансном приближении, когда волновая функция падающего пакета содержит доминирующие гармоники $k_0 \approx 3\omega_J / v$. Рождающиеся фотоны остаются скоррелированными (entangled) и при $t \to \infty$. Для анализа степени перепутанности используется разложение амплитуды по базису Шмидта.

Работа поддержана грантом РФФИ 14-07-00582 и программой СИ7 02.В.49.21.0003 МОН РФ и ННГУ.

- S. Haroche, J.M. Raimond. Exploring the Quantum-Atoms, Cavities and Photons. Ch.3. Oxford Univ. Press, Oxford, UK, 2006.
- 2. J.Q. You, F. Nori // Nature 474, 585 (2011).
- I. Siddiqi, et al. // Physical Review B 73, P.054510 (2006).
- 4. H. Khalil. Nonlinear Systems. Prentice-Hall, 1996.
- А.В. Швецов, А.М. Сатанин, В.А. Миронов, Е. Ильичев // ФНТ **39**, 1191 (2013).
Время электрон-фононного взаимодействия в сильно разупорядоченных пленках нитрида титана

А.И. Кардакова^{1*}, Р.С.Ј.Ј. Coumou², М.И. Финкель¹, Д.В. Морозов³, Г.Н. Гольцман¹, Т.М. Klapwijk²

1 Московский педагогический государственный университет, ул. Малая Пироговская, 1, Москва, 119991.

2 Делфтский технический университет, Делфт, Нидерланды, 2628.

3 Кардиффский университет, Кардифф, Великобритания, CF10 3XQ

*kardakova@rplab.ru

В данной работе представлены результаты исследования времени энергетической релаксации электронов в тонких сильно разупорядоченных пленках TiN. Было обнаружено, что времена электрон-фононного взаимодействия меняются от 12 нс до 91 нс в температурном диапазоне 3.4 К – 1.7 К, и данное изменение соответствует Т⁻³-зависимости времени от температуры. Для самой разупорядоченной пленки TiN (с эффективной длиной упругого рассеяния 0.35 нм) было обнаружено, что энергетическая релаксация происходит более эффективно. Данное наблюдение связывается с влиянием сильного беспорядка на процессы релаксации в пленке.

Процесс электрон-фононного взаимодействия играет огромную роль в таких физических явлениях, как сверхпроводимость и процессы переноса в металлах. Многочисленные исследования показывают, что электрон-фононное взаимодействие значительно модифицируется в разупорядоченных и низкоразмерных проводниках, и скорость энергетической релаксации электронов существенно отличается от той же величины, наблюдаемой в чистом объемном материале [1]. Несмотря на то, что электрон-фононное взаимодействие в тонких разупорядоченных проводниках является объектом многочисленных исследований, теоретические предсказания достаточно различны. В частности, разными теориями [2, 3] для разупорядоченных проводников предсказываются различные значения показателя степени *n* (*n* может меняться от 2 до 4) в температурной зависимости скорости электронфононного взаимодействия ($\tau_{enh}^{-1} \sim T^n$). Возможно,

больше ясности в понимании процессов рассеяния в разупорядоченных проводниках поможет внести экспериментальное определение времен электронфононного взаимодействия.

Разупорядоченным материалом, интересным для такого рода исследования, являются тонкие сверхпроводниковые пленки нитрида титана (TiN). Интерес к исследованию сверхпроводниковых пленок TiN связан с наблюдаемым в них переходом сверхпроводник-изолятор [4]. Данный переход сказывается при увеличении степени беспорядка, проявляющегося в увеличении нормального удельного сопротивления пленки. Также тонкие сверхпроводящие пленки TiN успешно используются для изготовления чувствительных сверхпроводниковых детекторов электромагнитного излучения на кинетической индуктивности [5]. Систематические исследования электродинамического отклика в детекторах данного типа показывают, что поведение разупорядоченных пленок TiN отклоняется от предсказаний традиционной теории сверхпроводимости Маттисса-Бардина и от поведения обычных сверхпроводников, таких как алюминий [6]. Для понимания наблюдаемых отклонений также важно иметь представления о процессах энергетической релаксации в материале.

В данной работе было проведено исследование зависимости скорости электрон-фононного взаимодействия от степени разупорядоченности в пленках TiN, с целью обнаружить возможное влияние беспорядка на процессы релаксации.

Время электрон-фононного взаимодействия в пленках TiN

Метод определения времени энергетической релаксации в сверхпроводниковых пленках при температурах, близких к критической, основан на эффекте электронного разогрева. Он заключается в определении скорости изменения температуры электронного газа по сравнению с температурой фононов при воздействии на электронную подсистему излучением. Скорость изменения температуры обусловлена процессами передачи энергии между электронами и фононами, а именно электрон-фононным взаимодействием. Образец находится при температуре, соответствующей середине сверхпроводящего перехода, смещен небольшим постоянным током и облучается амплитудно-модулированным субмиллиметровым излучением с частотой модуляции ω_m . Под воздействием излучения происходит повышение электронной температуры Т_е в образце, что приводит к увеличению сопротивления образца и, следовательно, к появлению сигнала напряжения δV , пропорционального току смещения $\delta V =$ $= I \times \delta R$. Время энергетической релаксации определяется из частотных зависимостей отклика образца $\delta V(\omega_m)$ на электромагнитное излучение и соответствует частоте ЗдБ-спада сигнала. Для создания резистивного состояния ниже критической температуры используется магнитное поле, что позволяет получить температурную зависимость времени энергетической релаксации.

Исследуемые в данной работе сверхпроводниковые пленки TiN осаждены на кремниевые подложки методом атомно-слоевого осаждения. Параметры для данных пленок перечислены в таблице 1. С уменьшением толщины пленок растет степень беспорядка, что соответствует уменьшению длины упругого рассеяния от 7.3 Å до 3.5 Å.

Таблица 1. Параметры сверхпроводниковых пленок TiN

Обра-	d,	ρ,	1 Å	T_c ,	12	τ
зец	HM	мкОм∙см	<i>i</i> , A	K	п	(T = 1.7 K)
В	11	356	3.5	1.87	4.07 ± 0.64	53
С	22	253	4.4	2.45	2.76 ± 0.19	88
D	45	187	5.7	2.8	3.08 ± 0.12	91
Ε	89	120	7.3	3.35	3.26 ± 0.14	110

На рисунке 1 представлены температурные зависимости времени релаксации энергии электронов для исследуемых пленок TiN. Экспериментальные данные описываются выражением $\tau_{eph} \sim T^{-n}$. Значения показателя степени *n* также указаны в таблице. Для пленок E, D, C времена электрон-фононного взаимодействия меняются от 12 нс до 91 нс в тем-

пературном диапазоне 3.4 К – 1.7 К, и данное изменение соответствует T^{-3} -зависимости времени от температуры. Подобная тенденция наблюдалась и для пленок TiN, полученных методом магнетрон-



Рисунок 1. Температурные зависимости времени электрон-фононного взаимодействия для пленок TiN. На вставке представлена зависимость времени электрон-фононного взаимодействия от длины упругого рассеяния при T = 1.7 К.

ного осаждения [7]. Стоит отметить, что показатель степени в температурной зависимости τ_{eph} (n = 3) отличается от того, что предсказывается теорией для разупорядоченных металлов (случай $\tau_{eph} \sim T^{-3}$

в теории соответствует чистым металлам). Для самой разупорядоченной пленки TiN (B) с эффективной длиной упругого рассеяния 0.35 нм, которая меньше межатомного расстояния в пленках TiN (a = 4.1 Å), было обнаружено, что энергетическая релаксация происходит более эффективно (как показано на рис. 1). Однако понимание процессов, обусловленных влиянием беспорядка, требует дальнейших экспериментальных и теоретических исследований.

Данная работа проводилась при поддержке Минобрнауки РФ (контракты 14.В25.31.0007 и № 3.2575.2014/К) и гранта Президента 1918.2014.2.

- N. Ashcroft, D. Mermin. Solid State Physics (1975).
- A. Schmid // Localization, interaction and transport phenomena, Proceedings of the International Conference (2012).
- M.Yu. Reiser and A.V. Sergeev // Zh. Eksp. Teor. Phys., 90, 1056 (1986).
- B. Sacepe, et al. // Physics Review Letters, 101, 157006 (2008).
- H.G. Leduc, et al. // Applied Physics Letters, 97, 102509 (2010).
- E.F.C. Driessen, et al. // Physics Review Letters, 109, 107003 (2012).
- A. Kardakova, et al. // Applied Physics Letters, 103, 252602 (2013).

Эпитаксиальные пленки иридата стронция для использования в Nb/Au/SrIrO₃/YBa₂Cu₃O₇ меза-гетероструктурах

Ю.В. Кислинский^{1,4*}, К.И. Константинян², Г.А. Овсянников^{1,2}, А.Н. Андреев³, И.В. Борисенко¹, А.М. Петржик¹, Т.А. Свиридова³

1 Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва 125 009, Моховая, 11, стр. 7.

2 Chalmers University of technology, SE-41 392 Gothenburg, Sweden.

З НИТУ «МИСиС», Москва, 119 049, Ленинский проспект, 4.

4 Институт кристаллографии РАН, Москва, 119 333, Ленинский проспект, 59. *yulii@hitech.cplire.ru

Исследованы структурные и электронные транспортные свойства эпитаксиальных пленок SrIrO₃, в которых наблюдается деформация решетки из-за взаимодействия с подложкой. Из-за деформации решетки удельное сопротивление пленки меняется в несколько раз, а пленки на SrTiO₃ с толщиной 30 нм имеют немонотонную зависимость проводимости от температуры с изменением от металлической к диэлектрической при Т≈200 К. При уменьшении толщины пленки наблюдается прыжковая проводимость, которая вызывает экспоненциальную зависимость от температуры.

I. Введение

Тонкопленочные оксиды с сильным спин-орбитальным взаимодействием, в частности иридаты стронция, кристаллическая решетка которых близка к перовскитам, привлекают повышенный интерес [1]. Сообщалось [2] об усилении триплетного сверхпроводящего тока в гетероструктуре, в которой тонкая прослойка из иридата стронция располагалась между синглетным и триплетным сверхпроводниками. В зависимости от химического состава физические свойства пленок иридатов стронция могут существенно отличаться: SrIrO₃ является немагнитным полуметаллом, Sr₃Ir₂O₇ и Sr₂IrO₄ прыжковые проводники, а Sr₄IrO₆ – изолятор. Большое значение имеет согласование кристаллических параметров пленки и подложки. Переход металл-изолятор в SrIrO₃ наблюдался в работе [3], но полного понимания влияния рассогласования кристаллических параметров пленки и подложки на процесс роста и физические характеристики тонких пленок пока не достигнуто.

II. Экспериментальные образцы

Методом лазерной абляции на подложки (001) SrTiO₃ (STO) с параметром решетки $\mathbf{a} = 3.90$ Å, (001) LaAlO₃+Sr₂AlTaO₆ (LSAT) с параметром решетки $\mathbf{a} = 3.88$ Å, (110) NdGaO₃ (NGO) с параметром \mathbf{a} =3.86 Å и (001) LaAlO₃ (LAO) с параметром \mathbf{a} =3.78 Å получены тонкие плёнки иридата SrIrO₃ (SrIrO). Подложки варьировались с целью получения пленок с наиболее совершенной структурой. На подложке (110) NdGaO3 была получена кристаллографически наиболее однородная плёнка с единой по всему объёму образца фазой перовскита **a=b=c=**3.97 Å. Плёнка растёт на подложке «куб на куб». Плёнка, выращенная на подложке (001) SrTiO₃, имеет две фазы. Основная фаза – искаженный перовскит (углы отличаются от 90°) с параметрами **a=b=**3.88 и **c=**3.99 Å. Вторая фаза – кубическая с параметрами **a=b=c=**3.92 Å. Плёнка растёт эпитаксиально, для основной фазы справедливы следующие кристаллографические соотношения: (001) SrIrO || (001) STO, [100] SrIrO || [100] STO. Пленки SrIrO с похожей структурой a=b=3.91, c=3.98 Å получены в работе [4]. Кристаллографические параметры плёнок представлены на дифрактограмме 0 - 20, показанной на рис. 1.



Рисунок 1. Дифрактограмма, показывающая различие в кристаллографических параметрах решетки плёнок иридата стронция, выращенных на различных подложках. Параметр плёнки в направлении, перпендикулярном плоскости подложки, обозначается как "L", подложки – "S".

III. Зависимости сопротивлений пленок от вида подложки и температуры

Наименьшими были удельные сопротивления р пленок SrIrO, напыленных на подложки STO с наибольшим параметром **a**, сопротивления пленок возрастали с уменьшением параметра **a** (рис. 2).



Рисунок 2. Зависимость удельных сопротивлений пленок SrlrO от вида подложки. Как указано в разделе II, апараметры подложек убывают в ряду: STO, LSAT, NGO, LAO.

Аналогичный результат получен в работе [5], для подложек с большими, чем у нас, параметрами **а.** При сравнении сопротивлений ρ пленок SrIrO на подложках NGO различной толщины получено увеличение ρ с уменьшением толщины (рис. 3).



Рисунок 3. Зависимости удельных сопротивлений пленок от толщины d. На вставке зависимость удельной проводимости σ=1/ρ от (1/T)^{1/4}. Прямая пунктирная линия – расчет в модели трехмерной прыжковой проводимости.

Сопротивления р пленок SrIrO при больших толщинах слабо возрастали от 300 до 4.2 К. При малой толщине d=13 нм сопротивления ρ возрастали до 30 раз (рис. 3). Температурная зависимость $\sigma=1/\rho$ при толщине d=13 нм на вставке в рис. 3 соответствует трехмерному прыжковому механизму:

$$\sigma = \sigma_0 \exp[-(T_0/T)^{1/4}],$$

где σ_0 , T_0 – экспериментальные константы. Из эксперимента получена величина Т₀=1700 К. Из формулы $T_0 = 24/\pi k_B N_F a^3$, где N_F – плотность состояний на уровне Ферми, а – радиус локализации [6], оценены по порядку величины $N_F a^3 \approx 54 \text{ eV}^{-1}$, $a \approx 7$ нм и $N_F \approx 10^{21} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-3}$. Итак, с уменьшением толщины происходили локализация носителей заряда и переход металл – изолятор. Проводимость пленок большей толщины следует, скорее, закону для слабой локализации вследствие электрон-электронного взаимодействия: $\sigma = \sigma_0 + cT^{1/2}$ [7], типичному для сильно разупорядоченных металлов. В работе [3] получены зависимости проводимости $\sigma - \sigma_0 \sim T^{3/2}$, объясняемые рассеянием носителей при электронфононном взаимодействии. Механизм рассеяния и природа проводимости в тонких пленках SrIrO₃ требуют дальнейшего исследования путем измерений магнитосопротивления и э.д.с. Холла в зависимости от магнитного поля.

Работа выполнена при поддержке РАН, грантов РФФИ NN 14-07-00258 и 14-07-93105, национальной научной школы НШ-4871.2014.2.

- D. Hsieh, F. Mahmood, D. H. Torchinsky, et al. // Physical Review B, V. 86, 035128 (2012).
- M. Horsdal, G. Khaliullin, T. Hyart, et al. // arXiv:1501.02077, V. 1 (2015).
- F-X. Wu, J. Zhou, L.Y. Zhang, et al. // J. Phys.: Condens. Matter, V. 25 125604 (2013).
- Y.K. Kim, A Sumi, K. Takahashi et al. //Japanese Journal of Appl. Phys., V. 45, L36, (2006).
- John H. Gruenewald, John Nichols, et al. // Journal of Materials Research, V. 29, 2491 (2014).
- N. Apsley, H.P. Hughes// Philosophical Magazine, V. 31, 1327 (1975).
- P.A. Lee, T.V. Ramakrishnan// Disordered electronic systems. Reviews of Modern Phys., V. 57, 287 (1985).

Теория транспорта сверхтока в джозефсоновских S-F/NF-S-структурах

И.И. Соловьев^{1,2}, Н.В. Кленов^{1,2*}, С.В. Бакурский^{1,3}, М.Ю. Куприянов¹, А.А. Голубов³

1 МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2

2 НИИФП им. В.Ф. Лукина, Москва, Зеленоград

3 Faculty of Science and Technology and MESA+ Institute for Nanotechnology, University of Twente, 7500 AE Enschede, The Netherlands *nvklenov@gmail.com

Исследование токового транспорта в структурах с многокомпонентной областью слабой связи, содержащей только один магнитный слой, позволило разработать новый магнитный джозефсоновский спиновый вентиль. Показано, что модуляция критического тока вентиля может происходить только за счет отклонения направления намагниченности упомянутого слоя **М** от направления границы созданной в области слабой связи пространственной неоднородности.

Введение

На сегодняшний день теоретические и экспериментальные исследования показали, что критический ток Іс сложносоставных джозефсоновских структур, содержащих сверхпроводящие (S) и ферромагнитные (F) слои, зависит от взаимной ориентации векторов намагниченности М ферромагнитных пленок, находящихся в области слабой связи [1,2]. Этот эффект может быть использован для создания сверхпроводниковых спиновых вентилей - управляющих элементов быстрой и энергоэффективной сверхпроводниковой памяти, совместимой с быстрой одноквантовой (БОК) логикой. Один из возможных перспективных подходов к созданию таких вентилей основан на создании искусственной анизотропии (в направлении, перпендикулярном направлению протекания сверхпроводящего тока) в области слабой связи посредством введения в неё неоднородности. При определенных условиях, как будет показано ниже, наличие такой неоднородности приводит к образованию внутри контакта областей с положительными ("0" контакт) и отрицательными ("п" контакт) значениями плотности сверхпроводящего тока.

Модель

Относительно простой для реализации прототип предлагаемого сверхпроводникового спинового вентиля с одним F-слоем представлен на рисунке 1. Он состоит из сверхпроводящих электродов, разделенных или ферромагнитным слоем толщины d_F , или «сэндвичем», содержащим тот же F-слой и слой нормального (N) металла толщины d_N . Будем предполагать, что условия «грязного» предела выполнены для всех металлов, равно как и условие равенства нулю эффективной константы электрон-

фононного взаимодействия. Для дальнейшего упрощения будем считать, что температура T близка к критической температуре сверхпроводящих электродов T_C . В рамках сделанных предположений решение задачи о вычислении пространственного распределения плотности сверхпроводящего тока J_S в рассматриваемой структуре сводится к решению линеаризованных уравнений Узаделя:

$$\xi_{N,F}^{2} \left\{ \frac{\partial^{2}}{\partial x^{2}} + \frac{\partial^{2}}{\partial x^{2}} \right\} F_{N,F} - \Omega F_{N,F} = 0. \quad (\phi 1)$$

Здесь Ω – нормированный модуль мацубаровской частоты ω , при переходе к описанию F-слоя заменяемый на $\widetilde{\Omega} = (\Omega + ih \operatorname{sgn}(\omega))F_N = 0$; $\xi_{N,F}$ – длины когерентности в нормальном и магнитном материалах соответственно, $F_{N,F}$ – узаделевские гриновские функции в исследуемых слоях.

Систему уравнений необходимо дополнить граничными условиями Куприянова-Лукичева (полагая при формулировке этих условий, что параметр подавления на SF-границе достаточно велик для того, чтобы пренебречь подавлением сверхпроводимости в S-электродах).

Существенно упростить граничные условия можно, если учесть, что типичные толщины нормального слоя для современных технологий лежат в интервале $d_N \leq 20$ nm, т.е. существенно меньше длины когерентности ξ_N . Тогда решение краевой задачи, определяющее пространственное распределение сверхпроводящих корреляций в нормальной пленке, не зависит от вида граничных условий, сшивающих решения в областях 2, 4 и 1, 5. А критическая плотность тока для двух областей (областей 1 и 5), дающих основной вклад в зарядовый транспорт, представима в виде:

$$J_{C5} \propto \operatorname{Re}\left(\sum_{\omega=0}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{\widetilde{\Omega}} \sinh\left(\sqrt{\widetilde{\Omega}} d_F / \xi_F\right)}\right), \qquad (\Phi 2)$$

$$J_{C1} \propto (\phi 3)$$

$$\propto \operatorname{Re}\left(\sum_{\omega=0}^{\infty}\sum_{m=0}^{\infty}\frac{2\sin(k_{m}x/\xi_{N})}{Q\cosh\left(\sqrt{\widetilde{\Omega}d_{F}}/\xi_{F}\right)\cosh\left(\sqrt{\omega+k_{m}^{2}}d_{N}/\xi_{N}\right)}\right)$$

Здесь $k_m = \pi (2m+1)\xi_N/2W_1$, $Q = \pi \omega^2 (2m+1)$, параметры структуры показаны на рисунке 1.



Рисунок 1. Схема рассматриваемой пространственно неоднородной многослойной структуры с добавлением тонкого N-слоя в часть области под SF-интерфейсом.

Обсуждение результатов, проблема реализации спинового вентиля

Из выражений (ф2) и (ф3) следует, что в зависимости от толщины F-слоя плотности критического тока в сегментах 1 и 5 могут иметь либо одинаковый положительный (отрицательный) знак, либо же знаки могут различаться. В последнем случае, в интервале $1.85 \le d_F / \xi_F \le 2.05$, основное состояние структуры (если ее ширина мала по сравнению с джозефсоновской глубиной проникновения $\lambda_J)$ существенно зависит от соотношения между произведениями $J_{C1}W_1$ и $J_{C5}W_2$ и может отвечать джозефсоновской фазе, равной либо 0, либо π, либо значению из этого промежутка [3,4]. Критический ток структуры зависит от угла в между направлением вектора намагниченности F-пленки и направлением, разграничивающим SFS и SNFS сегменты структуры. Проведенные нами расчеты доказали, что внесение пространственной неоднородности в область слабой связи джозефсоновской структуры, содержащей лишь один ферромагнитный слой, приводит к образованию сверхпроводникового спинового вентиля нового типа. В такой структуре величина критического тока определяется ориентацией направления вектора намагниченности F-пленки относительно направления, разграничивающего SFS и SNFS сегменты S-F/NF-S-структуры (ось 0z на рисунке 1), и в результате предлагаемый спиновый вентиль может иметь два состояния

с сильно различающимся критическим током. Эти состояния отвечают взаимно ортогональным направлениям вектора М, что позволяет осуществлять переключения вентиля посредством приложения взаимно ортогональных внешних магнитных полей, причем для того чтобы система «хранила» «записанное» состояние, не требуются внешние источники энергии. S-F/NF-S джозефсоновский переход может быть использован в качестве управляющего элемента SIs-F/NF-S-структур при проектировании ячеек сверхпроводниковой памяти. При этом, за счет схожести с SIsFS джозефсоновским переходом (наличия единственного ферромагнитного слоя в области слабой связи), критический ток и характерное напряжение будут соответствовать перечисленным параметрам SisFS-контакта при заданных толщинах F-слоя. Единственным механизмом дополнительного подавления критического тока в SIs-F/NF-S-структуре является возможная разность критических токов sFS и sNFS сегментов, которая может быть обусловлена технологическими причинами изготовления. Однако, такое подавление составляет порядка отношения критических токов сегментов, так что при их небольшом отличии оказывается несущественным.

Авторы благодарны В.В. Рязанову и В.В. Больгинову, О.А. Муханову и И.И. Вернику за обсуждение полученных результатов, а также Минобрнауки РФ, РФФИ, фонду «Династия» и Dutch FOM за частичную поддержку проведенных исследований в рамках проектов РФФИ 14-02-90018-бел_а, 14-02-31002-мол_а, 15-32-20362-мол_а_вед и грантов Минобрнауки РФ № 14.616.21.0011 и МК-1841.2014.2. Работа также частично поддержана программой повышения конкурентоспособности Казанского федерального университета среди ведущих мировых научно-образовательных центров и стипендией Президента Российской Федерации.

- C. Bell, G. Burnell, C.W. Leung, et al. // Appl. Phys. Lett., 84, 1153 (2004).
- B.M. Niedzielski, S.G. Diesch, E.C. Gingrich, et al.// IEEE Trans. Appl. Supercond., 24, 1800307 (2014).
- E. Goldobin, H. Sickinger, M. Weides et al. // Appl. Phys. Lett., V. 102, 242602 (2013).
- I.I. Soloviev, N.V. Klenov, S.V. Bakurskiy et al. // Appl. Phys. Lett., V. 242601 (2014).

Управление динамикой двухуровневой системы во внешнем магнитном поле

А.В. Кузнецов¹, Н.В. Кленов^{1, 3 §}, И.И. Соловьев^{2, 3*}, О.В. Тихонова^{1,2}

1 Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Ленинские горы, 1.

2 НИИ ядерной физики им. Д. В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2.

3 НИИФП им. Ф. В. Лукина, Москва, Зеленоград, проезд 4806, дом 6.

*igor.soloviev@gmail.com, §nvklenov@gmail.com

В работе исследована динамика переворота спина в магнитном поле в рамках двухуровневой модели для спиновой подсистемы. Рассмотрено воздействие как знакопеременного, так и монополярного импульсных магнитных полей. Показано, что в случае осциллирующего поля наиболее эффективно переход между спиновыми состояниями происходит в резонансном случае, и получены оценки на величину минимального магнитного поля, реализующего инвертирование спиновой системы. Обнаружено, что переход под действием монополярного импульса возможен лишь при условии существенной неадиабатичности воздействия магнитного поля, означающем, что длительность воздействия короче периода собственных колебаний системы. Продемонстрировано, что при обоих способах воздействия существует оптимальное для «перемагничивания» соотношение характерной напряжённости магнитного поля и его длительности.

Развитие современной микроэлектроники требует миниатюризации базовых элементов, повышения их быстродействия, увеличения плотности упаковки, «фокусировки» управляющих полей в очень малой области пространства. В частности, нужны сверхмалые (<< 0.1 мкм) и сверхбыстрые (20 и 200 пс на операции «Считывание» и «Запись» соответственно) магнитные ячейки памяти. На таких «мезоскопических» пространственно-временных масштабах процессы перехода ячейки памяти между устойчивыми «магнитными» состояниями необходимо рассматривать в рамках квантовой механики [1]. Одним из эффективных подходов является модель двухуровневой системы, состояния которой являются когерентной суперпозицией двух различных базисных спиновых состояний «1» и «2». На сегодняшний день такие мезоскопические кубиты на основе, например, сверхпроводящих квантовых интерферометров успешно созданы; техника управления состояниями таких эффективных двухуровневых псевдоатомных систем позволила продемонстрировать реализацию одно- и многокубитных операций а также целого ряда эффектов из области квантовой оптики [2-4]. При этом наиболее важной проблемой остается укорочение времени перехода системы из одного базисного состояния в другое.

Метод расчёта

В данной работе исследован процесс переворота спина в магнитном поле в рамках модели двух-

уровневой спиновой подсистемы, динамика которой описывается системой уравнений, полученной из нестационарного уравнения Шредингера:

$$\frac{da(t)}{dt} = \frac{i}{\hbar} H_z(t) \mu_{12} b(t) e^{-i\omega_{12}t}, \quad (\phi 1)$$

$$\frac{db(t)}{dt} = \frac{i}{\hbar} H_z(t) \mu_{21} a(t) e^{i\omega_{12}t}.$$
 (\$\phi2)

Здесь a(t), b(t) – амплитуды населённости уровней «1» и «2» двухуровневой системы, \hbar – постоянная Планка, матричный элемент оператора магнитного дипольного момента и собственная частота перехода в системе равны соответственно:

$$\mu_{12} = \left\langle \phi_1 \left| \hat{\mu}_z \right| \phi_2 \right\rangle, \ \omega_{12} = (E_2 - E_1)/\hbar \,, \ (\phi 3)$$

индекс *z* означает проекцию на направление поля. Для определенности мы полагали a(0) = 1, b(0) = 0. Первоначально мы рассмотрели воздействие осциллирующего магнитного поля (например, созданного лазерным импульсом пикосекундной длительности)

$$\mathbf{H}(t) = \mathbf{H}_0 f(t) \cos(\omega_l t). \qquad (\phi 4)$$

Пусть $f(t) = \exp(-(t-t_0)^2/(2\tau^2))$, причем эффективное «перемагничивание» возможно, если поле будет квазирезонансным: $\omega_l \approx \omega_{12}$. Также мы рассмотрели воздействие на двухуровневую систему монополярного импульса магнитного поля вида

$$\mathbf{H}(t) = \mathbf{H}_0 f(t)$$
 при $\omega_{12} \tau \ll 1$ (ф5)

В обоих случаях система уравнений (ф1), (ф2) была решена численно при помощи метода Рунге-Кутты 4-го порядка, и проведено сравнение с аналитическим решением, известным в случае осциллирующего поля [5] и найденным для монополярного импульса поля в условиях, когда аргумент косинуса много меньше единицы:

$$a(t) = \cos\left(\left|\int_{0}^{t} \frac{i}{\hbar} H_0 f(z) \mu_{12} e^{-i\omega_{12}z} dz\right|\right). \quad (\Phi 6)$$

Результаты и обсуждение

«Перемагничиванию» рассматриваемого двухуровневого атома (кубита) в нашем случае соответствовало изменение населённости уровня «1» от 1 до 0 за время действия импульса внешнего магнитного поля (это время здесь можно оценить как 6т).

Для типичного «перемагничивания» под действием осциллирующего поля динамика двухуровневой системы изображена на рисунке 1. Можно отметить хорошее совпадение аналитического и численного решений, при этом для достижения времени перемагничивания 60 пс необходимо поле порядка 1 Тл. По порядку величины полученная оценка на напряженность магнитного поля, необходимого для управления «атомной» ячейкой памяти на пикосекундных временах, совпадает с предсказаниями классической модели, основанной на использовании уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта-Блоха [6]. Аналогичную форму имеет кривая для динамики системы в случае постоянного по направлению магнитного поля. Возможности воздействия на систему в соответствии с (фб) сильно ограничены величиной собственной частоты перехода. Даже если она соответствует разнице энергий 0.001 эВ, минимальное поле, позволяющее осуществить переход, огромно и составляет около 700 Тл.

Ситуация кардинально меняется при рассмотрении «искусственного атома» на основе сверхпроводящего кубита. Матричный элемент оператора магнитного дипольного момента здесь по модулю примерно равен 1000 магнетонов Бора. Собственная частота перехода в такой системе сравнительно мала и составляет около 2 ГГц. Это позволяет управлять системой при помощи относительно слабых полей напряженностью порядка 1-100 Ое. На рисунке 2 приведён график для оптимальных параметров импульса магнитного поля, позволяющего осуществить переход между «магнитными» состояниями в кубите. Наконец, отметим, что переход от простейшей двухуровневой модели к моделям трех- и четырехуровневых систем с состояниями с неопределенной проекцией спина открывает возможность эффективного перемагничивания «атомных» ячеек памяти на пикосекундных временах в относительно слабых магнитных полях.



Рисунок 1. (а) Зависимость населённости уровня «1» двухуровневой атомной системы под действием осциллирующего магнитного поля. (b) Зависимость оптимальной для «перемагничивания» кубита напряжённости магнитного поля от длительности монополярного импульса.

Работа проводилась при поддержке фонда «Династия», грантов Минобрнауки № МК-1841.2014.2, № 14.604.21.0005 и гранта РФФИ 14-02-31002-мол-а.

- A. Kirilyuk, A.V. Kimel, Th. Rasing // Rev. Mod. Phys., V. 82, 2731-2784 (2010).
- A.A. Houck, H.E. Tureci, J. Koch // Nature Phys., V. 8, 292–299 (2012).
- P. Roushan, C. Neill, Yu Chen et al. // Nature, V. 515, 241-244 (2014).
- E. Il'ichev, S.N. Shevchenko, S.H.W. van der Ploeg, et al. // Phys. Rev. B, V. 81, 012506 (2010).
- 5. L. Allen and J.H. Eberly. Optical Resonance and Two-level Atoms (Dover, New York, 1987).
- K. Vahaplar, A.M. Kalashnikova, A.V. Kimel, et al. // Phys. Rev. B, V. 85, 104402 (2012).

Состояние исследований и перспективы использования джозефсоновских контактов из высокотемпературных сверхпроводников в метрологии

А.М. Клушин^{1, 2, 3*}, С.К. Хоршев², А.И. Пашковский², Н.В. Рогожкина², Е.Е. Пестов^{1, 3}, М.Ю. Левичев^{1, 3}

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 ОАО «ФНПЦ «ННИПИ «Кварц» им. А.П. Горшкова», пр. Гагарина, 176, Нижний Новгород, 603009.

3 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского (ННГУ), пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950. *a klushin@ipmras.ru

В докладе рассмотрены принцип построения джозефсоновской микросхемы из высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), концепция меры постоянного напряжения на основе этой микросхемы. Представлены результаты экспериментальных исследований образца меры напряжения и микросхемы, входящей в ее состав. В заключение обсуждаются перспективы использования достижений современной технологии создания многоконтактных джозефсоновских систем из ВТСП в фундаментальной и прикладной метрологии.

Основой использования эффекта Джозефсона в квантовой метрологии является тот факт, что под воздействием внешнего электромагнитного поля с частотой f на вольт-амперной характеристике (ВАХ) контакта возникают ступени тока при напряжениях

$$V_{\rm J} = nf/K_{\rm J},\tag{1}$$

где $K_{\rm I} = 2e/h = 483,5979$ ГГц/мВ, а n – номер ступени, целое число. Представленная в докладе мера напряжения на основе джозефсоновских контактов высокотемпературных сверхпроводников ИЗ (ВТСП), работающих при температуре жидкого азота, предназначена для использования в национальных метрологических институтах, в центрах стандартизации и метрологии, а также аналогичных организациях зарубежных стран, метрологических лабораториях предприятий и фирм, в научных учреждениях и метрологических службах Министерства обороны. Мера напряжения может использоваться в составе эталонов напряжения, а также в качестве транспортируемой меры напряжения и применяться для калибровки прецизионных цифровых вольтметров и калибраторов постоянного напряжения.

В докладе будут рассмотрены концепция построения меры напряжения на основе микросхемы из ВТСП джозефсоновских контактов, а также представлены результаты экспериментальных исследований микросхемы и основных блоков электроники, входящих в состав меры напряжения.

Экспериментальные результаты

Микросхема на основе джозефсоновских контактов из ВТСП

Квантованное напряжение (1), возникающее на одном джозефсоновском контакте под воздействием внешнего электромагнитного поля, обычно мало и не превышает 150 мкВ. Для увеличения выходного напряжения микросхемы V джозефсоновские контакты соединяют последовательно и пропускают через них общий ток смещения. Параметры контактов и условия их работы выбираются таким образом, чтобы на каждом контакте возникало напряжение (1), а суммарное напряжение было равно

$$V = NV_{\rm J},\tag{2}$$

где N – количество джозефсоновских контактов. Условие (2) накладывает жесткие ограничения на разброс параметров контактов и высокие требования к равномерности их облучения внешним сигналом с частотой *f*. В настоящее время в ННИПИ «Кварц» совместно с ИФМ РАН была разработана технология изготовления многоконтактных схем из таких ВТСП с выходным напряжением до 50 мВ.

Параметры квантовой меры напряжения на основе джозефсоновской микросхемы из ВТСП

Концепция построения прибора аналогична использованной в [1, 2], а также подробно рассмотрена нами в статье [3]. В нашем приборе джозефсоновское напряжение $V_J = 25-100$ мВ преобразуется в выходное напряжение меры до 10 В с помощью делителя напряжения (ДН). Таким образом, выходное напряжение, задаваемое стабилитроном, калибруется относительно встроенного источника квантового джозефсоновского напряжения. Для охлаждения джозефсоновской микросхемы до азотных температур использовался сосуд Дьюара для жидкого азота объемом 21 л либо термос объемом 2 л. Заканчивается работа по включению в состав прибора малогабаритного криоохладителя замкнутого цикла.

На основе этой концепции впервые создан рабочий образец квантовой меры напряжения на основе джозефсоновских контактов из ВТСП. Прибор имеет выходное напряжение от 0 до 10 В, шаг изменения выходного напряжения 0.1 В, нестабильность за межповерочный интервал 5×10^{-8} , автоматическую самокалибровку. Внешний вид прибора с встроенным криоохладителем приведен на рисунке 1.



Рисунок 1. Квантовая мера напряжения на основе джозефсоновской микросхемы из ВТСП.

При проведении предварительных испытаний измерялись неопределенности нахождения коэффициентов делителя напряжения. Методика статистического анализа нахождения напряжений на отводах ДН учитывала, что выходное напряжение меры определяется как сумма напряжений, полученных на разных отводах ДН в результате измерений за время, равное обычно 30 минутам. В таблице 1 приведены типичные значения неопределенностей, с которыми измеряются выходные напряжения на наиболее важных отводах ДН.

Таблица 1. Неопределенности измерений выходных напряжений меры напряжения.

Выходное напряжение (В)	1	10
Относительная неопределенность	4.3×10 ⁻⁸	4.9×10 ⁻⁸

Разработанная малогабаритная аппаратура для реализации меры обеспечивает воспроизведение единицы напряжения с относительной неопределенностью, ограниченной в основном собственными шумами стабилитронов. Существенным преимуществом представленной меры по сравнению с существующими мерами напряжения на стабилитронах является независимость выходного напряжения нового прибора от температуры, влажности и давления окружающей среды. Разработанная оригинальная мера напряжения по своим параметрам удовлетворяет требованиям, предъявляемым к эталонным средствам измерения.

Наличие технологии изготовления ВТСП-схем открывает новые возможности в развитии данного направления. Во-первых, это относится к постановке задачи по увеличению выходного квантового напряжения до 1 В. Во-вторых, целесообразно рассмотреть возможность создания микросхем для эталонов переменного напряжения. Последняя задача является очень актуальной и находится в центре внимания метрологических институтов России и мира.

Авторы благодарят за частичную поддержку грант РФФИ № 15-02-05793 и грант (соглашение от 27 августа 2013г. № 02.В.49.21.0003 между МОН РФ и ННГУ). В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».

- Х.А. Айнитдинов, С.И. Боровицкий, В.Г. Быков и др. // Радиоизмерения и электроника КВАРЦ, № 3, 5 (1994).
- A.M. Klushin, A.V. Komkov, V.D. Gelikonova et al. // IEEE Trans. Meas., V. 52, 529 (2003).
- А.М. Клушин, С.К. Хоршев, А.И. Пашковский и др. // Радиоизмерения и электроника КВАРЦ, № 20, 11 (2014).

Резонансный наноболометр на холодных электронах с многочастотной щелевой поляризованной антенной

Л.С. Кузьмин^{1,2,3*}, Е.А. Матрозова², А.С. Соболев⁴, А.В. Гордеева^{1,2}, А.В. Чигинев^{2,5}, А.Л. Панкратов^{2,5}

1 Chalmers University of Technology, Sweden.

2 Центр криогенной наноэлектроники, НГТУ им. Р.Е. Алексеева, Нижний Новгород, 603950.

3 НИИЯФ имени Д. В. Скобельцына МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2.

4 Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, Москва, 125009.

5 Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

*leonid.kuzmin@chalmers.se

Новый тип Резонансного НаноБолометра на Холодных Электронах (РБХЭ) с щелевой поляризованной антенной в форме "ракушки" предлагается для многочастотных приемных систем. Щелевые поляризованные антенны различных частот располагаются круговым образом и дают уникальную возможность для независимой настройки на каждой частоте. Селекция частотной полосы осуществляется за счет нанофильтра, состоящего из кинетической индуктивности NbN сверхпроводящей пленки и емкости наноразмерных СИН (сверхпроводник-изолятор-нормальный металл) туннельных переходов. Размер кинетической индуктивности примерно в 300 раз меньше, чем размер геометрической индуктивности, что дает возможность создать нанофильтры с размером существенно меньшим, чем длина волны. Эта система дает широкие возможности для создания многополосных пикселей, что является актуальной задачей в области астрономии.

Недавно, по результатам американского эксперимента BICEP2 (Background Imaging of Cosmic Extragalactic Polarization), было объявлено о детектировании гравитационных волн [1], предсказанных в работах Алексея Старобинского и Андрея Линды. Гравитационные волны, образовавшиеся в начале эволюции Вселенной, в соответствии с теоретическими представлениями, должны были оставить свой отпечаток в вихревой В-моде поляризации реликтового излучения. Эта В-мода и была обнаружена фазированными массивами щелевых антенн BICEP2. Однако для достоверности результатов, чтобы исключить влияние космической пыли, необходимо повторение экспериментов на разных частотах.

Европейское космическое агентство (ЕКА) приняло амбициозную космическую программу COSMIC VISION 2015-2025, включающую поиск поляризации реликтового излучения. Новые проекты CORE, SPICA и PRISM находятся в стадии рассмотрения ЕКА. Важной целью для ЕКА представляется уменьшение размеров фокальной плоскости за счет размещения в ней многочастотных пикселей [2].

Такой подход позволит решить проблему с аберрацией и однородностью диаграммы направленности по всей фокальной плоскости. Успех в решении поставленной задачи может быть достигнут за счет использования недавно изобретенного резонансного болометра на холодных электронах (РБХЭ, RCEB) [3] (рис. 1).



Рис. 1. а) Схема резонансного наноболометра на холодных электронах (РБХЭ) с нанофильтром, состоящим из кинетической индуктивности NbN сверхпроводящей пленки и емкости наноразмерных СИН (сверхпроводник-изоляторнормальный металл) туннельных переходов. b) Эквивалентная схема болометра. c) Энергетическая диаграмма с ∆>hf.

Ключевую роль в достижении целей ЕКА может сыграть использование РБХЭ в качестве высокочувствительного резонансного элемента, устойчивого к воздействию космической радиации. РБХЭ является дальнейшим развитием БХЭ [4] путем добавления резонансного контура. Внутренняя частотная фильтрация осуществляется в нем за счет кинетической индуктивности сверхпроводящей полоски NbN и емкости туннельного SIN-перехода (сверхпроводник-изолятор-нормальный металл). Реализация RCEB может привести к настоящему прорыву в уменьшении размеров и массы массивов детекторов, что предельно важно для космических систем. Выигрыш в размере и массе по сравнению с устройствами, использующими внешние фильтры, составляет несколько порядков и по сравнению с устройствами с фильтрами на чипе порядка 300 раз.

Для приема сигнала в качестве одиночного пикселя возможно использование различных типов щелевых антенн: синусная антенна, лог периодическая, перекрестно-щелевая, двумерный массив, и т.д. Кандидаты должны отвечать требованиям мультичастотности и чувствительности к поляризации. Рабочими частотами были выбраны 75 и 105 ГГц при ширине полос 15 ГГц. Возможность совмещения трех и более частот (путем добавления полос с центральными частотами на 135, 165 ГГц и т.д.) является одним из важнейших аспектов и может сыграть ключевую роль при выборе концепции массива антенн. Для космического проекта CorE предъявляется целый ряд дополнительных требований к лучу: эллиптичность луча <5%, ширина луча порядка 20°, поглощение в полосе >80%.

В качестве многообещающего кандидата многочастотной щелевой антенны предлагается использование нового типа многочастотной поляризованной антенны, названного нами «Ракушка» (Seashell) изза сходства структуры с морской раковиной. В данной работе было проведено моделирование в программном пакете CSTMWS и рассмотрена возможность использования антенны «Ракушка». Внешний вид антенны представлен на рисунке 2. «Ракушка» состоит из 4 пар щелевых антенн: для частот 75 и 105 ГГц и двух поляризаций. Внутри каждой щели размещен РБХЭ со сдвигом от центра щелей для уменьшения импеданса и дальнейшего согласования с РБХЭ.



Рис. 2. Антенна «Ракушка».

Показана универсальность подстройки по частоте и возможность расширения до нескольких частот.

Работа поддержана МОН (грант 3.2054.2014/К).

- BICEP2 II: Experiment and Three-Year Data Set. BICEP2 Collaboration – P. Ade, et al., arXiv:1403.4302v1 [astro-ph.CO] 17 Mar 2014.
- The ESA Tender ESTEC ITT AO/1-7256/ Next Generation Sub-millimetre Wave Focal Plane Array Coupling Concepts, February 2013.
- L.S. Kuzmin. A Resonant Cold-Electron Bolometer With a Kinetic Inductance Nanofilter // IEEE Transactions on Terahertz Science And Technology, Vol. 4, pp 314-320, (2014). http://ieeexplore. ieee.org/stamp.jsp?tp=&arnumber=6778093
- L.S. Kuzmin. Cold-Electron Bolometer // in the book: Bolometers, ed. A.G.U. Perera. Intechweb.ORG, ISBN 978-953-51-0235-9, pp. 77-106. (2012). Available: http://www.intechopen. com/books/bolometers/cold-eectron-bolometers

Особенности критического тока в длинной квазиодномерной сверхпроводящей проволочке с сужением

В.И. Кузнецов

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Академика Осипьяна, д. 6, Черноголовка, Россия, 142432. kvi@iptm.ru

Измерены переключающий и возвратный критические сверхпроводящие токи в функции температуры и магнитного поля в длинной квазиодномерной сверхпроводящей алюминиевой проволочке с коротким поперечным сужением при температурах чуть ниже критической температуры. Поле было перпендикулярно к поверхности подложки. Обнаружено, что в *H*=0 и малых полях критический ток проволочки с сужением практически совпадает с критическим током такой же проволочки без сужения. В малых и больших полях критический ток аппроксимируется двумя различными функциями. Критический ток узкой части проволочки является нелокальной величиной и зависит от поведения сверхпроводящего параметра порядка и электронного транспорта не только в сужении проволочки, но и в более широких частях проволочки.

Введение

Сверхпроводящий критический ток есть важнейшая характеристика сверхпроводящих и гибридных устройств. В наноустройствах критический ток может иметь особенности благодаря различным флуктуациям, нелокальным и другим эффектам. Критический ток сверхпроводящих квазиодномерных (т.е. имеющих поперечные размеры меньше, чем удвоенная сверхпроводящая когерентная длина 2ξ(Т)) проволочек и различных структур со слабой связью широко изучался [1-4]. Квазиодномерная проволочка может являться ключевым элементом таких устройств, как SQUID [1]. Удивительно, что критический ток длинной квазиодномерной проволочки с суммарной длиной, в несколько раз превышающей удвоенную длину квазичастичного разбаланса 220(Т), имеющей поперечное сужение с длиной, лежащей в интервале от $\xi(T)$ до $\lambda_0(T)$, практически не исследовался.

Эксперимент

Мы измерили магнитозависимый сверхпроводящий критический ток в длинных квазиодномерных проволочках с сужением при температурах T чуть ниже критической температуры. Магнитное поле H было направлено перпендикулярно к поверхности подложки. Некоторые экспериментальные данные показаны на рисунках 2 и 3 для проволочки (рис. 1). Проволочка получена термическим напылением пленки алюминия толщиной 30 нм на кремниевую подложку, с помощью lift-off-процесса

электронно-лучевой литографии. Эта проволочка с суммарной длиной более 60 мкм и шириной 0.4 мкм имеет в центре сужение длиной 1.01 мкм и с шириной 0.23 мкм. Основная ширина и толщина проволочки были меньше $2\xi(T)$ в экспериментальном температурном диапазоне. Широкие части всех измерительных зондов, имеющие ширины больше, чем $2\xi(T)$, удалены от центра структуры на расстояние более 30 мкм. Это сделано для уменьшения влияния широких частей зондов на магниторезистивное поведение узкой части структуры. Сопротивление центрального измеряемого участка в нормальном состоянии было $R_n = 5.4$ Ом. Сопротивление на квадрат было $R_{sq} = 1.2$ Ом. Средняя длина свободного пробега электрона была l = 14 нм.





Постоянный ток через I1 и I2 зонды проходил сквозь всю длинную проволочку. Два сверхпроводящих критических тока в зависимости от поля: переключающий ток $I_s(H)$, при котором напряжение появляется на центральном узком участке проволочки между зондами V1 и V2, и возвратный ток $I_r(H)$, при котором это напряжение исчезает, – были извлечены из вольт-амперных V(I) кривых, записанных при разных полях (рис. 3). Возвратный ток $I_r(H)$ был значительно меньше, чем переключающий ток $I_s(H)$. Кроме того, температурные зависимости переключающего $I_s(T)$ и возвратного $I_r(T)$ токов измерены при H = 0 (рис. 2).

Для сравнения был измерен критический ток в похожих проволочках одной ширины (без сужения) и в проволочках с сужением различной геометрии.



Рисунок 2. Измеренный переключающий ток в зависимости от *T* (квадраты) аппроксимирован $I_{s2}(T)$ функцией (сплошная линия). Измеренный возвратный ток в зависимости от *T* (кружки) подогнан $I_{c}(T)$ функцией (точечная линия). Теоретический переключающий ток $I_{sth}(T)$ для проволочки с шириной $w_n = 0.23$ мкм (без сужения) показан штрихпунктирной линией. Все кривые даны при H = 0.

Результаты и дискуссия

Из рисунков 2 и 3 видно, что теоретические $I_{sth}(T)$ и $I_{sth}(H)$ кривые переключающего тока (не учитывающие влияние широких частей проволочки) сильно отличаются от экспериментальных данных. Так, экспериментальный переключающий ток $I_{s2}(T)$ в H=0 превосходит почти в 2 раза ток распаривания Гинзбурга-Ландау. При этом ток $I_{s2}(T)$ в H=0 совпадал с током распаривания в проволочках с более длинным сужением при том же самом соотношении ширин основной части проволочки и сужения и в проволочках с коротким сужением и с большим соотношением ширин проволочки и сужения. В малых полях экспериментальный переключающий

ток хорошо описывается подавлением сверхпроводящего параметра порядка в широких частях проволочки. В больших полях переключающий ток зависит, главным образом, от подавления параметра порядка в узкой части проволочки.



Рисунок 3. Измеренный переключающий ток (квадраты) в зависимости от *H* аппроксимирован $I_{s2}(H)$ функцией (сплошная линия) в малых полях и $I_{s1}(H)$ функцией (точечная линия) в больших полях. Измеренный возвратный ток (кружки) подогнан $I_r(H)$ функцией, совпадающей с $I_{s1}(H)$ функцией в больших полях. Теоретический переключающий ток $I_{sth}(H)$ для проволочки с одной шириной w_n = = 0.23 мкм (без сужения) показан штрихпунктирной линией. Все данные представлены для T = 1.285 К.

Таким образом, в H = 0 и в малых полях переключающий ток практически не замечает сужение проволочки. Переключающий и возвратный токи совпадают только при больших температурах и полях.

Результаты показывают, что критический ток не является локальной величиной, определяемой только сужением, но зависит от сильного дальнодействующего взаимовлияния электронно-транспортных свойств широких и узкой частей проволочки.

- 1. A. Barone and G. Paterno. Physics and Application of the Josephson Effect. John Willey and Sons, New York, 1982.
- C.K. Likharev // Reviews of Modern Physics, V. 51, 101 (1979).
- A.A. Golubov, M.Yu. Kupriyanov, E. Il'ichev // Reviews of Modern Physics, V. 76, 411 (2004).
- K.Yu. Arutyunov, D.S. Golubev, A.D. Zaikin // Physics Reports, V. 464, 1 (2008).

Влияние возбуждения поверхностных плазмонов на резистивное состояние тонких сверхпроводящих пленок и проволок

В.В. Курин

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. kurin@ipmras.ru

В рамках модифицированного временного уравнения Гинзбурга-Ландау для параметра порядка и диффузионного уравнения для химического потенциала рассмотрена задача о поверхностных плазмонах, связанных с колебаниями фазы и модуля параметра порядка. Обсуждается плазмонная неустойчивость, возникающая при токе порядка тока распаривания, и влияние возбуждающихся плазмонов на динамику резистивного состояния в сверхпроводящих пленках и проволоках. Обсуждается роль возбуждения поверхностных плазмонов в динамике резистивного состояния в сверхпроводниках, обусловленного как возникновением линий проскальзывания фазы, так и движением вихрей.

Хорошо известно, что тонкие металлические пленки и проволоки могут нести поверхностные плазмоны, представляющие собой медленные электромагнитные волны, сопровождаемые колебаниями поверхностного заряда. Дисперсия этих волн радикально отличается от дисперсии объемных отсутствием щели. Аналогичные электромагнитные моды могут существовать и в сверхпроводниках [1]. Возбуждение таких поверхностных плазмонов может качественно изменить динамику резистивного состояния в сверхпроводниках, обусловленного как возникновением линий проскальзывания фазы, так и движением вихрей. Исследованию роли поверхностных плазмонов в динамике резистивного состояния, возникающего при протекании тока, и посвящен данный доклад. В рамках модифицированного временного уравнения Гинзбурга-Ландау для параметра порядка и диффузионного уравнения для химического потенциала, выведенного в грязном пределе в работе [2] для сверхпроводников с парамагнитными примесями, рассмотрена задача о поверхностных плазмонах, связанных с колебаниями фазы и модуля параметра порядка. Обсуждается плазмонная неустойчивость, возникающая при токе порядка тока распаривания, и влияние возбуждающихся плазмонов на динамику резистивного состояния в сверхпроводящих пленках и проволоках.

Основные уравнения

Феноменологическая система уравнений, описывающая динамику параметра порядка $\psi = f \exp i\theta$, химического потенциала Φ , электрического $\mathbf{E} = -\varkappa (\dot{\mathbf{A}} + \varkappa^{-1} \nabla \phi)$, и магнитного $\mathbf{B} = \operatorname{rot} \mathbf{A}$ полей

представляется в безразмерном, явно калибровочно-инвариантном виде

$$u\partial_{t}f = \varkappa^{-1}\Delta f + \left[1 - v_{s}^{2} - f^{2}\right]f,$$

$$uf^{2}(\partial_{t}\theta + \Phi) = \varkappa^{-1}\operatorname{div}f^{2}\mathbf{v}_{s}, \ \mathbf{v}_{s} = \varkappa^{-1}\nabla\theta - \mathbf{A},$$

$$\partial_{t}\Phi + f^{2} - u^{-1}\varkappa^{-2}\nabla\Phi =$$

$$= u^{-1}\varkappa^{-1}\partial_{t}\operatorname{div}\mathbf{A} + \partial_{t}\phi - f^{2}\partial_{t}\theta,$$

$$\operatorname{div}\mathbf{E} = \rho, \operatorname{rot}\mathbf{B} = \mathbf{j} + q\partial_{t}\mathbf{E},$$

где плотность тока и заряда определены как ј = $= -(\partial_t \mathbf{A} + \varkappa^{-1} \nabla \Phi) + f^2 \mathbf{v}, \ \rho = q^{-1} u \varkappa (\Phi - \phi), \$ так что закон сохранения заряда $q\dot{\rho} + \text{divj} = 0$, выполнен точно. Точкой, обычно, обозначена как производная по времени. Система уравнений содержит три безразмерных параметра: параметр Гинзбурга-Ландау $\varkappa = \lambda \xi^{-1}$, параметр, $u = \tau_{GL} \tau_{EM}^{-1}$, характеризующий отношение времен релаксации параметра порядка $\tau_{GL} = \xi^2 D^{-1}$ и времени диффузии магнитного поля $\tau_{EM} = 4\pi\sigma\lambda^2 c^{-2}$, и электромагнитный параметр квазистатичности $q = \xi \lambda c^{-2} \tau_{EM}^{-2}$. На границе сверхпроводника и ваккума должны быть выполнены граничные условия $\mathbf{n}(\boldsymbol{\varkappa}^{-1}\nabla\boldsymbol{\theta} - \mathbf{A}) = 0$, $\mathbf{n}\nabla f = 0$, $\mathbf{n}\nabla \Phi = 0$ и условия непрерывности тангенциальных компонент полей $[\mathbf{n} \times \mathbf{B}], [\mathbf{n} \times \mathbf{E}].$

ТМ плазмон

Рассмотрим задачу о поверхностном плазмоне, бегущем вдоль оси z по тонкой, $d \ll 1$,

сверхпроводящей пластинке -d/2 < x < d/2, окруженной вакуумом.



Линеаризуя уравнения в окрестности стационарного решения $f = f_0 + \delta f$, $\theta = \varkappa v_0 z + \delta \theta$ и отыскивая решения для вектора возмущений внутри в виде симметричных и антисимметричных комбинаций функций $(\delta f, \delta \theta, \delta \Phi, \delta \phi, \delta A_r, \delta A_z)^T \sim \exp\{pt + ihz \mp \chi x\}$ И $(\delta A_x, \delta A_z)^T \sim \exp\{pt + ihz - \chi x\}$ снаружи, затем сшивая решения с помощью граничных условий, получим дисперсионное уравнение поверхностных плазмонов. В случае нулевой сносовой скорости задача решается аналитически. Дисперсионное уравнение для объемных волн в сверхпроводнике расщепляется на электромагнитную моду, на связанные моды заряда и разбаланса и моду модуля параметра порядка. Эти моды связываются только на границе, что приводит к следующему дисперсионному уравнению для пленки толстой в масштабе

$$\begin{split} l_E, r_D, & \text{что соответствует } d >> u^{-1/2} \varkappa^{-1} \sqrt{u} \varkappa q^{-1} \\ & 2\omega^2 = d(\varkappa q)^{-1} |h| (1 - \omega^2 \varkappa q - i\omega) - \\ & - 2i\varkappa^{-2} h^2 \omega [h^2 + u\varkappa^2 (1 - i\omega)]^{-1} + h^2 dq^{-1} \varkappa^{-3} \sqrt{q(u \varkappa)^{-1}} . \end{split}$$

Первые два члена представляют вклад вихревых волн, как в [1], второй член в правой части есть вклад моды разбаланса, третий член - перенормировка из-за учета нарушения квазинейтральности. Видно, что в случае сильного разделения масштабов 1 >> d >> $u^{-1/2} \varkappa^{-1} \sim \varkappa^{-1} >> \sqrt{u \varkappa q^{-1}}$ вклад потенциальных волн ведет к незначительным поправкам чисто электромагнитной дисперсии, описываемой первыми двумя членами. Случай ненулевой сносовой скорости гораздо сложнее, однако в случае большой разности масштабов может быть изучен аналитически. Дисперсионное уравнение для волн внутри сверхпроводника есть уравнение 4-го порядка относительно k^2 и в рассматриваемом случае имеет 4 сильно различающихся решения, из которых нам достаточно рассмотреть наименьшее $k_1^2(\omega,h)$. В

этом случае, отыскивая решение внутри в форме E_z = $\varkappa (i\omega A_0 - i\varkappa^{-1}h\varphi_0) \cosh\chi x$, $\chi = \sqrt{h^2 - k_1^2(\omega)}$, $B_y = A_0 k_1^2(\omega) \chi^{-1} \sinh\chi x$ и снаружи $E_z =$ = $i\omega\varkappa A_1 \exp(-\chi_1 x)$, $\chi_1 = \sqrt{h^2 - q\varkappa\omega^2}$, $B_y =$ = $q\varkappa \omega^2 A_1 \exp(-\chi_1 x)$ и требуя их непрерывности, найдем дисперсионное уравнение поверхностного плазмона

$$\frac{\chi(i\varkappa\omega A_0 - ih\varphi_0)}{A_0k_1^2(\omega,h)} \operatorname{coth}\chi d/2 = -\frac{i\omega\varkappa}{q\varkappa\omega^2}\sqrt{h^2 - q\varkappa\omega^2}$$

где A_0, φ_0 – компоненты собственного вектора A_z, φ , соответствующие собственному значению $k_1^2(\omega)$. Это собственные значения, для $\varkappa, u >> 1$ может быть найдено приближенно аналитически, как меньший по модулю корень квадратного уравнения

$$i\omega = \frac{f_0^2 \left[2 \varkappa^2 (f_0^2 + k^2) + k^4 - 4v_0^2 \right] + k^4 - 4v_0^2 \varkappa^2 h^2}{u \varkappa^2 (f_0^2 + k^2)}$$

Откуда следует существование плазмонной неустойчивости, поскольку $\operatorname{Re}(k_1^2(\omega = \Omega + i\Gamma, h))$ пересекает действительную ось при изменении Ω при конечном $\Gamma > 0$. Заметим, что неустойчивость тем сильнее, чем больше замедление волны.

Плазмонная неустойчивость

Находя зависимость компонент собственных векторов $A_0(\omega, h), \varphi_0(\omega, h)$ от частоты и продольного волнового числа, мы сможем построить дисперсионную кривую для поверхностного плазмона. Её качественный вид изображен на рис. 1.



Рис. 1. Зависимость действительной и мнимой частей частоты от продольного волнового числа

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 15-02-05793.

Литература

1. J.E. Mooij, G. Sho. Propagating plasma mode in thin superconducting filaments // PRL, 55, 114

(1985); I.O. Kulik // Sov. Phys. JETP, 38, 1008, (1974).

 Л.П. Горьков и Г.М. Элиашберг // ЖЭТФ, 54, 612 (1968); Sov. Phys. JETP, 27, 328 (1968).

Сверхпроводимость и магнетизм в наносистемах ВТСП и синтетических металлах

Л.С. Мазов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. mazov@ipm.sci-nnov.ru

Продемонстрировано, что возникновение низкоразмерных магнитных наноструктур в нормальном состоянии как наносистем ВТСП, так и органических СП, является их общим свойством. Их образование (за счет перехода типа металл-диэлектрик, предшествующего СП-переходу) приводит к росту плотности состояний на краях ВСП-диэлектрической щели и, следовательно, к некоторому росту *T*_c. Наблюдаемое же значение *T*_c связано с оптическими свойствами этих материалов.

Введение

В 1986 г. были опубликованы две ключевые работы по сверхпроводимости (СП) [1, 2]. Первая из них подытоживала 20-летнюю работу по созданию органических СП и неудачных попытках достичь высокой температуры (ВТ) СП-перехода (Т_с) в них. Вторая, наоборот, сообщала о неожиданном открытии ВТСП в неорганических соединениях оксидов меди. В настоящем сообщении показано, что эти, на первый взгляд, несвязанные работы, фактически используют концепцию Литтла-Гинзбурга [3, 4] о пространственном разделении проводящих и полуизолирующих областей в СП-наносистеме. Такое разделение реализуется в системе за счет магнитного (типа несоизмеримой АФ-волны спиновой плотности (ВСП)) фазового перехода, предшествующего СП-переходу ($T_c < T_m$). Разные T_c связаны с различными оптическими свойствами диэлектрических областей СП-наносистемы.

Синтетические металлы

Концепция синтетического металла появилась практически в том же году, что и открытие явления СП Камерлинг-Оннесом (1911 г.): «приготовить композиционные металлические вещества из неметаллических составляющих элементов» [5]. Хотя новый тип проводников – молекулярных кристаллов, в которых проводимость осуществляется через перенос заряда (СТ) между молекулярными, а не атомными орбиталями, появился еще до работы Литтла [4], но только после нее началось широкое, планомерное наступление на проблему проводимости и (сверхпроводимости) органических материалов в попытке «синтезировать органический сверхпроводник» с высокой (выше комнатной) температурой перехода. За почти 20 лет исследований был синтезирован первый стабильный металлический комплекс на основе органических СТ-солей (1973 г.), в котором, однако, при понижении T происходил фазовый переход металл-диэлектрик ввиду одномерности (1D) этих соединений. Приложение давления понижало T этого перехода и в 1980 г. был обнаружен первый СП-



Рисунок 1. (Т-Р) фазовая диаграмма для (TMTSF)₂PF₆.[5].

переход в этих соединениях при Т \rightarrow 0. Дальнейшее изучение таких материалов показало, что диэлектрический переход носит также и магнитный (ВСП) характер (см. рис. 1). Как показал анализ, проведенный в настоящей работе, такой ВСП/ВЗПпереход не исчезает в органических СП (как это принято считать), а становится динамическим, предшествующим СП-переходу. Длина волны этих ВСП/ВЗП-структур, а также длина когерентности – порядка нескольких десятков нм (см. рис. 2а).



Рисунок 2. Магнитная (H-T) фазовая диаграмма; область справа от кривой H_{c2}(T) – область магнитного (АФ ВСП) фазового перехода со страйп-наноструктурой (точки и стрелки – зарядовые и магнитные страйпы, соответственно).

Си- и Fe-ВТСП

Как известно, недопированные купраты являются АФ-диэлектриками, с температурой Нееля ~ 300-500 К. ВТСП на основе железа являются АФполуметаллами. Однако их магнетизм при анализе, (тем более еще до появления Fe-BTCП) как правило игнорируется, что приводит к появлению множества «новых теорий», описывающих фактически какую-либо выделенную зависимость. Появление Fe-BTCП, наоборот, вызвало вначале ряд неожиданных вопросов (и не только у китайских авторов) о совместимости ФМ и СП (хотя статья Гинзбурга о ферромагнитных СП [6] давно известна). Ситуация с Fe-BTCП напоминает ситуацию с органическими СП: делается вывод, что при допировании магитный (АФ ВСП) переход исчезает, и возникает СП-переход. Анализ опять проводится в рамках одного (СП) параметра порядка, произвольным образом из магниторезистивных данных определяется Т_с в магнитном поле (в том числе из изотермических, резистивных данных в сверхсильных полях при Т → 0), и резкий рост электросопротивления (ЭС) в сверхсильных полях (~ 70 Т) рассматривается как СП-переход. Это, в свою очередь, приводит к выводу об изотропности Fe-BTCП материалах (в «отличие» от купратов) и их перспективности для приложений. Учет же магнетизма этих (как и купратных соединений) [7] показывает, что критическое магнитное поле в Fe-BTCП оказывается только ~ 25 Т, а резкий рост ЭС при Н ~ 70 Т соответствует магнитному (АФ ВСП) фазовому переходу (см. рис. 2б). Аналогичная картина наблюдается и в купратах (рис. 2в).

Обсуждение и выводы

Таким образом, как следует из выше изложенного, во всех трех классах СП-наносистем, при пониже-

нии Т, в проводящих плоскостях возникают магнитные наноструктуры типа ВТСП, несоизмеримость которых с решеткой приводит к формированию ВЗП и периодической модуляции решетки (волна плотности (ВП)), и, следовательно, страйпнаноструктур с периодическими чередующимися спиновыми и зарядовыми страйпами шириной ~ 1 нм. Интересно, что такого рода системы с диэлектрическим переходом, предшествующим СП, были исследованы и подробно описаны еще за 10 лет до открытия ВТСП [2] в известной монографии [9]. Более того, в п. 5 гл. 5 специально описаны свойства таких систем с сосуществованием диэлектрического и СП-спаривания. В гл. 1 показано, что причины, по которым эти три соединения имеют совершенно разные температуры СП-перехода, могут быть связаны с их оптическими свойствами.

- P.M. Chaikin, R.L. Greene // Physics Tjday V. 39, 24 (1986).
- J.G. Bednorz, K.-A. Müller // Zeit. für Physik B, V. 64, 189 (1986).
- 3. W.A. Little // Phys.Rev. V. 134A, 1416 (1964).
- 4. В.Л. Гинзбург // ЖЭТФ Т.47, 2318 (1964).
- D. Jerome // J. Supercond. Nov. Magn. V. 25, 633 (2012).
- 6. В.Л. Гинзбург // ЖЭТФ Т. 31, 202 (1956).
- Л.С. Мазов // Изв. РАН. Сер. физ. Т. 78, 1643 (2014).
- 8. L.S. Mazov // Phys.Pr oc. V. 36, 735 (2012).
- Проблема ВТСП / Под ред. В.Л. Гинзбурга и Д.А. Киржница. М.: Наука, 1977).

Технология изготовления длинных ВТСП джозефсоновских переходов на бикристаллических фианитовых подложках

Д.В. Мастеров^{1*}, С.А. Павлов¹, А.Е. Парафин^{1, 2}, П.А. Юнин^{1, 2}

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский Государственный Университет им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603600. *masterov@ipmras.ru

В работе представлена технология изготовления длинных джозефсоновских переходов на основе пленок высокотемпературного сверхпроводника YBa₂Cu₃O₇ (YBCO) на бикристаллических фианитовых подложках. Высококачественные эпитаксиальные пленки YBCO были получены методом магнетронного напыления. Электрофизические характеристики джозефсоновских переходов длиной 50 – 350 мкм соответствуют уровню лучших мировых образцов.

Введение

В настоящее время существует интерес к длинным джозефсоновским переходам, обусловленный перспективой их использования в качестве источников излучения терагерцевого диапазона частот. Подобные структуры уже реализованы на основе низкотемпературных сверхпроводников. В настоящей работе были изготовлены длинные джозефсоновские переходы на основе пленок YBCO на двух образцах, показавших высокую воспроизводимость структурных и электрофизических характеристик.

Технология изготовления джозефсоновских переходов

Использовались бикристаллические подложки Zr_{1-x}Y_xO₂ (YSZ – фианит) с симметричной границей и углом разориентации в плоскости 23,8° [001]. Рассогласование параметров решеток YBCO и YSZ зависит от процентного содержания иттрия и достигает -7% [1], вследствие чего эпитаксиальный рост ҮВСО пленок на этих подложках осложнен и имеет свои особенности [2]. Кроме того, при характерных температурах эпитаксии ҮВСО происходит химическое взаимодействие между пленкой и подложкой [1, 3]. Поэтому на YSZ-подложках методом лазерного распыления выращивался буферный слой СеО₂. Структурные характеристики буферного слоя СеО₂ следующие: толщина 47 нм, величина разориентации оси с блоков мозаики $\Delta \omega = 0,24^{\circ}$. Пленки ҮВСО выращивались методом магнетронного напыления на постоянном токе в установке с планарной осевой геометрией. Параметры слоя YBCO: толщина 0,6 мкм, $\Delta \omega = 0,34^{\circ}$. На полученные YBCO пленки методом термического напыления осаждался слой Ag. Затем методом фотолитографии и химического травления структуры в селективном травителе серебра формировались омические контакты к пленке YBCO. Посредством второй фотолитографии и химического травления пленки YBCO на каждом из образцов было изготовлено по пять мостиков, два из которых имели ширину, определяющую длину джозефсоновского перехода, 150 мкм, а остальные три – 50, 250, и 350 мкм. Фото одного образца показано на Рис. 1.



Рисунок 1. Фото изготовленной структуры. Размер бикристаллической подложки 10×10 мм.

Результаты измерений

Вне бикристаллической границы температура сверхпроводящего перехода пленки УВСО соста-

вила $T_c \approx 92$ K, критическая плотность тока при температуре $T = 77 \text{ K} - j_c > 10^6 \text{ А/см}^2$. Величина отношения сопротивления при температуре 300 К к сопротивлению при температуре 100 К, характеризующая качество межгранульных связей в пленке, у ≈ 3,2. Критическая плотность тока через бикристаллическую границу находится в пределах от $i_c = 1.2 \times 10^4$ A/см² на переходе длиной 350 мкм, до $j_c = 3.3 \times 10^4$ A/см² на переходе длиной 50 мкм. Отметим, что на обоих образцах наблюдалась следующая корреляция: измеряемая критическая плотность тока возрастает при уменьшении длины джозефсоновского перехода, что обусловлено особенностями протекания сверхпроводящего тока через такие контакты [4]. Для сравнения, в обзоре [5] приводятся данные из оригинальной работы [6]: при T = 77 К максимальные величины критической плотности тока через джозефсоновский контакт $j_c = (4-6) \times 10^4$ А/см² получены на бикристаллических фианитовых подложках с углом разориентации 22° [001]. При этом длина джозефсоновских переходов составляла 4 и 8 мкм.

Изготовленные структуры были протестированы при гелиевых температурах. На Рис. 2 представлена вольтамперная характеристика джозефсоновского перехода длиной 50 мкм при температуре 5 К и 7 К.



Рисунок 2. ВАХ джозефсоновского перехода длиной 50 мкм при температуре *T* = 5 К и *T* = 7 К.

Приведенная ВАХ, а также ВАХ всех других переходов на изготовленных образцах, имеет характерный вид ВАХ джозефсоновского контакта. При температуре T = 6 К исследуемые структуры продемонстрировали критическую плотность тока через бикристаллическую границу в диапазоне $j_c = (0,93 - 2,3) \times 10^5$ А/см². Важным параметром джозефсоновского перехода является характерное напряжение I_cR_n , где I_c – критический ток, R_n – сопротивление перехода в нормальном состоянии. В исследованных структурах величина I_cR_n составила 0,8 – 1,96 мВ. В литературе приводятся следующие значения для таких структур при гелиевых температурах и нулевом магнитном поле: $j_c = 0,2 \times 10^5 \text{ A/cm}^2$, $I_cR_n = 0,52 - 1,15 \text{ мВ}$ [7, 8]. В обзоре [5] приведены значения $j_c = (2-5) \times 10^5 \text{ A/cm}^2$ и $I_cR_n = 1,3 - 1,7 \text{ мВ}$ при температуре T = 4,2 K.

Выводы

Приведенные результаты показывают возможности лабораторной технологии по созданию на ВТСПпленках высококачественных джозефсоновских переходов. Полученные значения плотности критического тока в структурах с длинными джозефсоновскими контактами соответствуют передовому мировому уровню. Это открывает перспективу использования таких контактов в приборах сверхпроводниковой электроники, в частности, в источниках терагерцевого излучения.

Работа поддержана РФФИ, проект № 15-02-05869. В работе использовано оборудование ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур.

- J. Gao, W.H. Wong // Physica C, V. 251, No. 3, 330 (1995).
- С.В. Гапонов, С.А. Гусев, Ю.Н. Дроздов и др. // Журнал технической физики, Т. 84, В. 10, 68 (2014).
- J.A. Alarco, G. Brorsson, H. Olin et al. // Journal of Applied Physics, V. 75, 3202 (1994).
- L.S. Revin, A.V. Chiginev, A.L. Pankratov et al. // Journal of Applied Physics, V. 114, 243903 (2013).
- H. Hilgenkamp, J. Mannhart // Reviews of Modern Physics, V. 74, No. 2, 485 (2002).
- Z.G. Ivanov, P.A. Nilsson, D. Winkler et al. // Applied Physics Letters, V. 59, 3030 (1991).
- Y.M. Zhang // PhD thesis, ISBN 91-7032-888-9, Department of Goteborg (1993).
- D. Winkler, Y.M. Zhang, P.A. Nilsson et al. // Physical Review Letters, V. 72, 1260 (1994).

Дефазинг в окрестности перехода сверхпроводник-изолятор в плёнках TiN

А.Ю. Миронов^{1, 2*}, С.В. Постолова^{1, 2}, Т.И. Батурина^{1, 2}

1 Институт физики полупроводников СО РАН им. А. В. Ржанова, пр-т. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090. 2 Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090. *mironov@isp.nsc.ru

Экспериментально обнаружено аномальное увеличение частоты сбоя фазы в тонких сверхпроводящих плёнках нитрида титана в окрестности перехода сверхпроводник-изолятор.

Введение

Изучение квантовых эффектов (слабой локализации и электрон-электронного взаимодействия) в неупорядоченных системах с металлическим типом проводимости уже более 30 лет играет значительную роль в современной физике конденсированного состояния. Эти эффекты приводят к появлению вкладов в проводимость, аномальным образом зависящих от температуры и магнитного поля. Исследования температурной и магнитополевой зависимостей сопротивления при низких температурах дают возможность определения целого ряда времен релаксации энергии, спина и фазы волновой функции электронов проводимости [1].

Наиболее хорошо изучены особенности низкотемпературного поведения тонких пленок нормальных металлов и полупроводниковых слоев, в то же время сверхпроводящие пленки исследованы крайне мало. Однако в сверхпроводниках во флуктуационной области могут наблюдаться существенно иные соотношения между величинами вкладов различных квантовых эффектов, что связано с усилением электрон-электронного взаимодействия по мере приближения к температуре сверхпроводящего перехода [2]. Интерес к сверхпроводящим пленкам именно нитрида титана вызван еще и тем, что, как показано в [3], данный материал по мере роста беспорядка или уменьшения толщины пленок демонстрирует квантовый фазовый переход сверхпроводник - изолятор. Это делает актуальным исследование квантовых эффектов в проводимости пленок в окрестности данного перехода.

В данной работе мы представляем результаты экспериментального исследования низкотемпературных транспортных свойств тонких плёнок нитрида титана TiN.

Методика эксперимента

В работе исследуются плёнки нитрида титана, изготовленные методом атомарно-слоевого осаждения на подложке SiO₂/Si. Структурные исследования методом высокоразрешающей электронной микроскопии показывают, что плёнки являются поликристаллическими с характерным размером кристаллитов 5 нм. Далее методом фотолитографии изготавливались мезаструктуры в виде холловских мостиков шириной 50 мкм, состоящих из трёх областей с расстоянием между потенциометрическими контактами – 100, 250 и 100 мкм.

Эксперименты проводились в криостате растворения ${}^{3}\text{He}/{}^{4}\text{He}$ и состояли в измерении температурных зависимостей сопротивления в постоянных магнитных полях и магнитополевых зависимостей сопротивления при постоянной температуре. Магнитное поле было направлено перпендикулярно поверхности пленки. Магнитополевые измерения проводились по стандартной четырехточечной схеме на переменном токе I = 1 нА низкой частоты f = = 3 Гц.

Результаты

Проведено исследование температурных [3] и магнитополевых зависимостей сопротивления плёнок TiN толщиной 3.6 – 23 нм. Определены основные параметры исследуемых образцов: критическая температура T_c , верхнее критическое магнитное поле B_{c2} , коэффициент диффузии, концентрация нормальных электронов и время свободного пробега. На полученных зависимостях отсутствуют какие-либо изломы или ступеньки, что указывает на однородность плёнок, то есть отсутствие макроскопических неоднородностей с сильно отличающимися T_c или B_{c2} . При увеличении магнитного поля для всех плёнок наблюдается положительное магнитосопротивление, сменяющееся отрицательным магнитосопротивлением в полях больших 4 Тл. Такое поведение магнитополевых зависимостей сопротивления при температурах больших критической характерно для систем, проводимость которых определяется слаболокализационными эффектами и влиянием сверхпроводящих флуктуаций. Из сопоставления экспериментальных данных и теоретических зависимостей магнитосопротивления, полученных в рамках теории квантовых вкладов в проводимость, можно определить время сбоя фазы τ_{σ_2} время спин-орбитального рассеяния.

Проведенный нами анализ показал, что экспериментальные магнитополевые зависимости сопротивления плёнок TiN толщиной более 10 нм великолепно согласуются с теорией квантовых вкладов в проводимость. Для примера на рисунке 1 ромбическими символами приведены значения т_о, определенные из сопоставления экспериментальных и теоретических зависимостей магнитосопротивления. Отметим, что здесь τ_{ω} обратно пропорционально температуре. Однако при анализе магнитосопротивления более тонких плёнок выяснилось, что при температурах $T < 2T_c$ теория квантовых вкладов описывает лишь максимальное изменение магнитосопротивления, при этом на слабых магнитных полях сопротивление возрастает медленнее, чем предсказывает теория. На рис.1 сплошными квадратными и круглыми символами показаны значения т_ф, определенные из максимума магнитосопротивления. Температурная зависимость частоты сбоя фазы уже не является линейной, что, повидимому, связано со вкладом электрон-электронного взаимодействия в сбой фазы при увеличении степени беспорядка. Мы выяснили, что для описания магнитосопротивления в слабых магнитных полях при температурах $T < 2T_c$ достаточно увеличить значение функции β во вкладе Маки-Томпсона по сравнению с теоретических значением. При этом новые значения τ_{ϕ} (показаны открытыми символами на рис. 1) оказываются существенно меньше значений τ_ω, определенных из максимума магнитосопротивления. Иначе говоря, в слабых магнитных полях наблюдается увеличение частоты сбоя фазы, причем увеличение степени беспорядка приводит к усилению этого эффекта.

Такое поведение частоты сбоя фазы и функции мы связываем с усилением неоднородности сверхпроводящей щели при увеличении степени беспорядка. При этом в системе возникают области с различной величиной длины сбоя фазы и разной температурой сверхпроводящего перехода. По мере увеличения магнитного поля происходит подавление сначала "коротких" длин сбоя фазы, что приводит к наблюдаемому увеличению частоты сбоя фазы, а затем подавляются "длинные" траектории и наблюдается уменьшение частоты сбоя фазы. Наличие областей с разной температурой сверх-проводящего перехода в свою очередь приводит к усилению расходимости функции β в слабых магнитных полях.



Рисунок 1. Зависимость времени сбоя фазы от температуры в двойном логарифмическом масштабе для трёх плёнок ТіN толщиной 3.6 нм (D03), 5 нм (D04) и 10 нм (D06). Сплошными символами показаны значения, определенные исходя из величины магнитосопротивления в сильных магнитных полях. Открытыми символами показаны значения, определенные из зависимостей магнитосопротивления в слабых магнитных полях.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации и программы фундаментальных исследований РАН «Физика и технология наноструктур, наноэлектроника и диагностика».

- B.L. Altshuler, A.G. Aronov // Electron-Electron Interaction In Disor-dered Systems / Ed. by A.L. Efros, M. Pollak. North-Holland; Amsterdam: Elsevier Science, 1985. P. 1–153.
- A. Larkin, A. Varlamov // Handbook on Superconductivity: Conventional and Unconventional Superconductors / Ed. by K.-H. Ben-nemann, J. B. Ketterson. Springer, 2002.
- С.В. Постолова, А.Ю. Миронов, Т.И. Батурина // Письма в ЖЭТФ, том 100, вып. 10, с. 719– 725, 2014.

Double path interference and magnetic oscillations in Cooper pair transport through a single nanowire

S.V. Mironov^{1, 2}, A.S. Mel'nikov^{2, 3*}, A.I. Buzdin^{1, 4}§

1 University Bordeaux, LOMA UMR-CNRS 5798, Talence Cedex, France, F-33405.

2 Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, 607680 Nizhny Novgorod, 7 Akademicheskaya st., Russia.

3. Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, 23 Gagarina, 603950, Nizhny Novgorod, Russia.

4 Institut Universitaire de France, Paris, France.

*melnikov@ipmras.ru, §a.bouzdine@loma.u-bordeaux1.fr

We show that the critical current of the Josephson junction consisting of superconducting electrodes coupled through a nanowire with two conductive channels can reveal the multi-periodic magnetic oscillations. The multi-periodicity originates from the quantum mechanical interference between the channels affected by both the strong spin-orbit coupling and Zeeman interaction. This minimal two-channel model is shown to explain the complicated interference phenomena observed recently in Josephson transport through Bi nanowires.

Introduction

The physics of Josephson junctions containing materials with a few conductive channels is in the focus of current research since they provide unique possibility to construct the electronic devices with tunable transport properties at the quantum length scale. One of the promising realizations of these devices is based on the electronic edge states appearing, e.g., in topological insulators, graphene nanoribbons, and different types of nanowires. The physics of the charge transport through the edge states appears to be extremely rich due to strong spin-orbit coupling, large g-factors, etc.

In this work we propose a theory of the magnetotransport phenomena in a Josephson system containing two conductive channels [1]. We clarify the mechanism of the φ_0 -junction formation, explain the multiperiodic magnetic oscillations in the Josephson transport through Bi nanowires [2] and predict the period doubling for the orbital oscillations of the critical current.

Model

The calculation of the critical current is performed within the Bogoliubov-de Gennes (BdG) approach. We assume the nanowire of the length *L* to be placed on top of the insulating substrate and put in contact with two superconducting leads S_1 and S_2 with the gap functions $\Delta_s e^{-i\varphi/2}$ and $\Delta_s e^{i\varphi/2}$, respectively. The parallel conductive channels pass along the planes $y = \pm D/2$ and an external magnetic field **H** is applied along the *z*-axis (see Fig. 1).



Figure 1. A model Josephson junction with a two-channel nanowire in external magnetic field.

The current-phase relation of the Josephson junction is defined by the quasiparticle excitation energies ε :

$$I(\varphi) = -2e \sum_{\varepsilon \in (0,\infty)} (\partial \varepsilon / \partial \varphi) \tanh(\varepsilon / 2T), \qquad (1)$$

which can be found from the BdG equations with the single-electron Hamiltonian

$$\hat{H} = \xi(\hat{p}) - \mu + \alpha \hat{p} \hat{\sigma}_z.$$
⁽²⁾

Here $\hat{p} = -i\partial_x$ is the *x*-projection of the momentum, $\xi(\hat{p})$ is the electron energy in the isolated wire, μ is the chemical potential, and the term $\alpha \hat{p} \hat{\sigma}_z$ describes the Rashba spin-orbit coupling. In the presence of magnetic field we include the Zeeman term $g\mu_B H \hat{\sigma}_z$ into (2) and replace $\hat{p} \rightarrow \hat{p} + \pi Hy / \Phi_0$.

Results

First, we showed that in the quasiclassical approximation spin-orbit coupling produces the dependence of the quasiparticle velocity v_F on the momentum direction:

$$v_F^{\pm} = \xi'(p_F^0) \pm \alpha \lfloor 1 - p_F^0 \xi''(p_F^0) / \xi'(p_F^0) \rfloor, \quad (3)$$

where $\xi'(p) \equiv \partial \xi / \partial p$, and \pm reflects the sign of p. As a result, in the presence of the Zeeman field the ground state of the Josephson junction is characterized by the spontaneous phase $\varphi_0 = g\mu_B LH(1/v_F^+ - 1/v_F^-)$. Note, that the renormalization (3) responsible for the φ_0 -junction formation is absent for $\xi(p) \propto p^2$.

Second, we considered the limit when at the superconductor/nanowire interfaces the quasiparticles experience full Andreev reflection caused by the gap Δ_n induced in the n-th channel due to the proximity effect. The assumption of full Andreev reflection means that the size d_s of the induced gap regions well exceeds the relevant coherence length. We found that in this case the dependencies of the Josephson critical current I_c on magnetic field H contain multi-periodic oscillations (see Fig. 2). The magnetic flux through the area enclosed by the channels produces the SQUID-like oscillations with the period $\delta H_{arb} = \Phi_0 / LD$. The Zeeman field causes the spatial oscillation of the Cooper pair wave-function at the scale $v_{E}/g\mu_{B}H$ (similar to the ones in superconductor-ferromagnet systems) which leads to $I_c(H)$ oscillations with the period $\delta H_{Zeem} \sim v_F / g \mu_B L$. The possible difference in Δ_n and g-factors in the channels allowed us to reproduce all features of the $I_c(H)$ oscillations observed in [2] including the asymmetry in the form of the upper and lower envelopes (see Fig. 2).



Figure 2. The critical current I_c vs the magnetic field H. We take T = 0.1K, $\Delta_1 = 7.5$ K, $\Delta_2 = 1$ K, $v_F = 3 \cdot 10^5$ m/s, $L = 2 \,\mu m$, and (a) D = 15 nm and (b)-(c) D = 50 nm. We also choose (a) $g_1 = g_2 = 1.5$; (b) $g_1 = 0$ and $g_2 = 10$; (c) $g_1 = 1$ and $g_2 = 10$.

Finally, we analyzed the crossover between the limits of large and small Andreev reflection which occurs with the decrease in the induced gap value. We neglect for simplicity the spin-orbit coupling, the Zeeman interaction and the difference between the induced gaps ($\Delta_1 = \Delta_2 \equiv \Delta_0$). We assume the inter-channel electron transfer to be the only normal scattering mechanism at the ends of the nanowire. Such hopping enables the formation of closed electron orbits of non-zero area, which contribute to the critical current. This results in the competing $2\Phi_0$ and Φ_0 flux periodicities in the

critical current corresponding to the Aharonov-Bohm (AB) interference of electrons and Cooper pairs. In Fig. 3 we present the results of the critical current calculations. The period of $I_c(H)$ oscillations strongly depends both on temperature T and the parameter $p_F L_0 = 2p_F (L + 2d_s)$ controlling mesoscopic fluctuations. In the limit $d_s >> v_F / \Delta_0$ we get the above limit of independent channels with the Φ_0 -periodicity of the $I_c(H)$ oscillations. Substantial difference between the curves $I_c(T)$ for magnetic flux values $\Phi = 0$ and $\Phi = \Phi_0$ appears only for $d_s < v_F / \Delta_0$. In this regime the Andreev reflection is week and one can clearly see the Φ_0 - $2\Phi_0$ crossover. For low temperatures $T < v_F / L_0$ the curves in Fig. 3 are strongly different since the system transparency and the corresponding critical current oscillate with the electron AB period $2\Phi_0$. For higher temperatures the normal metal coherence length v_F / T becomes less than the length L_0 of the closed electron path and the $2\Phi_0$ -periodic interference of electrons can not contribute to the supercurent. Thus, with the temperature increase the difference between the curves in Fig.3 vanishes and I_c oscillates with the AB period of Cooper pairs (Φ_0).



Figure 3. (a) The temperature crossover from $2\Phi_0$ - to Φ_0 periodic oscillations of the critical current I_c . The curves correspond to $\Phi = 0$ and $\Phi = \Phi_0$. We take $L = d_s = 0.01v_F / \Delta_0$ and $p_F L_0 = \pi / 4 + 2\pi m$ (*m* is an integer number). (b) Dependencies $I_c(\Phi)$ for $T / \Delta_0 = 5$ and $p_F L_0 = \eta + 2\pi m$ where the values η are shown near the curves.

This work was supported by French ANR "MASH", NanoSC COST Action MP1201, Russian Foundation for Basic Research, Russian Presidential foundation (grant SP-6340.2013.5), and the Russian Ministry of Science and Education (grant 02.B.49.21.0003).

Literature

- S. Mironov, A. Mel'nikov and A. Buzdin // arXiv: 1411.1626 (2014).
- C. Li, A. Kasumov, A. Murani et al. // arXiv: 1406.4280 (2014).

Оптимизация переключений джозефсоновского контакта при малых потерях

В.М. Мыльников^{1, 2, 3*}, А.Л. Панкратов^{1, 3, 4}§

1 Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

2 Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, д. 46, Нижний Новгород, 603950.

3 Нижегородский государственный университет им Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, 603950.

4 Центр криогенной наноэлектроники, НГТУ им. Р.Е. Алексеева, Нижний Новгород, 603950.

*arvasm@mail.ru, §alp@ipmras.ru

Рассматриваются временные характеристики отклика джозефсоновского контакта с малыми потерями на гармоническое воздействие. Целью данной работы является нахождение частоты воздействия, при которой среднее время переключения и среднеквадратический разброс будут наименьшими. Теоретически обнаружено, что, как и в случае большего затухания, существует частота, при которой наблюдаются минимумы среднего времени переключения и среднеквадратического отклонения. При уменьшении затухания минимум по частоте сдвигается вправо. Если амплитуда воздействия является меньше пороговой, то наблюдаются не одиночный, а двойной минимум среднего времени переключения.

Введение

Одним из кандидатов на элементную базу петафлопного суперкомпьютера являются устройства быстрой одноквантовой логики [1] на основе джозефсоновских контактов. Ещё одной важной задачей является создание однофотонных детекторов ТГц-диапазона частот на основе джозефсоновских контактов с малыми потерями [2]. Поэтому существует важная проблема оптимизации переключений джозефсоновских контактов из сверхпроводящего в резистивное состояние и обратно с целью уменьшение их времени переключения и среднеквадратического разброса.

В докладе рассматривается гармоническое изменение тока i(t), подаваемого на джозефсоновский контакт. Целью данной работы является нахождение частоты ω этого тока, при которой среднее время переключения и влияние шумов на систему будет наименьшим.

Постановка задачи

В качестве модели джозефсоновского контакта была использована модель резистивно-шунтированного перехода (RSJ) [3]:

$$\ddot{\varphi} + \alpha \dot{\varphi} = i(t) - \sin \varphi + i_f(t) , \qquad (1)$$

где φ – разность фаз волновых функций сверхпроводящего конденсата электродов $i(t) = i_0 + A \cdot \sin(\omega t)$, A = const, $i_0 = \frac{I_0}{I_c} = \text{const}$, $I_0 < I_c$ – нормированная стационарная составляющая тока i(t), I_c – критический ток, $\alpha = \frac{\omega_p}{\omega_c}$, $\omega_c = \frac{2eI_c}{\hbar G_N}$, $\omega_p = \sqrt{\frac{2eI_c}{\hbar C}}$, С – ёмкость между электродами джозефсоновского перехода, G_N – нормальная проводимость джозефсоновского перехода, $i_f(t) = \frac{I_f(t)}{I_c}$ – нормированный флуктуационный ток. В приближении теплового шума: $\langle i_f(t)i_f(t+\tau) \rangle = 2\alpha\gamma\delta(\tau)$, γ – безразмерная интенсивность шума, t – время в единицах обратной плазменной частоты ω_p .

В качестве начальных условий для (1) рассматривалось состояние равновесия уравнения (1) при $i_f(t) = 0$, A = 0: $\varphi(0) = \arcsin(i_0)$, $\dot{\varphi}(0) = 0$.

Уравнение (1) интегрировалось численно и находилась зависимость усреднённого по ансамблю времени переключения τ и его среднеквадратического отклонения σ от частоты колебаний ω переменного тока i(t). Под временем переключения понимается время, за которое фаза $\varphi(t)$ покидает интервал $(-\pi; \pi)$. При усреднении по ансамблю может быть вычислена вероятность P(t) того, что в момент времени t произошло переключение. Среднее время переключения и среднеквадратический разброс могут быть получены из плотности вероятности переключения $w(t) = \frac{dP(t)}{dt}$:

$$au = \langle t \rangle = \int_0^{+\infty} t w(t) dt, \quad \sigma = \sqrt{\langle t^2 \rangle - \langle t \rangle^2}.$$



Рисунок 1. Зависимость среднего времени переключения от частоты подаваемого тока при параметрах $i_0 = 0.5$, A=1, $\gamma = 0.002$. Разные кривые для разных значений коэффициента затухания α .



Рисунок 2. Зависимость среднеквадратического отклонения времени переключения от частоты подаваемого тока при параметрах $i_0 = 0.5$, *A*=1, $\gamma = 0.002$. Разные кривые для разных значений коэффициента затухания α .



Рисунок 3. Зависимость среднего времени переключения от частоты подаваемого тока при параметрах $i_0 = 0.1$, A=0.7, $\gamma = 0.0001$, $\alpha = 0.1$.

На рис. 1, 2 приведены зависимости среднего времени переключения и среднеквадратического разброса, демонстрирующие глубокие минимумы.

Результаты и выводы

В рассмотренной модели (1) при надпороговом воздействии, когда переключение происходит из-за воздействующего сигнала, как и в случае большого затухания [4], существует частота ω, при которой наблюдаются минимумы среднего времени переключения и среднеквадратического отклонения. При уменьшении затухания α минимум по частоте сдвигается вправо. Таким образом, оптимальным выбором частоты тока, подаваемого на джозефсоновский контакт, можно минимизировать время и ошибки переключения джозефсоновского контакта. Важно отметить, что если амплитуда воздействия является меньше пороговой, то наблюдаются не одиночный, а двойной минимум среднего времени переключения. Подобный эффект наблюдался в недавней работе [5], но в нашем случае эффект выражен более сильно.

Работа поддержана РФФИ (гранты 14-02-31727 и 15-02-05869) и МОН (грант 3.2054.2014/К).

- 1. K.K. Likharev and V.K. Semenov // IEEE Trans. Appl. Supercond. 1, 3 (1991).
- G. Oelsner, L.S. Revin, E. Il'ichev, A.L. Pankratov, H.-G. Meyer, L. Gronberg, J. Hassel, L.S. Kuzmin // Appl. Phys. Lett. 103, 142605 (2013).
- K.K. Likharev. Dynamics of Josephson Junctions and Circuits // Gordon and Breach, New York (1986) 634 pp.
- A.L. Pankratov, B. Spagnolo // Phys. Rev. Lett. 93, 177001 (2004).
- C. Guarcello, D. Valenti, B. Spagnolo // arXiv:1412.0094 (2014).

Почему энергия магнитного момента в магнитном поле не учитывается в теории квантовых эффектов, наблюдаемых в сверхпроводниковых контурах?

В.Л. Гуртовой, А.В. Никулов^{*}

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, 142432 г.Черноголовка, Московская обл. * nikulov@iptm.ru

Энергия магнитного дипольного момента контура с током в магнитном поле не учитывается в теории, описывающей эффекты квантования в сверхпроводящем контуре, так как гамильтониан, используемый в этой теории, содержит только кинетическую энергию. Теория может описать экспериментальные результаты, если только эта энергия, не учитывается. Но отождествление гамильтониана с энергией вводит в заблуждение, так как энергия вычисляемая из гамильтониана отличается от энергии, необходимой для создания токового состояния в замкнутом контуре, находящемся во внешнем магнитном поле.

Введение

Известно, что плоский контур с током І_р обладает магнитным моментом, равным произведению M = $= I_p S$ величины тока I_p на площадь контура S. Известно также, что имеется энергия магнитного момента в магнитном поле В, равная скалярному произведению $E_M = MB = I_p SB \approx I_p \Phi$. В данном докладе обращается внимание на то, что в теории, описывающей квантовые эффекты в сверхпроводниковых контурах, начиная с первых работ [1], эта энергия не учитывается. Наиболее очевидна эта проблема в случае потокового кубита (flux qubit) [2]. Потоковый кубит считается аналогом спина 1/2 [3], но если разность энергий двух состояний спина определяется энергией магнитного момента в магнитном поле, то в случае потокового кубита это энергия не учитывается, хотя она много больше энергии, учитываемой в теории.

Гамильтониан и энергия

Энергия магнитного момента в магнитном поле не учитывается в теории квантования, так как гамильтониан

$$\hat{H} = \frac{1}{2m} \sum_{a} \left[-i\hbar \nabla_a - qA \right]^2 + V \tag{1}$$

не содержит этой энергии. Из этого гамильтониана можно получить только кинетическую энергию

$$\int_{V} \frac{1}{2m} \Psi^* \left(-i\hbar \nabla - qA\right)^2 \Psi dV = \frac{L_k I_p^2}{2} \qquad (2)$$

мобильных носителей заряда куперовских пар в случае сверхпроводящего тока $I_p = (n\Phi_0 - \Phi)/L_k$, циркулирующего в кольце. Здесь $L_k = \mu_0 l(\lambda^2/s)$ – кинетическая индуктивность контура длиной *l* и сечением s. Рассматривается случай слабого экранирования в контуре малого сечения $s \ll \lambda^2$, когда его геометрическая индуктивность много меньше кинетической индуктивности $L \approx \mu_0 l \ll L_k$. В этом случае энергией магнитного поля, создаваемой током $I_p = sqn_s v$, можно пренебречь. $\lambda = (m/\mu_0 n_s q)^{1/2}$ лондоновская глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник; n_s – плотность сверхпроводящих пар; *m* и q = 2e масса и заряд пары; v = (p - p)(-qA)/m – скорость пар; где n – квантовое число соответствующее моменту импульса пары $rp = n\hbar$; $\Phi_0 = \pi \hbar / e$ – квант потока. На очевидный факт, что из гамильтониана (1) можно вывести только кинетическую энергию (2) наше внимание обратил Энтони Леггетт [4]. Идеи сверхпроводниковых кубитов возникла на основе его работ 80-х годов, например [5] о макроскопической квантовой когерентности.

Отождествление гамильтониана с энергией вводит в заблуждение

Проф. Леггетт также справедливо заметил, что отождествление гамильтониана с энергией может привести к заблуждению [4]. Действительно, энергии $E_M = MB$ нет как в квантовом (1), так и в классическом гамильтониане, см. например гамильто-

ниан (16,10) в книге [6]. Энергия тока I_p , вычисляемая из гамильтониана (16,10) [6], равна работе затраченной источником на создание этого тока. Эта кинетическая энергия не зависит от направления тока (рис. 1 сверху). Согласно теории квантования полная энергия двух состояний с разным квантовым числом, например n = 0 и n = 1, также не зависит от направления тока $I_p = (n\Phi_0 - \Phi)/L_k$ в магнитном поле $B = \Phi/S$, соответствующем половине кванта потока $\Phi = \Phi_0/2$ (рис. 1 снизу).



Рисунок 1. Рисунок сверху показывает, что для создания состояний с противоположным направлением тока в кольце, находящемся в магнитном поле, требуется совершение различной работы. Снизу показаны два замкнутых кольца, находящихся в том же магнитном поле в сверх-проводящем состоянии с разным значением квантового числа n = 0 и n = 1.

Но источники тока должны совершить дополнительную работу

$$\left|\int_{t}I_{p}Vdt\right| = I_{p}\int_{t}\frac{d\Phi}{dt}dt = I_{p}\Phi$$
(3)

равную энергии магнитного момента в магнитном поле, при изменении внешнего поля от B = 0 до $B = \Phi/S$ (рис. 1 сверху). Таким образом, энергия, вычисленная из гамильтониана, отличается от энергии состояния, вычисленной на основе закона сохранения, как энергия затраченная на создания этого состояния. Поэтому утверждение, что отождествление гамильтониана с энергией вводит в заблуждение, является справедливым.

Но если токовое состояние в магнитном поле в квантовом случае, как и в классическом, обладает не только кинетической энергией (2) $E_k = I_p(n\Phi_0 - \mu)$ - Ф), но и энергией магнитного момента в магнитном поле $E_M = I_p \Phi$, то согласие между теорией и экспериментом является кажущимся. Объяснение [7] квантовой периодичности в магнитном поле различных величин [8–11] основано на изменении квантового числа *n* как следствии изменения состояния, соответствующего минимуму кинетической энергии $E_k = (n\Phi_0 - \mu_0)$ $(-\Phi)^2/L_k$: когда $\Phi < \Phi_0/2$ энергия минимальна при n = 0, а когда $\Phi > \Phi_0/2$ при n = 1. Но полная энергия $E_k + E_M \approx I_p n \Phi_0$ в состоянии n = 1 не меньше, а больше чем в состоянии n = 0 при $\Phi > \Phi_0/2$.

- N. Byers, C.N. Yang // Phys. Rev. Lett. V. 7, 46 (1961).
- Y. Makhlin, G. Schoen, A. Shnirman // Rev. Mod. Phys. V. 73, 357 (2001).
- 3. A.J. Leggett // Science. V. 296, 861 (2002).
- 4. A.J. Leggett // private correspondence.
- A.J. Leggett // in Chance and Matter: Les Houches Session XLVI eds J., Souletie et al. p. 395–506, Elsevier, Amsterdam, 1987.
- Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц // Теория поля. М.: Наука, 1973.
- М. Тинкхам // Введение в сверхпроводимость, Атомиздат, 1980.
- W.A. Little, R.D. Parks // Phys. Rev. Lett. V. 9, 9 (1962).
- С.В. Дубонос, В.И. Кузнецов, И.Н. Жиляев, А.В. Никулов, А.А. Фирсов // Письма в ЖЭТФ т. 77, 439 (2003).
- N.C. Koshnick, H. Bluhm, M.E. Huber, K.A. Moler // Science. V. 318, 1440 (2007).
- В.Л. Гуртовой, С.В. Дубонос, А.В. Никулов, Н.Н. Осипов, В.А. Тулин // ЖЭТФ т. 132, 1320 (2007).

Проблема свободы воли в квантовой механике и квантовые эффекты в сверхпроводниковых структурах

А.В. Никулов

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, 142432 г.Черноголовка, Московская обл. nikulov@iptm.ru

В связи с докладом Г. 'т Хоофта «О постулате свободы воли в квантовой механике», представленном на общем собрание РАН, популярно объясняется, почему в квантовой механике возникла проблема свободы воли наблюдателя. Обращается внимание на то, что эта проблема отсутствует при описании квантовых эффектов в сверхпроводниковых структурах, так как в этом описании используется интерпретация волновой функции Шредингера, предложенная не Борном, а Шредингером.

Введение

Квантовая механика, считающаяся большинством ученых самой успешной теорией физики, с самого начала и до настоящего времени является предметом острого спора среди экспертов. Наиболее известными эпизодами этого спора являются парадокс Эйнштейна-Подольского-Розена (ЭПР) [1] и неравенства Белла [2]. Отношение к этим эпизодам не просто разное, но прямо противоположное. Еще тридцать лет назад в статье «Есть ли Луна, когда ее никто не видит? Реальность и квантовая теория» [3] известный специалист по основам квантовой механики Девид Мермин писал, что по отношению к вопросу о фундаментальных проблемах квантовой механики, на которые указывает проверка неравенств Белла, физиков можно разделить на индифферентное большинство и озабоченное меньшинство. Это разделение на индифферентное большинство верующих в квантовую механику и меньшинство озабоченное ее проблемами появилось задолго до статьи [3] и даже до неравенств Белла. К озабоченному меньшинству принадлежали Эйнштейн, Шредингер, де Бройль, Планк и другие критики квантовой механики Гейзенберга-Бора. Белл, безусловно, также принадлежал к озабоченному меньшинству. К сожалению, большинство современных авторов, пишущих о неравенствах Белла, работ Белла [4], как правило, не читают. Поэтому возникло парадоксальное противоречие в отношении к нарушению неравенств Белла, свидетельствующему о наблюдении ЭПР-корреляции. Белл однозначно понимал нарушение своих неравенств

как фундаментальную проблему квантовой механики [4]. В противоположность Беллу большинство современных авторов уверено, что это нарушение свидетельствует о справедливости квантовой механики и считает, что ЭПР-корреляция открывает новые возможности, в частности возможность создания квантового компьютера [5].

Проблема свободы воли и неравенства Белла

Одной из проблем, логически следующих из ЭПРкорреляции и нарушения неравенств Белла, является проблема свободы воли. Белл еще в 1981 году писал, что нарушение его неравенств может означать, что «Заведомо удаленные друг от друга части мира должны быть перепутаны, на глубоком и недоступном пониманию уровне, и наша, казалось бы, свободная воля должна быть перепутана с ними» [6]. Проблема свободы воли наблюдателя стала особенно актуальной после публикации теоремы о свободе воли известных математиков Дж. Конвея и С. Кохена [7]. Лауреат Нобелевской премии по физики Герард 'т Хоофт считает эту проблему столь актуальной, что именно ей он посвятил свой доклад «О постулате свободы воли в квантовой механике» [8] на общем собрании РАН в связи с вручением ему золотой медали имени М.В. Ломоносова. Хоофт в своем докладе подчеркнул, что противоречие квантовой механики с неравенствами Белла связаны со свободой воли человека: «Противоречия с неравенствами Белла возникают, когда наблюдатель может выбирать между наборами взаимно не коммутирующих измеряемых величин» [8].

Чьи знания и чья воля?

Смысл этого противоречия понять достаточно легко. Если два наблюдателя Алиса и Боб обладают свободой воли ориентировать свои анализаторы Штерна–Герлаха под любым углом, то после их наблюдения частицы ЭПР пары окажутся в разных спиновых состояниях, если они выберут разные ориентации. Когда Алиса, ориентировав свой анализатор под углом θ к вертикали, увидит, что ее частица со спином 1/2 отклонилась вверх в градиенте магнитного поля, она будет уверена, что ее частица и частица Боба находятся в собственном состоянии

$$\psi_{\theta} = |\uparrow_{A,\theta}\downarrow_{B,\theta}\rangle = \cos((\phi - \theta)/2) |\uparrow_{A,\phi}\downarrow_{B,\phi}\rangle + \\ + \sin((\phi - \theta)/2)|\downarrow_{A,\phi}\uparrow_{B,\phi}\rangle, \tag{1}$$

соответствующим ориентации ее анализатора, которое является суперпозицией собственных состояний $|\uparrow_{A,\phi}\downarrow_{B,\phi}>$, соответствующих ориентации Боба. А Боб, ориентировавший свой анализатор под другим углом ϕ , будет уверен, что частицы находятся в другом состоянии

$$\psi_{\varphi} = |\uparrow_{A,\varphi}\downarrow_{B,\varphi}\rangle = \cos((\theta - \varphi)/2) |\uparrow_{A,\theta}\downarrow_{B,\theta}\rangle + + \sin((\theta - \varphi)/2)|\downarrow_{A,\theta}\uparrow_{B,\theta}\rangle,$$
(2)

соответствующим ориентации его анализатора, когда он увидит, что его частица отклонилась вниз. Невозможно ответить на вопросы «Чье знание о состоянии частиц является правильным?» и «Чья воля победит?», так как вследствие нелокальности ЭПРкорреляции, какой из наблюдателей будет наблюдать первым, зависит от выбора системы отсчета, согласно теории относительности Эйнштейна. Можно было бы предположить, что поворот анализатора Алисой не может повлиять на состояние частицы Боба. Но это является единственным условием, из которого выводятся неравенства Белла [6].

Сверхпроводящие явления описываются волновой функцией в интерпретации Шредингера

Проблема свободы воли логически следует из интерпретации Борна волновой функции Шредингера как амплитуды вероятности наблюдения. Эта интерпретация немыслима без скачка Дирака, согласно которому "измерение всегда вызывает скачок

системы в собственное состояние той динамической переменной, измерение которой производилось" [9]. При описании квантовых явлений в сверхпроводниках, как обратил внимание еще Ричард Фейнман в Главе 19 «Уравнение Шредингера в классическом контексте. Семинар по сверхпроводимости» своих знаменитых лекций по физике [10], используется интерпретация Шредингера. Фейнман утверждал, что Шредингер "неправильно решил, что $|\Psi|^2$ это плотность электрического заряда электрона ... Борн правильно (насколько нам известно) отождествил Ψ в уравнении Шредингера с амплитудой вероятности ... " [10]. Но далее Фейнман заметил, что "когда У - волновая функция каждой из огромного числа частиц, поголовно пребывающих в одном и том же состоянии то в этом случае $|\Psi|^2$ можно отождествлять с плотностью частиц" [10]. Воля и сознание наблюдателя, согласно ортодоксальной квантовой механике, влияют на вероятность последующего наблюдения через скачок Дирака, но они не могут повлиять на реальную плотность сверхпроводящих пар. Реальная плотность может измениться только под влиянием реальных физических воздействий.

- A. Einstein, B. Podolsky, N. Rosen // Phys. Rev. V. 47, 777 (1935).
- 2. J. S. Bell // Physics, V. 1, 195 (1964).
- 3. N.D. Mermin // Physics Today, V. 38, 38 (1985).
- J.S. Bell // Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics. Collected Papers on Quantum Philosophy. Cambridge University Press, Cambridge, 2004.
- М. Нильсен, И. Чанг // Квантовые вычисления и квантовая информация. М.: Мир, 2006.
- 6. J.S. Bell // Journal de Physique, V. 42, 41 (1981).
- J. Conway, S. Kochen // Found. Phys. V. 36, 1441 (2006); arXiv: quant-ph/0604079.
- 8. Г. 'т Хоофт // Вестник РАН, т. 81, 907 (2011).
- П.А.М. Дирак // Принципы квантовой механики. М.: Наука, 1979.
- Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс // Феймановские лекции по физике. т. 9, Квантовая механика. М.: Мир, 1967.

Обзор экспериментальных работ по спин-триплетному электронному транспорту в сверхпроводниковых структурах с ферромагнитной прослойкой

Г.А. Овсянников*, К.И. Константинян[#]

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, у. Моховая 11-7, Москва125009 *gena@hitech.cplire.ru, #karen@hitech.cplire.ru

Представлен обзор экспериментальных работ по исследованию сверхпроводящих триплетных корреляций, возникающих в сверхпроводниковых структурах из двух синглетных сверхпроводников, соединенных ферромагнитной прослойкой. Рассматриваются случаи прослойки из ферромагнетика с неоднородной намагниченностью, ферромагнетика, имеющего спин-активный барьер на границе со сверхпроводником, и гибридного (состоящего из нескольких слоев) ферромагнетика. Анализируются работы, в которых в качестве сверхпроводника используется купратный сверхпроводник. Обсуждается ток-фазовая зависимость сверхпроводящего тока в структурах с триплетными корреляциями.

Введение

В 2001 году теоретически было показано, что в ферромагнетике вблизи границы со сверхпроводником при условии пространственной неоднородности намагниченности ферромагнетика наряду с обычными (синглетными) возникают триплетные сверхпроводящие корреляции (ТСК) с ненулевой проекцией спина [1, 2]. Отличительной особенностью ТСК является то, что они нечувствительны к обменному полю и проникают вглубь ферромагнетика на расстояния, характерные для нормального (не магнитного) металла, достигающие сотен нм.

Структуры с металлическими сверхпроводниками

Экспериментально возникновение ТСК фиксировалось по наличию сверхпроводящего тока в структурах из двух сверхпроводников с синглетной сверхпроводимостью, соединенных ферромагнитной прослойкой со спиральной намагниченностью [3], а также ферромагнитной пленкой или нанопроволокой с неоднородной намагниченностью на границах со сверхпроводником [4, 5]. Позднее было теоретически показано, что ТСК возникают в композитной ферромагнитной прослойке, состоящей из трех и более ферромагнитных слоев, в которых крайние, контактирующие со сверхпроводником, слои обеспечивают конвертацию синглетной компоненты сверхпроводящих корреляций в трипленную и обратно [6, 7]. Эксперименты на сверхпроводиком

водящих ниобиевых структурах с композитной прослойкой, содержащей Со, подтвердили возможность такого процесса, хотя вопросы перемешивания составов металлических слоев остаются открытыми [8]. ТСК в сверхпроводниковых структурах с ферромагнитной прослойкой из двух ферромагнетиков (S/F_I/F_R/S) были предсказаны при баллистическом транспорте без барьеров в асимметричных гетероструктурах, где сильно отличаются либо толщины, либо обменные поля ферромагнетиков F_L и F_R) [9], а также в случае диффузного рассеяния [10]. Теоретически было показано, что одним из проявлений дальнодействующего эффекта близости является преобладающая вторая гармоника в токфазовой зависимости (ТФЗ) сверхпроводящего тока [10, 11]. Максимальная доля второй гармоники предсказывалась [10] при разориентации намагниченностей F_I/F_R под углом, близком к 90° и толщине одного из ферромагнетиков порядка длины когерентности ξ_F . В работе [12] из данных по зависимостей критического тока от магнитного поля был сделан вывод о доминировании второй гармоники ТФЗ в S/F/S системах с магнито-активным барьером. Однако детальных оценок вклада второй гармоники в ТФЗ сделано не было.

Структуры с купратными сверхпроводниками

В оксидных структурах, например купратный сверхпроводник – манганитный ферромагнетик,

прозрачность границ может быть относительно малой, что ограничивает эффект близости. Сообщения о возбуждении триплетных корреляций на границе купратного сверхпроводника с манганитным ферромагнетиком достаточно противоречивы. С одной стороны, в [13] говорится о возникновении триплетной компоненты в манганитном ферромагнетике, а с другой в [14] сообщается о наличии барьера с малой прозрачностью на границе купратный сверхпроводник - манганитный ферромагнетик. Отметим, что используемые в эксперименте манганитные ферромагнетики, например La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ (LSMO), являются ферромагнетиками со 100% магнитной поляризацией носителей (магнитный полуметалл) при низких температурах, поэтому возникновение синглетных возбуждений на границе с ферромагнетиком подавлено, но не исключает возбуждение спин-триплетных корреляций.

Нами исследовались меза-структуры из двух сверхпроводников: купратного с высокой критической температурой и металлического - ниобия, соединенных композитной прослойкой из двух ферромагнетиков (рис.1). На подложках (110) NdGaO₃ (NGO) размером в 5х5 мм² и толщиной 0.5 мм методом лазерной абляции с использованием эксимерного Kr-лазера длиной волны 248 нм напыляются нижний сверхпроводящий электрод - купрат YBa₂Cu₃O_{7-х} (YBCO), затем *in situ* два слоя ферромагнетика: рутенат стронция SrRuO₃ (SRO) и манганит допированный лантана, стронцием La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ (LSMO). Далее на подложке изготавливаются пять меза-структур квадратной формы с линейными размерами в плоскости L=10, 20, 30, 40, 50 мкм с использованием методов фотолитографии, ионно-лучевого травления и взрывной фотолитографии [15, 16].

Использование в качестве нижнего электрода эпитаксиальной пленки купратного сверхпроводника YBCO обусловлено необходимостью обеспечить эпитаксиальный рост оксидной прослойки, в качестве которой использованы два ферромагнитных материала: LSMO с коэрцитивной силой 20-30 мT и обменной энергией 2.3 мэВ и SRO с коэрцитивной силой порядка 1 T и обменной энергией 13 мэВ.

Было исследовано более 25 чипов с гибридной ферромагнитной прослойкой с пятью мезаструктурами на каждом. Толщина SRO пленки варьировалась в пределах 4-23 нм, а LSMO – 2-28 нм. Топологии чипов оставались неизменными, варьировались только толщины ферромагнитных прослоек (см. рис.1).



Рисунок 1. Поперечное сечение и схема измерения электрофизических параметров меза-структуры. А – источник задания тока через меза-структуру, V – измеритель напряжения.

Электронный транспорт

С целью определения, вклад какой из границ определяет сопротивление меза-структуры с композитной прослойкой, дополнительно изготавливались структуры с одной ферромагнитной прослойкой. Результаты усредненных по 5 чипам характерных сопротивлений R_NA (площадь $A = L^2$) всех структур представлены на рис. 2. Для структур с SRO-прослойкой величина R_NA почти на три порядка меньше, чем для структуры с LSMO прослойкой.

		Nb
Nb	Nb	Au
Au	Au	LSMO
LSMO	SRO	SRO
<u> YBCO</u>	YBCO	YBCO

100 мкОмсм² 0.15 мкОмсм² 0.3 мкОмсм²

Рисунок 2. Характерные величины сопротивлений трех типов меза-гетероструктур *R*_NA.

Предполагая, что если сопротивление границы LSMO/Au не превышает значение 1 мкОмсм², то сопротивление меза-структуры YBCO/LSMO/Au (100 мкОмсм²) (рис. 2) может быть объяснено большим сопротивлением границы YBCO/LSMO. В результате получаем, что сопротивление границы SRO/Au около 0.05 мкОмсм², а сопротивление YBCO/SRO границы 0.1 мкОм см²., что дает про-

зрачность D примерно равную 10^{-2} для YBCO/SRO границе.



Рисунок 3. Контурные области распределения плотности критического тока при *T*=4.2 К на плоскости толщин ферромагнитных слоев прослойки.

На большинстве измеренных меза-структур с суммарной толщиной композитной прослойки от 7 до 50 нм наблюдался критический ток, который в диапазоне температур 4.2 K $< T < T_{\rm C}^{\rm Au-Nb}$ показал линейное спадание с ростом температуры. Для сравнения, в меза-структурах с одной ферромагнитной прослойкой (LSMO или SRO) сверхпроводящий ток отсутствует при толщинах прослойки более 5 нм, что по порядку величины равно длине когерентности ξ_F , оценка которой будет приведена ниже. Наличие и степенное спадание критического тока при толщинах композитной прослойки больших 5 нм является указанием на транспорт спинтриплетных сверхпроводящих корреляций через ферромагнитную прослойку [8]. Разброс значений критического тока как между чипами, так и по чипу заметно превосходил разброс значений R_NA. На рис. 3 приведены контуры распределения плотности критического тока j_C на плоскости d_{LSMO} и d_{SRO} , полученные при усреднении по нескольким образцам при одинаковых толщинах d_{LSMO} и d_{SRO}. Виден максимум плотности критического тока при толщинах слоев *d*_{LSMO}≈6 нм и *d*_{SRO}≈8 нм. Заметим, максимум критического тока ТСК в сверхпроводящих структурах с двуслойной композитной ферромагнитной прослойкой предсказывается при толщинах порядка длины когерентности [7, 10]. Оценим длину когерентности пленок прослойки. Поскольку длина свободного пробега *l* в оксидных материалах (SRO и LSMO) достаточно мала, то можно считать,

что электронный транспорт носит диффузный характер. Кроме того, для тонких пленок характерно диффузное рассеяние на границе SRO/LSMO вследствие разности скоростей Ферми материалов. Для диффузионного случая получаем $\xi_F^{LSMO} \approx 8$ нм и $\xi_F^{SRO} \approx 3$ нм соответственно. Из рис. 4 видно, что максимум критического тока наблюдается при d_{LS-MO} несколько меньших нашей оценки ξ_F^{LSMO} , а по SRO-прослойке, напротив, несколько больших значениях оценок длины когерентности ξ_F^{SRO} .

СВЧ-динамика меза-структур

Исследование высокочастотной динамики ступенек Шапиро, возникающих на ВАХ при воздействии СВЧ-облучения, показывает отсутствие непосредственного контакта ("закороток") между сверхпроводниками, поскольку наблюдаются осцилляции ступеней Шапиро от СВЧ-мощности, а их амплитуды согласуются с моделью резистивно-шунтированного джозефсоновского перехода LSMO и SRO.

Более точное сравнение экспериментальных зависимостей ступеней Шапиро с расчетными по модифицированной резистивной модели позволяют определить ток-фазовую зависимость меза-структур. Поскольку нормированная частота СВЧ-воздействия fe значительно превышала характерную частоту меза-структур $f_e >> f_C$, то влиянием емкости меза-структур можно было пренебречь (параметр Маккамбера $\beta_C \ll 1$). Отношение амплитуды второй гармоники ТФЗ к первой гармонике q = $= I_{C2}/I_{C1}$ определялось из численной аппроксимации зависимостей амплитуд критического тока и ступенек Шапиро от нормированного СВЧ-тока (рис. 4). Согласно теоретической работе [10] при возбуждении спин-трипленых корреляций в асимметричной ферромагнитной прослойке вторая гармоника доминирует в ТФЗ, возрастая с увеличением углов разориентации намагниченностей слоев прослойки, достигая максимума при углах близких к π/2. Согласно измерениям на СКВИД-магнетометре при малых полях наблюдается антиферромагнитная упорядоченность намагниченностей слоев LSMO и SRO в плоскости подложки. Следовательно, в отсутствие внешнего поля намагниченности ферромагнитных слоев антипараллельны и согласно [10] критический ток минимален.

Для ферромагнетика LSMO с одноосной магнитной анизотропией угол направления намагниченности по отношению к направлению внешнего магнитного поля определяется величиной магнитного поля и при полях больше полей насыщения (200-300 Э), намагниченность LSMO слоя направлена вдоль поля. Следовательно, уже в малых полях должен наблюдаться рост второй гармоники ТФЗ. Однако в СВЧ-эксперименте на 5 меза-структурах нами не наблюдалось увеличение доли второй гармоники при приложении магнитного поля 20-50 Э, а максимальное значение составило q = 0,5. Ограничение роста амплитуды второй гармоники ТФЗ может объясняться неоднородностью обменного поля в ферромагнитных слоях из-за доменной структуры, а также диффузным рассеянием с переворотом спина, обусловленного неидеальностью границ.



Рисунок 4. Зависимости амплитуд критического тока, первой ступени Шапиро меза-структуры под воздействием СВЧ-излучения частотой 3 ГГц при *T* = 4.2 К.

Авторы выражают благодарность И.В. Борисенко, Д. Винклеру, А.Ф. Волкову, В.В. Демидову, А.В. Зайцеву, Л. Мустафе, А. Калабухову, Ю.В. Кислинскому, А.М. Петржику, Ю. Хайдукову, А.В. Шадрину, А.Е. Шейерману за помощь в проведении экспериментальных исследований и полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке проектов РФФИ 14-07-00258 и 14-07-93105, гранта научная школа НШ-4871.2014.2 и с привлечением оборудования шведского национального центра для микро- и нанотехнологий (Myfab).

- F.S. Bergeret, A.F. Volkov, K.B. Efetov// Phys. Rev. Lett., V.86, 4096 (2001).
- A. Kadigrobov, R.I. Shekhter and M. Jonson// Europhys. Lett.V.54, 394 (2001).
- J.W.A. Robinson, J.D.S. Witt and M.G. Blamire// Science, V329, 59 (2010).
- M.S. Anwar, F. Czeschka, M. Hesselberth, et al// Phys.Rev. B V. 82, 100501 (2010).
- J. Wang, M. Singh, M. Tian, et al// Nat. Phys., V.6, 389 (2010).
- M. Houzet and A.I. Buzdin// Phys. Rev. B V.76, 060504, (2007).
- A.F. Volkov, K.B. Efetov// Phys. Rev. B V. 81, 144522 (2010).
- M.A. Khasawneh, T.S. Khaire, C. Klose et al. // Supercond. Sci. Technol., V. 24, 024005 (2011).
- L. Trifunovic, Z. Popovi'c, and Z. Radovi'c// Phys. Rev. B V.84, 064511 (2011).
- C. Richard, M. Houzet, and J.S. Meyer// Phys. Rev. Lett., V.110, 217004 (2013).
- L. Trifunovic //Phys. Rev. Lett., V.107, 047001 (2011).
- A. Pal, Z.H. Barber, J.W.A. Robinson, M.G. Blamire// Nature Comm., V.5, 3340 (2014).
- 13. C. Visani, Z. Sefrioui, J. Tornos, et al.// Nature Phys., V.2318, 1 (2012).
- А.М. Петржик, Г.А. Овсянников, А.В. Шадрин, и др.// ЖЭТФ, Т.139, вып.5, с.1-9 (2011).
- Г.А. Овсянников, А.Е. Шейерман, А.В. Шадрин и др. // Письма в ЖЭТФ, Т. 97, 165 (2013).
- Yu.N. Khaydukov, G.A. Ovsyannikov, A.E. Sheyerman et al. // Phys. Rev. B V.90, 035130 (2014).
- B.F. Woodfield, M.L. Wilson, and J.M. Byers// Phys. Rev. Lett., V.78, 3201 (1997).
- I. Asulin, O. Yuli, G. Koren, O Millo// Phys. Rev. B V.79, 174524 (2009).

Ширина спектральной линии излучения параллельной цепочки джозефсоновских контактов

А.Л. Панкратов^{1, 2, 3*}, Е.В. Панкратова^{4*}, С.В. Шитов^{5, 6}

1 Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

2 Лаборатория криогенной наноэлектроники, НГТУ им. Р.Е. Алексеева, Нижний Новгород, 603950.

3 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, 603950.

4 Волжская государственная академия водного транспорта, ул. Нестерова, 5А, Нижний Новгород, 603950.

5 Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, Москва, 125009.

6 Лаборатория сверхпроводящих метаматериалов НИТУ МИСиС, Ленинский пр., 4, Москва, 119049.

*alp@ipmras.ru

В работе изучены особенности генерации параллельной цепочки джозефсоновских контактов при наличии белошумового воздействия. На различных ступенях вольт-амперной характеристики исследуются особенности изменения выходной мощности и ширины спектральной линии излучения как функции тока смещения. Показано, что на ступеньках, где наблюдается генерация стоячих волн, ширина линии в два раза меньше, чем ширина линии короткого контакта.

Введение

Изучение спектральных характеристик излучения многоэлементных сверхпроводящих структур имеет важное значение с точки зрения целого ряда приложений, в которых возможна эффективная реализация нестационарного эффекта Джозефсона в терагерцевом диапазоне частот, то есть, в диапазоне частот, находящихся между инфракрасным (частота излучения живых клеток) и субмиллиметровым (радары) диапазонами [1–8].

В данном докладе исследование ширины линии генерации и коэффициента полезного действия (КПД) выполнено для параллельной цепочки, состоящей из N джозефсоновских контактов [с граничными условиями вида: $\phi_0(t) = \phi_1(t), \phi_N(t) = \phi_{N+1}(t)$, где $\phi_j(t)$ – джозефсоновская фаза на *j*-ом контакте, j = 1,...,N]. Изучение динамики рассматриваемой системы проведено в рамках резистивношунтированной модели джозефсоновского перехода, учитывающей постоянный ток i_{dc} и случайное воздействие i_f , которое моделируется белым гауссовым шумом: $\langle i_f(t) \rangle = 0, \langle i_f(t)i_f(t+\tau) \rangle = 2\alpha\gamma \delta(\tau),$ где γ – безразмерная интенсивность шума.

Рассматриваемые характеристики

Вольт-амперная характеристика для N=22 включает в себя $S = (S_1, ..., S_{16})$ ступеней (рис. 1). Следует отметить, что на первой ступени S_1 вольт-амперной характеристики реализуется режим, при котором по цепочке перемещается один солитон [6]. На ступенях S_{10} и S_{13} колебания напряжения джозефсоновских контактов имеют вид стоячих волн.



Рисунок 1. Вид ВАХ для параллельной цепочки ДК. Для выделенных цветом ступеней показано изменение напряжения $v_j = d\phi_j(t)/dt$ на элементах цепочки в фиксированный момент времени (γ =0.05).

Для трех выделенных цветом ступеней вольтамперной характеристики изображены на рис. 1. На рис. 2 представлены кривые изменения КПД излучения η_k при увеличении тока смещения i_{dc} , $\gamma = 0.05$. Здесь КПД даётся выражением:

$$\eta_k = P_k / P, \quad P = i_{dc} v_k \;. \tag{1}$$
Важно отметить, что КПД на первой ступени падает с увеличением тока смещения, в то время как КПД на ступенях, где реализуется режим стоячих волн существенно зависит от согласования с внешней нагрузкой и, при хорошем согласовании, может достигать величины 10%.



Рисунок 2. Изменение КПД излучения на *k*-ой ступени ВАХ при увеличении величины тока смещения *i*_{dc}.

Графики ширины линии джозефсоновской генерации при увеличении тока i_{dc} показаны на рис. 3. Видно, что ширина линии на ступеньках S_{10} и S_{13} хорошо совпадает с теоретическими расчетами по формуле $\Delta f_k = \alpha \gamma r_d^2$ (символы), что в два раза меньше, чем ширина линии короткого контакта [1], но в два раза больше, чем должна быть ширина линии на первой ступеньке, где наблюдается односолитонный режим генерации [9].



Рисунок 3. Изменение ширины линии генерации на *k*-ой ступени ВАХ при увеличении величины тока i_{dc} . Символами показана теоретическая ширина линии $\Delta f_k = \alpha \gamma r_d^2$.

Заключение

Таким образом, даже в простой параллельной цепочке контактов, наблюдается увеличение КПД генерации при смене режимов колебаний от «солитонных» решений к квазигармоническим режимам подобно эффекту, наблюдавшемуся в [7]. Также следует отметить, что на ступеньках, где наблюдается генерация стоячих волн, ширина линии в два раза меньше, чем ширина линии короткого контакта и в два раза больше, чем должна быть в соответствии с формулой ширины линии односолитонного генератора [9].

Работа поддержана РФФИ (гранты 14-02-31727 и 15-02-05869) и МОН (грант 11.G34.31.0062).

- К.К. Лихарев. Введение в динамику джозефсоновских переходов. М.:, Наука, 1985. 320 с.
- A.K. Jain, K.K. Likharev, J.E. Lukens, J.E. Sauvageau // Phys. Rep., 109 (6), 309 (1984).
- A. Damascelli, Z. Hussain, Z.-X. Shen // Rev. Mod. Phys., 2003, 75, 473 (2003).
- U. Welp, K. Kadowaki, R. Kleiner // Nature Photonics, 7, 702 (2013).
- P.A.A. Booi, S.P. Benz // Appl. Phys. Lett., 68, 3799 (1996).
- A.V. Ustinov, B.A. Malomed, S. Sakai // Physical Review B, 57, 11691 (1998).
- P. Barbara, A.B. Cawthorne, S.V. Shitov and C. J. Lobb // Phys. Rev. Lett., 82, 1963 (1999).
- G. Filatrella, B. Straughn, P. Barbara // Journal of Appl. Phys., 90, 5675 (2001).
- E. Joergensen, V.P. Koshelets, R. Monaco, J. Mygind, M.R. Samuelsen, and M. Salerno // Phys. Rev. Lett., 49, 1093 (1982).

Исследование ширины линии синхронной генерации SNS-контактов в одномерных джозефсоновских структурах

Е.В. Панкратова^{1*}, А.С. Мясников^{1,2}, А.Л. Панкратов^{2,3,4}

1 Волжская государственная академия водного транспорта, ул. Нестерова, 5, Нижний Новгород, 603950.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

3 Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

4 Лаборатория криогенной наноэлектроники, НГТУ им. Р.Е. Алексеева, Нижний Новгород, 603950. *pankratova@vgavt-nn.ru

В работе рассмотрены цепочки параллельно связанных безгистерезисных джозефсоновских контактов, для которых изучены особенности влияния числа структурных элементов и параметров системы на изменение ширины линии генерации.

Введение

В настоящее время широкие возможности использования джозефсоновских контактов (ДК) SNS типа (superconductor-normal metal-superconductor) с однозначной (безгистерезисной) вольт-амперной характеристикой вызывают большой интерес исследователей, занимающихся разработкой аналогоцифровых и цифро-аналоговых преобразователей, базисных элементов сверхпроводящих RSFQ-микросхем и др. Одним из перспективных направлений использования ДК в настоящее время является создание криогенных генераторов и приемников, демонстрирующих рекордно узкие ширины линий в терагерцевом диапазоне частот. В данном докладе исследование влияния параметров и числа SNSпереходов на изменение ширины линии генерации проведено в рамках модели параллельной цепочки индуктивно связанных ДК.

Рассматриваемая модель

Рассмотрим систему следующего вида:

$$\beta \ddot{\varphi}_{j} + \dot{\varphi}_{j} + \sin \varphi_{j} = i_{dc} + i_{f}(t) + \sum_{j=1}^{n} \varepsilon_{ji} \varphi_{j}, \ (\phi 1)$$

в которой для $(n \times n)$ симметричной матрицы связи $G = \{\varepsilon_{ji}\}$ выполняется условие:

$$\varepsilon_{jj} = -\sum_{i=1, i\neq j}^{n} \varepsilon_{ji}, \quad j = 1, \dots, n.$$
 (\$\phi2\$)

Ненулевые значения элементов матрицы $G = \{\varepsilon_{ji}\}$ задают структуру сети в виде незамкнутой цепочки и определены как $\varepsilon_{ji}=1/l$, где l – безразмерная индуктивность между соседними элементами цепочки. Индуктивность и количество контактов связаны следующим образом: $nl^{1/2}=L$, где L – пространственная длина цепочки. Флуктуационный ток $i_f(t)$ моделируется белым гауссовым шумом: $\langle i_f(t) \rangle = 0$, $\langle i_f(t) i_f(t+\tau) \rangle = 2\gamma \delta(\tau)$, где γ – безразмерная интенсивность шума, i_{dc} – нормированный постоянный ток. Параметр МакКамбера–Стюарта $\beta = 1/9$ [1–3], вольтамперная характеристика ДК является безгистерезисной.

Описание используемых методов расчета ширины линии генерации

Известно, что малые широкополосные флуктуации приводят к спектру, состоящему из низкочастотной части и серии линий гармоник джозефсоновской генерации, уширенных по Лоренцу [1]. Таким образом, аппроксимация кривой Лоренца численно полученных спектральных кривых при изменении параметра инжектируемого тока i_{dc} позволяет получить зависимость ширины линии $\Delta \omega(i_{dc})$.

С другой стороны, ширина линии генерации в пределе большого затухания может быть получена по формуле Лихарева [1]:

$$\Delta \omega(i_{dc}) = \frac{2\gamma(i_{dc}^2 + 0.5)}{i_{dc}^2 - 1}.$$
 (\$\phi3\$)

В данной работе для цепочек, состоящих из разного числа n ДК, получены зависимости ширины линии генерации от параметра инжектируемого тока $\Delta\omega(i_{dc})$ и от числа контактов $\Delta\omega(n)$. Выполнено

сравнение соответствующих зависимостей, получаемых в результате численного анализа спектров и использования теории Лихарева.

Основные результаты

На рис. 1 показаны кривые зависимости $\Delta \omega(i_{dc})$, полученные для n=1, 3, 4 и 5 контактов (сверху вниз). Маркерами на рисунке обозначены результаты численного счета. Из полученных графиков следует, что увеличение инжектируемого тока в рассматриваемом диапазоне приводит к уменьшению ширины линии генерации, однако при дальнейшем его увеличении наблюдается эффект насыщения.



Рисунок 1. Уменьшение ширины линии генерации при увеличении параметра инжектируемого тока *i*_{dc} для системы (ф1), состоящей из *n*=1, 3, 4 и 5 джозефсоновских контактов.

Таким образом, установлено, что если число контактов в одномерных цепочках мало, т.е. размеры системы не превышают характерной джозефсоновской длины λ_j , то ширина линии генерации в пределе большого затухания ($\beta < 1$) уменьшается обратно пропорционально числу ДК *n*, т.е. справедлива зависимость:

$$\Delta \omega(n, i_{dc}) = \frac{2\gamma(i_{dc}^2 + 0.5)}{n(i_{dc}^2 - 1)}.$$
 (\$\phi4\$)

На рис. 2 показаны кривые, полученные при различных значениях параметра индуктивности *l*. При малых значениях индуктивности ширина линии уменьшается пропорционально числу ДК в цепочке. При больших значениях индуктивности ширина линии уменьшается до некоторого значения, которое при дальнейшем увеличении числа ДК в цепочки остается неизменным.



Рисунок 2. Уменьшение ширины линии генерации при увеличении числа джозефсоновских контактов для разных значений параметра связи.

Полученные результаты качественно повторяют результаты работ [4–6], однако в нашем случае выход ширины линии (как функции числа контактов) на константу наступает при больших значениях индуктивности.

Заключение

В работе показано, что увеличение инжектируемого тока приводит к уменьшению ширины линии генерации лишь при малых токах, при больших токах наблюдается эффект насыщения. Для цепочек с различным числом ДК *n* показано, что для ширины линии генерации обратнопропорциональная зависимость от *n* наблюдается для случая, когда размеры системы не превышают характерной джозефсоновской длины.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 14-02-31727 и 15-02-05869).

- К.К. Лихарев. Введение в динамику джозефсоновских переходов. // М.: Наука, 1985. 320 с.
- 2. W.C. Stewart. // Appl. Phys. Lett., V. 12, 271 (1968).
- 3. D.E. McCumber. // J. Appl. Phys., V. 39, 3113 (1968).
- В.К. Корнев, А.В. Арзуманов // Письма в ЖТФ. Т. 26, 23 (2000).
- V.K. Kornev, I.I. Soloviev, J. Oppenlaender, Ch. Haeussler and N. Schopohl. // Supercond. Sci. Technol, V. 17, S406 (2004).
- V.K. Kornev, I.I. Soloviev, N.V. Klenov, T.V. Filippov, H. Engseth, O.A. Mukhanov. // IEEE Trans. on Appl. Supercond., V. 19, 916 (2009).

Модификация пленок высокотемпературного сверхпроводника YBa₂Cu₃O_{7-d} методом ионной имплантации

С.А. Королев ¹, Д.В. Мастеров ¹, А.И. Охапкин ^{1,2}, С.А. Павлов ¹, А.Е. Парафин ^{1,2}*, П.А. Юнин ^{1,2}, Д.С. Королев ², А.Н. Михайлов ², В.К. Васильев ², Д.И. Тетельбаум²

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950. *parafin@ipmras.ru

Представлены результаты работы по формированию топологической структуры в пленке высокотемпературного сверхпроводника YBa₂Cu₃O_{7-δ} (YBCO) путем создания изолирующих областей методом ионной имплантации. Проведены исследования структуры и электрических свойств исходной пленки и сформированной изолирующей области. На сформированных мостиках шириной 3 – 50 мкм проведены измерения критической температуры и величины критического тока. Для иллюстрации возможностей метода изготовлены YBCO-болометры с размерами активной области 3×6 мкм.

При создании электронных приборов на основе тонких пленок высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) УВа₂Си₃О_{7-d} (УВСО), таких как болометры, джозефсоновские контакты, резонаторы, фильтры и т.д., формирование рисунка структуры обычно проводится методом ионного и химического травления, а джозефсоновские переходы создаются на бикристаллических подложках. Альтернативным методом формирования рисунка структуры в пленках ВТСП является метод ионной имплантации, позволяющий контролируемо изменять свойства пленки – плавно понижать Тс и Јс при малых дозах облучения - и переводить ее в изолирующее состояние при больших дозах [1, 2]. Т.е. данный метод позволяет создавать рисунок схемы путем формирования изолирующих областей при имплантации, например ионов кислорода с дозой порядка 10¹⁵ см⁻² в незащищенные маской участки пленки. В отличие от ионного или химического травления в данном случае рисунок создается не удалением материала, а модификацией пленки до изолирующего состояния. При этом вся структура остается планарной и края рисунка оказываются автоматически запечатанными модифицированной областью. Имплантация с малыми дозами через узкую, шириной в десятки нанометров, щель в маске позволяет контролируемым образом изменять температуру сверхпроводящего перехода в облучаемой области, создавая контакт сверхпроводник - нормальный металл - сверхпроводник, и эффективно управлять его свойствами. В отличие от джозефсоновских переходов на бикристалличе-

ской границе этот метод позволяет создавать слабую связь в любом месте подложки, что открывает возможности создания сложных схем.

Цель данной работы заключается в исследовании возможности применения имплантации ионов кислорода для создания изолирующих областей в YBCO-пленках с целью формирования топологической структуры.

Пленки YBCO выращивались методом магнетронного распыления на подложках из алюмината лантана и сапфира с подслоем окиси церия. Характерная толщина пленок – около 80 нм. Критическая температура исходных YBCO-пленок составляла около 90 К. В результате облучения пленки ионами кислорода с энергией 70 кэВ и дозой 2×10^{15} см⁻² через фоторезистивную маску был сформирован рисунок сверхпроводящих мостиков шириной 3, 10, 50 мкм и болометрические структуры с размерами активной области 3×6 мкм (рис. 1).



Рисунок 1. Фотографии болометра и сверхпроводящего мостика (1 – необлученная, 2 – облученная области).

Критическая температура и плотность критического тока, измеренные на мостиках шириной 3, 10 и 50 мкм, полученных на подложках алюмината лантана, составили $T_c = 90$ К и $J_c = 3 \times 10^6$ А/см² независимо от ширины мостика, что свидетельствует о высоком качестве краевой области полученных структур.

Измерение сопротивления модифицированной области проводилось на встречно-штыревой структуре с отношением ширины к длине измеряемой области равным 800, которая была сформирована облучением пленки ионами кислорода с энергией 70 кэВ и дозой 2×10^{15} см⁻² через фоторезистивную маску. Структура изготовлена на пленке YBCO толщиной 85 нм, изготовленной на сапфире с подслоем окиси церия.

Сопротивление облученной структуры при 300 К составило около 500 кОм, при снижении температуры сопротивление растет и в температурном диапазоне 77-120 К составляет более 300 ГОм. Удельное сопротивления облученной области составляет 3×10³ Ом×см при комнатной температуре и более 2×10⁹ Ом×см при температуре 77–120 К, т.е. пленка приобрела свойства диэлектрика. Укажем, что удельное сопротивление необлученной пленки YBCO при 300 К составляет порядка 3×10^{-4} Ом×см, а при 100 К – 1×10^{-4} Ом×см.

На рис. 2 приведены рентгеновские дифрактограммы для пленки YBCO, выращенной на сапфире с подслоем окиси церия.



Рисунок 2. Дифрактограммы облученной и необлученной областей пленки YBCO.

До облучения регистрировались пики YBCO. Ширина пика (005) составляла $0,35-0,38^\circ$, эффективная толщина слоя YBCO – 75–80 нм, параметр элементарной ячейки $c = 11,67\pm0,005$ Å. После облучения образца дифрактограммы облученной и защищенной фоторезистом областей стали заметно отличаться. В облученной области практически исчезли пики YBCO, что однозначно свидетельствует о разрушении кристаллической структуры.

Исследование поверхности модифицированной и немодифицированной областей пленки с помощью атомно-силового микроскопа не выявило существенных различий в морфологии.

Для исследования возможности контролируемого изменения температуры сверхпроводящего перехода было проведено последовательное облучение сформированных мостиков ионами кислорода с энергией 100 кэВ и дозами 3×10^{12} , 6×10^{12} и 9×10^{12} см⁻². Это привело к монотонному снижению плотности критического тока примерно в 1,5, 6 и 10 раз, соответственно, а критической температуры – примерно на 2 К с каждым увеличением дозы.

Выводы

Метод ионной имплантации позволяет структурировать пленки YBCO, при этом в областях, защищенных фоторезистивной маской, сохраняются структура и электрические свойства исходной пленки, а незащищенные области модифицируются до состояния с высоким удельным сопротивлением, которое при температуре 77–120 К превышает 2×10^9 Ом×см. Показано, что при облучении ионами кислорода модификация пленки происходит за счет разрушения кристаллической структуры.

Полученные результаты показывают возможность использования метода ионной имплантации в процессе формирования электронных приборов на основе пленок YBCO.

Авторы благодарны А.В. Мурелю за проявленный интерес к работе.

В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур». Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект 15-02-05869-а.

- M. Malnou, C. Feuillet-Palma, C. Ulysse et al. //Journal of Applied Physics 116, 074505 (2014).
- A.S. Katz, S.I. Woods, and R.C. Dynes // Journal of Applied Physics V. 87, N. 6, pp. 2978-2983 (2000).

Охлаждение джозефсоновских микросхем из высокотемпературных сверхпроводников в криоохладителе для использования в эталонах напряжения

Е.Е. Пестов^{1,2*}, М.Ю. Левичев^{1,2}, А.М. Клушин^{1,2}

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950. *pestov@ipmras.ru

Изучены особенности охлаждения микросхем из цепочек джозефсоновских контактов из высокотепературного сверхпроводника, их взаимодействие с СВЧ-излучением и системами откачки при охлаждении малогабаритным криоохладителем замкнутого цикла РТ08-4. Сделаны оценки источников нагрева при измерениях ВАХ джозефсоновской ВТСП-микросхемы. С помощью разработанного стенда измерений получены ступени с напряжением порядка 25 мВ на вольтамперных характеристиках структуры при воздействии СВЧ-излучения.

Введение

В настоящее время использование жидкого гелия в джозефсоновских эталонах напряжения, использующих схемы из ниобиевых контактов, обусловливает большие эксплуатационные расходы и сдерживает применение этих приборов как в России, так и за рубежом. Поэтому становятся актуальными меры напряжения с микросхемами на джозефсоновских контактах из высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) с азотным уровнем охлаждения. В последнее время криоохладители стали широко использоваться в сверхпроводящей электронике. Это связано как с компактностью, так и удобством эксплуатации этих устройств. В частности, на их основе уже выполнены сверхпроводящие кабели [1], приемники излучения [2] и стандарты частоты из ниобиевых контактов [3] и т.д. Поэтому создание эталона напряжения из цепочек джозефсоновских контактов из ВТСП на основе криоохладителя является актуальной задачей и важно для практического применения.

Экспериментальная установка

На базе малогабаритного криоохладителя замкнутого цикла типа РТ08-4 (*Pulse-Tube*) [4] разработан стенд для измерений вольтамперных характеристик (BAX) джозефсоновской микросхемы в автономном режиме, а также при облучении сигналом ммдиапазона волн при азотных температурах. Наружный корпус установки состоит из тонкостенной трубы диаметром 50 мм из нержавеющей стали с наружными фланцами типа КF50. Микросхема крепится в специальном медном держателе в виде уголка на столик криоохладителя. Джозефсоновские контакты в микросхеме образуются в месте пересечения бикристаллической границы тонкоплёночными мостиками из ВТСП YBa₂Cu₃O₇ толщиной 120 нм и шириной 6 мкм. Для контроля и задания рабочей температуры образца в держателе установлены нагреватель и термометр сопротивления PT100 (рис. 1).



Рисунок 1. Фотография столика криоохладителя (1) с медным держателем в виде уголка (2). В держателе закреплена микросхема ВТСП (3).

Особенности охлаждения и облучения микросхем из ВТСП

Основной задачей при охлаждении микросхемы из ВТСП с помощью криоохладителя является минимизация её нагрева, обусловленного теплопритоками как от подводящих проводов, так и от волноводного тракта, обеспечивающего облучение микросхемы излучением мм-диапазона волн [5]. Оценки, сделанные на основе формулы Стефана-Больцмана показывают, что мощность теплового потока от латунного рупора, используемого при облучении, имеющего площадь порядка 1 см² и находящегося при температуре 300 К составляет величину порядка 5 мВт. Таким образом, тепловое излучение от рупора является довольно существенным. Поэтому для предотвращения нагрева тепловым излучением образца внутренние части установки были закрыты металлической фольгой, а выход латунного рупора был заклеен двумя слоями фильтра Goretex. Для подачи токов смещения и измерения ВАХ отдельных секций микросхемы имеется несколько пар медных проводов. Можно оценить мощность теплового потока по паре медных проводов диаметром 70 мкм и длиной 0,5 м. Воспользовавшись интегральным законом теплопроводности Фурье для типичной величины теплопроводности меди 400 Вт/м-К получаем, что мощность тепловых потерь равна по порядку величины 0,3 мВт. Поскольку мощность криоохладителя порядка 1 Вт, то наличие медных проводов не влияет на разогрев медного держателя. Однако локальный нагрев микросхемы ВТСП при таких мощностях вполне возможен. Поэтому при измерении ВАХ джозефсоновских контактов количество подводящих медных проводов выбиралось минимальным. Для обеспечения рабочих характеристик криоохладителя измерения проходили в вакууме порядка 10⁻⁵ ÷ 10⁻⁶ мбар. Для создания заданного уровня вакуума использовался откачной пост фирмы Pfeiffer Vacuum.



Рисунок 2. ВАХ двух соседних цепочек контактов при воздействии излучения на частоте 74,96 ГГц и без него для 160 джозефсоновских контактов при температуре держателя схемы 67 К.

Для работы в автономном режиме криоохладителя в дальнейшем планируется применить малогабаритный магниторазрядный ионный насос, который позволит создать вакуум порядка 10⁻⁶ мбар. С помощью данной установки были проведены измерения ВАХ микросхем ВТСП без излучения и в его присутствии (рис. 2). Было установлено оптимальхарактерное напряжение ное контактов $V_{\rm c} = 125$ мкВ для получения суммарных ступеней тока при облучении контактов на частоте близкой к 75 ГГц. На рисунке 2 показаны ступени при напряжении порядка 25 мВ на ВАХ двух соседних цепочек структуры при воздействии излучения на частоте 74,96 ГГц при температуре держателя образца 67 К.

В настоящей работе рассмотрены особенности охлаждения микросхем из джозефсоновских контактов, их взаимодействие с СВЧ-излучением и систем откачки при охлаждении малогабаритным криоохладителем замкнутого цикла РТ08-4. Получены ступени с напряжением порядка 25 мВ на ВАХ структуры из 160 джозефсоновских контактов при воздействии излучения на частоте 75 ГГц при температуре держателя образца 67 К. Результаты будут использованы при создании эталона напряжения.

Авторы благодарят за частичную поддержку грант РФФИ № 15-02-05793 и грант (соглашение от 27 августа 2013 г. № 02.В.49.21.0003 между МОН РФ и ННГУ). При выполнении работы было использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».

- M.C. Johnson, T.D. Abbott, K.B. Albaugh et al. // Journal of Physics: Conference Series, V. 97, 012336 (2008).
- I.V. Vernik, D.E. Kirichenko, V.V. Dotsenko et al. // Supercond. Sci. Technol., V. 20, 323 (2008).
- T. Yamada, H. Sasaki, H. Yamamori et al. // Supercond. Sci. Technol., V. 21, 035002 (2008).
- Trans MIT GmbH, Zentrum f
 ür Adaptive Kryotechnik und Sensorik, http://www.cryo.transmit.de.
- A.M. Klushin, M. He, M.Yu. Levitchev et al. // J. Phys.: Conf. Ser., V. 97, 012268 (2008).

Электронно-дырочная симметрия и интегрируемость в модели Ричардсона

В.В. Погосов^{1, 2*}

1 Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им.Н.Л. Духова, ул. Сущевская, д. 22, г. Москва, 127005.

2 Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, ул. Ижорская, д. 13, г. Москва, 125412. *pogosov@yandex.ru

Взаимодействие между электронами в наноразмерных сверхпроводниках может быть описано в рамках модели, использующей так называемый универсальный гамильтониан. Этот гамильтониан в куперовском канале является точно решаемым с помощью метода Ричардсона. В работе показано, что, используя свойства интегрируемости модели и симметрийные соображения, можно перейти к новой системе уравнений, которые оказываются свободными от «опасных» разностных членов, характерных для уравнений Ричардсона. Эти новые уравнения представляются весьма перспективными для численного анализа характеристик сверхпроводящих наноструктур.

Введение

Свойства наноразмерных разупорядоченных сверхпроводников могут быть описаны в рамках модели, использующей так называемый универсальный гамильтониан [1]. В этом гамильтониане учитывается размерное квантование одноэлектронных уровней энергии. Каждый уровень полагается двукратно вырожденным, а спаривание происходит между этими состояниями. Гамильтонианы такого типа могут быть решены точно [2]. Собственные состояния и собственные значения выражаются через набор энергиеподобных величин. Они, в свою очередь, удовлетворяют системе алгебраических нелинейных уравнений (уравнения Ричардсона – разновидность уравнений Бете), решение которой является технически весьма сложной проблемой.

Недавно было показано, что уравнения Ричардсона характеризуются скрытой электронно-дырочной симметрией [3, 4]. Действительно, гамильтониан в дырочном представлении также решается точно через уравнения Ричардсона, а потому одно и то же состояние может быть выражено в схожем виде либо в электронных, либо в дырочных переменных. Это, казалось бы тривиальное обстоятельство, может вести к весьма нетривиальным последствиям, поскольку, в общем случае, наборы энергиеподобных величин в этих представлениях отличаются друг от друга, а измеримые величины должны выражаться в эквивалентом виде с использованием обоих наборов. В работах [4] эта идея использовалась для анализа эволюции энергии основного состояния по мере увеличения размеров системы. В работе [5] идея была применена для анализа сильно-возбужденных состояний в термодинамическом пределе.

Целью данной работы является исследование электронно-дырочной симметрии универсального гамильтониана с одновременным учетом его интегрируемости и наличия точного решения. Можно ожидать, что анализ соответствия между квантовыми инвариантами в электронном и дырочном представлениях позволит выявить новые нетривиальные соотношения для энергиеподобных величин. Ценность данного подхода заключается в том, что такого рода соотношения крайне сложно получить, оставаясь на уровне уравнений Ричардсона, без комбинирования его с уровнем гамильтониана и операторной алгебры.

Модель

В случае нулевого внешнего магнитного поля универсальный гамильтониан имеет вид

$$H = \sum_{n,\sigma} \varepsilon_n^{(e)} b_{n\sigma}^{(e)+} b_{n\sigma}^{(e)} - V \sum_{n,n'} b_{n\uparrow}^{(e)+} b_{n\downarrow}^{(e)+} b_{n\downarrow}^{(e)} b_{n\uparrow}^{(e)}, \quad (\oplus 1)$$

где $b_{n\sigma}^{(e)+}(b_{n\sigma}^{(e)})$ – операторы рождения (уничтожения) электронов на уровне энергии $\varepsilon_n^{(e)}$. Суммирование в (ф1) ведется по состояниям в окне Дебая.

Полная энергия системы представляется в виде суммы энергиеподобных величин. Их число равно числу пар. Уравнение Ричардсона для каждой такой величины $E_{i}^{(e)}$ имеет вид

$$1 = \sum_{n} \frac{V}{2\varepsilon_{n}^{(e)} - E_{j}^{(e)}} + \sum_{l \neq j} \frac{2V}{E_{j}^{(e)} - E_{l}^{(e)}} \quad . \tag{($$$$$$$$$$$$$)}$$

Гамильтониан (ф1) является интегрируемым. Выражения для квантовых инвариантов и их собственных значений как функций энергиеподобных величин приведены, например, в обзоре [2].

Электронно-дырочная симметрия

Введем в рассмотрение операторы рождения дырок

$$b_{n\sigma}^{(h)+} = b_{n\sigma}^{(e)} , \qquad (\phi3)$$

а также соответствующие операторы их уничтожения. Дырки представляют собою незанятые состояния в окне Дебая. По аналогии с электронными операторами можно ввести операторы пар дырок и числа дырок.

Далее, переписывая гамильтониан (ф1) из электронного в дырочное представление, убеждаемся в том, что он является решаемым и в этом последнем представлении. Однако число энергиеподобных величин $E_j^{(h)}$ в этом случае будет отличаться от их же числа в электронном представлении (если заполнение окна Дебая отличается от 1/2). Для этих величин также выполняются свои уравнения Ричардсона, аналогичные (ф2), в которых, однако, все энергии $\varepsilon_n^{(e)}$ следует заменить на

$$\varepsilon_n^{(h)} = -\varepsilon_n^{(e)} + V . \qquad (\phi 4)$$

Теперь можно сравнить между собой выражения [2] для квантовых инвариантов и их собственных значений в электронной и дырочной картинах. Переписывая операторы в электронном представлении через дырочные операторы (ф3), убеждаемся в том, что собственные значения инвариантов в дырочном представлении обратны по знаку собственным значениям инвариантов в электронном представлении. Это справедливо для состояний из подпространства гильбертова пространства, в котором нет уровней, заселенных лишь одним неспаренным электроном.

Используя в явном виде известные выражения для собственных значений инвариантов, получаем систему уравнений

$$1 = \sum_{j} \frac{V}{2\varepsilon_{n}^{(e)} - E_{j}^{(e)}} + \sum_{j} \frac{V}{2\varepsilon_{n}^{(h)} - E_{j}^{(h)}}.$$
 (\$\phi5\$)

Каждое из этих новых уравнений соответствует одному из одноэлектронных уровней *n*. При поло-

винном заполнении окна Дебая имеется равное количество электронов и дырок. Если к тому же распределение уровней в окне Дебая эквидистантно, (ф5) принимает наиболее простую форму (вырожденный случай), поскольку наборы энергиеподобных величин для электронного и дырочного представлений совпадают друг с другом (с точностью до сдвига этих величин). Полученные в этом случае уравнения могут использоваться вместо уравнений Ричардсона. При этом остается неясным, как их можно получить из самих этих уравнений (что и определяет ценность использованного подхода), без перехода обратно на уровень операторной алгебры. Тем не менее, нами была произведена проверка соответствия между решениями двух систем уравнений в некоторых особенно простых решаемых случаях. Она подтвердила совпадение решений этих систем.

Выводы

Представляется перспективным использовать новые соотношения (ф5) для практических целей. Например для численного (и, возможно, аналитического) решения задачи нахождения спектра и отыскания корреляционных функций. Соотношения (ф5) можно использовать также в комбинации с исходными уравнениями Ричардсона. По всей видимости, решение этих уравнений будет технически гораздо более простой задачей, чем решение исходных уравнений, поскольку в них отсутствуют сингулярности, которые сильно осложняют вычисления. Действительно, видно, что слагаемые характерного вида $1/(E_1 - E_2)$, имеющиеся в (ф2), отсутствуют в (ф5).

- I.L. Kurland, I.L. Aleiner, B.L. Altshuler // Physical Review B, V. 62, 14886 (2000).
- J. Dukelsky, S. Pittel, G. Sierra // Reviews of Modern Physics, Vol. 76, 643 (2004).
- W.V. Pogosov // Journal of Physics: Condensed Matter, Vol. 24, 075701 (2012).
- W.V. Pogosov, N.S. Lin, V.R. Misko // European Physical Journal B, Vol 86, 235 (2013).
- G. Gorohovsky, E. Bettelheim // Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical, Vol. 47, 025001 (2014).

Динамический эффект Лэмба в сверхпроводящих микроструктурах

Д.С. Шапиро^{1, 2*}, А.А. Жуков^{1, 3}, В.В. Погосов^{1, 4 §}, Ю.Е. Лозовик^{1, 5 &}

1 Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, ул.Сущевская, д. 22, г. Москва, 127005.

2 Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, д. 11/7, г. Москва, 125009.

З Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Каширское ш., д. 31, г. Москва, 115409.

4 Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, ул. Ижорская, д. 13, г. Москва, 125412.

5 Институт спектроскопии РАН, ул. Физическая, д. 5, г. Троицк, 142190.

*shapiro.dima@gmail.com, §pogosov@yandex.ru, &lozovik@mail.ru

В данной работе предлагается использовать сверхпроводящие СВЧ-резонаторы в сочетании с искусственным макроскопическим атомом – потоковым кубитом – для экспериментального исследования динамического эффекта Лэмба. Этот эффект заключается в том, что атом может возбудиться за счет неадиабатического изменения лэмбовского сдвига при изменении параметров системы. В настоящее время представляется полностью реалистичным связывать кубиты с СВЧ-резонаторами не статически, а при помощи зависящей от времени связи. Изменяя резко во времени величину связи, можно добиваться возбуждения атома параметрическим образом. При этом казимировские фотоны в системе не рождаются, что позволяет изолировать динамический эффект Лэмба от динамического эффекта Казимира. Вероятность возбуждения кубита вычисляется в рамках обобщенной модели Джейнса–Каммингса с использованием различных вариантов теории возмущений. Показано, что наиболее эффективным способом возбудить кубит является накачка системы за счет периодического изменения вышеуказанной константы взаимодействия с определенной частотой.

Введение

Сверхпроводящие метаматериалы представляют собой ансамбли из искусственных атомов (кубитов), встроенные в систему сверхпроводящих передающих линий. Такие системы предоставляют уникальную возможность изучать в экспериментах эффекты квантовой электродинамики, которые сложно наблюдать, используя более традиционные подходы. Так, несколько лет назад впервые было экспериментально подтверждено [1] существование динамического эффекта Казимира – рождения фотонов при изменении параметров резонатора.

Лэмбовский сдвиг – это другой эффект, предсказываемый квантовой электродинамикой. Он состоит в том, что главным образом под действием вакуумных флуктуаций уровни энергии атома сдвигаются. Существование этого эффекта для кубита в сверхпроводящем резонаторе также было подтверждено экспериментально [2].

Некоторое время назад было рассмотрено поведение единичного атома, помещенного в полость с изменяющимися во времени параметрами [3]. Было показано, что в этом случае, реализуется несколько механизмов возбуждения атома и рождения фотона. Один из них связан с возможностью возбуждения атома за счет неадиабатической модуляции лэмбовского сдвига в основном состоянии атома – виртуальные состояния атома, связанного с виртуальными фотонами, превращаются в состояния реальные. Это явление было названо [3] динамическим эффектом Лэмба (по аналогии с динамическим эффектом Казимира).

Возможность экспериментальной реализации

В случае реального атома, помещенного в полость с изменяющимися во времени параметрами, динамический эффект Лэмба оказывается довольно сложно изолировать от более тривиального механизма возбуждения атома за счет поглощения им казимировских фотонов. Преодолеть данную проблему можно, заставляя атом пролетать через канал, в котором локально происходит резкое изменение его ширины, за счет чего атом может самопроизвольно возбудиться [3]. Тем не менее, возможность реализации такой схемы в современном эксперименте представляется довольно проблематичной.

В данной работе мы показываем, что для наблюдения динамического эффекта Лэмба перспективно использовать искусственный «атом»-кубит, встроенный в СВЧ-резонатор. Характерную энергию взаимодействия между кубитом и резонатором можно менять во времени, что вполне осуществимо с точки зрения современного эксперимента. Резкое изменение энергии взаимодействия аналогично изменению ширины канала, по которому пролетает реальный атом в схеме, предложенной в работе [3]. За счет неадиабатического изменения энергии взаимодействия можно добиться возбуждения кубита. Данный подход позволяет избежать рождения казимировских фотонов, что является ключевым обстоятельством для реализации динамического эффекта Лэмба.

Модель

Фотонное поле в узкополосном СВЧ-резонаторе, у которого собственная частота ω существенно превышает его затухание и декогерентность кубита Γ , можно считать одномодовым. Такая система описывается в рамках стандартной модели Джейнса–Каммингса, которая изначально была предложена для изучения изолированного двухуровневого атома в фотонном поле. Полный гамильтониан рассматриваемой системы H включает в себя гамильтонианы фотонной моды ω и кубита с энергией возбуждения ε , а также оператор взаимодействия V, который зависит от времени

$$H = \omega \ a^+ a + \varepsilon \ b^+ b + V(t),$$
$$V(t) = g(t)(a^+ + a)(b^+ + b).$$

Здесь a и b – это вторично квантованные понижающие операторы фотонов и кубита, а g(t) – перестраиваемая во времени энергия связи кубитрезонатор. В стационарном случае существует известное приближение вращающихся волн, в рамках которого оператор взаимодействия упрощается следующим образом

$$V \to V_1 = g(a^+b + ab^+).$$

Получающийся гамильтониан

$$H_{RWA} = \omega \ a^+ a + \varepsilon \ b^+ b + V_1$$

становится точно интегрируемым. Его спектр представляет собой набор рабиевских уровней, а собственные состояния являются суперпозициями состояний кубита $|\downarrow\rangle$, $|\uparrow\rangle$ и фотонов $|n\rangle$. Однако для исследования эффекта Лэмба необходимо выйти за пределы этого приближения и рассмотреть процессы, генерируемые неучтенным оператором

$$V_2 = g(a^+b^+ + ab).$$

В нашей работе построена нестационарная теория возмущений по этому оператору, где в качестве нулевого приближения выступает *H*_{*RWA*}.

Далее нами вычисляется эволюция волновой функции основного состояния $|0\downarrow\rangle$ в явном виде для произвольной временной зависимости параметра связи кубита и резонатора g(t). Предложенный подход позволяет рассмотреть динамический эффект Лэмба в резонансном режиме $\varepsilon \approx \omega$, учесть эффекты параметрической накачки и сильного взаимодействия, когда $g >> \Gamma$.

Результаты и выводы

С использованием описанной выше техники была вычислена вероятность возбуждения кубита при однократном включении константы взаимодействия $g(t) = g\theta(t)$. Однако амплитуда вероятности возбуждения оказывается достаточно малой в пределе слабой связи между кубитом и резонатором. Наиболее эффективной оказывается накачка системы периодическим изменением во времени константы взаимодействия g(t) с частотой, равной удвоенной частоте моды резонатора 2 ω . Этот режим есть ни что иное, как параметрический резонанс. При этом параметры системы должны быть подобраны специальным образом: энергии изолированных фотонов и кубита должны быть равны друг другу (полный резонанс).

С точки зрения построения квантового компьютера на сверхпроводящих кубитах, данный эффект может быть как положительным, так и отрицательным, поскольку он может приводить к нежелательному возбуждению кубита. Поэтому, понимание понимание и контроль динамического эффекта Лэмба важно не только с точки зрения фундаментальной науки, но и для приложений.

- C.M. Wilson, G. Johansson, A. Pourkabirian, J.R. Johansson, T. Duty, F. Nori, P. Delsing // Nature, V. 479, 376 (2011).
- A. Fragner, M. Goppl, J.M. Fink, M. Baur, R. Bianchetti, P.J. Leek, A. Blais, A. Wallraff // Science, V. 322, 1357 (2008).
- A.M. Fedotov, N.B. Narozhny, Yu.E. Lozovik // Phys. Rev. A, V. 64, 053807 (2001).

Создание функциональных наноэлементов криоэлектроники на основе тонкопленочного NbN путем модификации сверхпроводящих свойств с использованием ионного облучения

Б.А. Гурович¹, М.А. Тархов^{1,}, К.Е. Приходько^{1, 2*} Е.А. Кулешова¹, Б.В. Гончаров¹, Д.А. Гончарова¹, Е.Д. Ольшанский¹, В.Л. Столяров¹, А.Г. Домантовский¹, Д.А. Комаров¹, Л.В. Кутузов¹

1 Российский Научный Центр «Курчатовский институт», пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182.

2 Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Каширское шоссе, 31, Москва, 115409. *prihodko_ke@nrcki.ru

В работе рассмотрено использование ионного облучения для направленного изменения сверхпроводящих свойств тонких пленок (5 нм) нитрида ниобия. Показана возможность проявления металлических и диэлектрических свойств у пленки в результате воздействия облучения. Продемонстрировано формирование различных планарных функциональных наноэлементов криоэлектроники путем облучения пленки нитрида ниобия ионными пучками различного состава через резистные маски требуемой топологии.

Введение

Суть используемых технологических методов состоит в управляемой модификации химического состава кристаллической структуры и свойств тонкопленочных материалов под действием ионного облучения. Применительно к сверхпроводящему NbN – это постепенная трансформация (по мере увеличения дозы облучения) обычного низкотемпературного сверхпроводника в сверхпроводник с подавленной щелью, затем – в металл и, наконец, в диэлектрик. Совокупность предлагаемых технологических подходов позволяет создавать на основе соединений ниобия криогенные устройства с большой плотностью компоновки активных и пассивных наноэлементов на чипе с рекордно высокими рабочими характеристиками по сравнению с аналогами.

Как было показано в [1], облучение сверхпроводящего нитрида ниобия ионными пучками приводит к изменению сверхпроводящих свойств материала: уменьшению температуры сверхпроводящего перехода и критического тока, увеличению остаточного сопротивления.

Методика эксперимента

Тонкие пленки нитрида ниобия напылялись в температурном интервале 700–1000°С на подложки из монокристаллического кремния, покрытого слоем термического оксида, толщиной 0.15 мкм, методом катодного распыления мишеней из ниобия ионами азота. Дальнейшее структурирование пленок для измерения электрических свойств проводилось методами фотолитографии, напыления металлических контактов и ионно-реактивного травления.

Ионный пучок для проведения облучения формировался путем извлечения ионов из высокочастотного плазменного разряда путем подачи импульсного высоковольтного смещения (0.1–4 кВ) на стол с закрепленными на нем образцами. В зависимости от требуемого состава ионного пучка, варьировались концентрации водорода и кислорода, формирующих плазменный разряд.

Результаты и обсуждение

Для создания сопротивлений заданных номиналов необходимо знать зависимость изменения электрических свойств пленки при рабочей температуре (4.2 K) от дозы ионного облучения. На рисунке 1 показана дозовая зависимость отношения остаточного сопротивления пленки нитрида ниобия при 4.2 K к сопротивлению исходной пленки при комнатной температуре для пленок различных толщин.

Как видно из рисунка 1, с ростом дозы облучения происходит увеличение сопротивления нитрида ниобия при криогенных температурах, что обусловлено образованием стабильных непредельных оксидов ниобия, проявляющих металлические свойства. Дозовая зависимость, представленная на рисунке 1, позволила создать требуемые номиналы сопротивлений путем варьирования геометрических параметров открытых участков исходного нитрида ниобия. В таблице 1 представлены расчетные и экспериментальные значения сопротивлений при 4.2 К, созданных путем облучения полоски нитрида ниобия шириной ~25 мкм через щелевую маску из ПММА указанной ширины (L) до дозы 1,8 с.н.а. (см. рисунок 2а). Как видно из данных Таблицы 1, создание требуемого номинала сопротивления из исходного NbN требует формирования маски с заданными геометрическими параметрами открытых для облучения участков.



Рисунок 1. Зависимость R4K/R⁰300K от дозы облучения.

Таблица 1. Параметры сопротивлений, сформированных под действием ионного облучения.

Резистор	L, мкм	Расчет R4.2K	Эксперимент R4.2K
R1	1,71±0,11	65±6	74±6
R2	0,80±0,12	30±5	23±5

Облучение нитрида ниобия сверхбольшими дозами вызывает образование стехиометрического оксида Nb₂O₅, хорошего диэлектрика при криогенных температурах – основы конденсаторов для нужд криоэлектроники. Как показали результаты РФЭС и ПЭМ СЭПЭ-анализа, под действием ионного облучения формируется предельный оксид Nb₂O₅ на всю глубину пленки (см. рисунок 26).

На рисунке 2 показаны: РЭМ-изображения созданного сопротивления (а), ПЭМ-изображение поперечного среза емкости (б), и индуктивность (в), изготовленная в виде меандра путем травления. Было также показано, что применение облучения с использованием маски в виде узкой щели позволяет создавать планарные джозефсоновские переходы типа SIS – активные элементы криоэлектроники.

Таким образом, в рамках предлагаемого подхода изготовление на чипе пассивных и активных наноэлементов и их комбинаций осуществляется выбором требуемых параметров облучения (тип и энергия ионов, доза), что упрощает и ускоряет процесс изготовления конкретного устройства по сравнению с традиционным подходом, требующим целой комбинации технологических операций.

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ (ГК № 14.607.21.0005).

Литература

 Гурович Б.А., Тархов М.А., Приходько К.Е и др. // Российские Нанотехнологии, Т. 9, № 7–8, С. 36–39, (2014).



Рисунок 2. Примеры пассивных элементов: сопротивление (а), поперечный срез емкости (б) и индуктивность (в).

Superconducting FSF spin-valves with strong ferromagnetic elements

N. Pugach¹^{*}, M. Eschrig², A. Isidori², M.G. Flokstra³, T.C. Cunningham³, J. Kim⁴, N. Satchell⁴, G. Burnell⁴, S.J. Bending⁵, P.J. Curran⁵, S.J. Langridge⁶, C. Kinane⁶, J.F.K. Cooper⁶, and S.L. Lee³

1 Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Leninskie Gory, MSU, Moscow, 119991.

2 SEPnet and Hubbard Theory Consortium, Department of Physics, Royal Holloway, University of London Egham, Surrey, TW20 0EX, UK.

3 School of Physics and Astronomy, SUPA, University of St.Andrews, KY16 9SS, UK.

4 School of Physics and Astronomy, University of Leeds, Leeds LS2 9JT, UK.

5 Department of Physics, University of Bath, Claverton Down, Bath, BA2 7AY, UK.

6 ISIS, Rutherford Appleton Laboratory, Oxfordshire OX11 0QX, UK.

*pugach@magn.ru

The theory and transport measurements are presented on superconducting spin-valve systems, where the controlled non-collinear arrangement of two ferromagnetic Co layers can be used to influence the superconducting state of Nb. We observe a very clear oscillation of the superconducting transition temperature (T_c) with the relative orientation of the two ferromagnetic layers. We report the formation of long-range triplet superconducting correlations (LRTC) according to our theory. Singlet BCS correlations is shown to lead to a weak enhancement of T_c for the anti-parallel configuration of exchange fields, while much larger changes are observed for other configurations, which can be attributed to drainage currents due to LRTC formation.

Introduction

In 1999 the superconducting spin-valve was proposed theoretically [1, 2], comprising a superconducting (S) spacer layer separating two F layers. For ideal operation, the supercurrent in the S layer can be controlled by switching the relative orientation of the magnetization of the F layers from a parallel (P) to an antiparallel (AP) alignment. The underlying physical mechanism involves the interaction of the singlet Cooper pair with both exchange fields, whereby it experiences an additional pair dephasing if the device is in the P-state, due to a potential energy mismatch between the spin up and spin down electron of the penetrated pair, thus lowering T_c . Such an effect does not occur in the AP case, since both electrons find themselves in equivalent bands. This effect has been observed in a variety of experiments [3-6]. However, several seemingly anomalous results with precisely the opposite behavior have also been reported [7–10].

The already rich ground state in S/F proximity coupled systems becomes even more exotic when non-collinear alignments of the exchange fields are considered. Few different components of spin triplet pair correlations emerge from the condensate when experiencing inhomogeneous magnetism [11]. Not being an eigenstate of the superconducting condensate, these triplets, unlike singlets, are not antagonistic to the ferromagnetic ground state and typically penetrate over a much longer distance in F layers (comparable to the case of N), the so-called long-range triplet correlation (LRTC). This leads to an enhanced drainage of Cooper pairs from the superconductor and thus to a suppression of the superconducting state [12]. It was shown theoretically that the density of these spin triplets scales with the magnitude of the exchange field and one should use strong ferromagnets to observe this suppression. There are several experiments where the presence of long-range spin triplet correlation have been reported in spin-valve type systems [12, 14 and refs. in 15], but to date none have shown an unambiguous enhancement of T_c due to the non-collinearity of the F elements for FSF spin valves.

Recent theories developed for weak ferromagnet spin valves [1, 2, 11–14] predicted that i) SFF configuration is favorable for the observation of the spin valve effect; ii) the behavior of T_c between P and AP configuration is monotonous for FSF structure. Our data shows that both these statements may be not true. To describe this effect we developed theory valid for a strong ferromagnet, like Co.

Results

We present theory and transport measurements on Nb/Co based spin-valve systems in which we explore

the effect of non-collinear exchange fields on the superconducting state. These results [15] are in agreement with theoretical expectations for a suppression of T_c with non-collinearity due to the generation of LRTC.

A very clear oscillatory dependence of the resistance as function of angle is seen (Fig.1). There are minima near the collinear angles (0° and 180°), where the exchange fields are either parallel or anti-parallel to each other, and there are maxima near the perpendicular angles $(90^{\circ} \text{ and } 270^{\circ})$ where those fields are effectively perpendicular. The mostly striking result in the present measurements is the much larger decrease of T_c , that relates to increase of the resistance (Fig.1) observed for all samples due to the non-collinearity of the magnetic layers. Theoretically the presence of the non-collinear magnetization provides a mechanism to increase the conversion of singlet Cooper pairs into the triplet channel. Viewed from the perspective of the singlet superconductor, this represents a 'drainage' current that partially suppresses the superconducting order parameter and hence lowers T_c . Our data are thus in good agreement with these theoretical expectations. This demonstrates the feasibility of a field-controlled source of equal spin triplets, since it is the drainage to the triplet channel that suppresses the singlet fraction and reduces T_c .



Fig. 1. Normalized resistance measurements on the FSF and a correspondent SFF spin-valve structure as function of the angle between the external field and the exchange bias direction, for various temperatures along the transition curve.

Conclusion

We have calculated and observed a dependence of the superconducting transition temperature for FSF Co-Nb spin-valves. For both sample types (SFF and FSF) a large suppression of T_c is found when the exchange fields are orthogonal, consistent with the theoretical expectations for the drainage of singlets into the triplet channel when the magnetization is non-collinear. This suppression may also be controlled by the magnitude of the applied field. In both structures T_c is a maximum (resistance a minimum) for an AP alignment, with a marginally less pronounced maximum in T_c for the P case, consistent with our theoretical result.

These results provide a clear and convincing validation of existing theory as well as clear evidence of LRTC.

We acknowledgement the support of the EPSRC through grants EP/J01060X, RFBR 13-02-01452-a, 14-02-90018 Bel-a.

Literature

- 1. L.R. Tagirov // Phys. Rev. Lett. 83 2058 (1999).
- A.I. Buzdin, A.V. Vedyayev and N.V. Ryzhanova // Europhys. Lett., 48 686–691 (1999).
- 3. J.Y. Gu, et al. // Phys. Rev. Lett. 89 267001 (2002).
- A.Yu. Rusanov, M. Hesselberth, J. Aarts and A.I. Buzdin // Phys. Rev. Lett. 93 057002 (2004).
- A. Potenza, C.H. Marrows // Phys. Rev. B 71, 180503(R) (2005).
- I.C. Moraru, W.P. Pratt, Jr., and N.O. Birge // Phys. Rev. Lett. 96 037004 (2006).
- A.Yu Rusanov, S. Habraken, and J. Aarts // Phys. Rev. B 73 060505(R) (2006).
- 8. R. Steiner et al. // Phys. Rev. B 74 094504 (2006).
- D. Stamopoulos, E. Manios and M. Pissas // Phys. Rev. B 75 184504 (2007).
- G. Carapella, F. Russo and G. Costabile // Phys. Rev. B 78 104529 (2008).
- A.F. Volkov, and K.B. Efetov // Rev. Mod. Phys. 77 1321 (2005).
- P.V. Leksin, N.N. Garifyanov, I.A. Garifullin, et al. // Phys. Rev. Lett. 109 057005 (2012).
- Ya.V. Fominov, A.A. Golubov, and M.Yu. Kupriyanov // JETP Letters 77 510 (2003).
- 14. Ya.V. Fominov, et al. // JETP Lett. 91 308 (2010).
- 15. M. Flokstra, et al. // Arxiv:1404.2950, (2014).
- S. Mironov, A. Buzdin // Phys. Rev. B89 144505 2014.

Переходы между сверхпроводящими состояниями в неодносвязных системах сверхпроводник/ферромагнетик с эффектом близости

Д.Д. Разумов^{1*}, А.В. Самохвалов²

1 Нижегородский госуниверситет, ВШОПФ.

2 Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород.

*ddrazumov@gmail.com

Теоретически изучена структура неоднородных сверхпроводящих состояний в диффузных гибридных системах сверхпроводник/ферромагнетик (SF) с неодносвязной геометрией, в которых сверхпроводящая и ферромагнитная подсистемы находятся в хорошем электрическом контакте друг с другом и взаимодействуют из-за эффекта близости. Для мезоскопического полого сверхпроводящего цилиндра, заполненного ферромагнетиком, выполнены расчеты критической температуры T_c перехода из нормального состояния в сверхпроводящее с произвольным значением циркуляции фазы параметра порядка $2\pi L$. На основе уравнений Узаделя для температур T, близких к критической температуре T_c , получено разложение Гинзбурга–Ландау и вычислена свободная энергия состояний с различным значением орбитального момента L. Изучены термодинамические проявления перехода между однородным L=0 и неоднородным L=1 сверхпроводящими состояниями гибридной структуры, с неодносвязной геометрией, аналогичные $0-\pi$ переходу в трехслойной гибридной SFS-структуре. Приведены оценки параметров гибридной структуры, в которой возможен переход между состояниями с L=0 и L=1 при изменении температуры T_c .

Обменные эффекты, приводящие к конкуренции ферромагнитного (F) и сверхпроводящего (S) типов упорядочения в гибридных FS-системах с эффектом близости, служат, как известно, причиной сильного подавления и знакопеременных осцилляций амплитуды сверхпроводящих корреляций в F-слое (см., например, обзоры [1]). Следствием подобного поведения являются немонотонная зависимость критической температуры T_c слоистых FS-структур от толщины ферромагнетика и возможность реализации π-фазной сверхпроводимости. В гибридных системах с неодносвязной геометрией, наряду с обменным механизмом, существенное влияние на осцилляции Т_с оказывают орбитальные эффекты, связанные с переходами между состояниями с различным значением углового момента L и циркуляции фазы сверхпроводящего параметра порядка Δ [2].

В докладе изучены термодинамические проявления температурного перехода между состояниями с различным значением орбитального момента L на примере мезоскопической гибридной системы, состоящей из ферромагнитного цилиндра радиуса R_f , покрытого тонким слоем сверхпроводника (толщиной порядка сверхпроводящей длины когерентности ξ_s) (см. рис. 1). Будем считать, что для материалов, образующих FS гибридную структуру, выполнены условия «грязного» предела, критическая температура ферромагнетика равна нулю, а величина его обменной энергии $h \gg T_{c0}$, где T_{c0} – критическая температура массивного сверхпроводника. Для анализа используются микроскопические уравнения Узаделя для нормальной $G_{s,f}$ и аномальной $F_{s,f}$ функций



Рисунок 1. Схематическое изображение гибридной системы, состоящей из ферромагнитного цилиндра радиуса R_f и тонкой сверхпроводящей оболочки толщиной $d_s = R_s - R_f$.

Грина, применимые в случае «грязных» систем с диффузным типом проводимости [1]:

$$-(D_s/2)(G_s \nabla^2 F_s - F_s \nabla^2 G_s) + |\omega|F_s = \Delta G_s , \quad (1)$$

$$-(D_f/2) \nabla^2 F_f + ihF_f = 0, \quad G_s^2 + F_s F_s^+ = 1.$$

Здесь $\omega = \pi T(2n+1) -$ мацубаровские частоты, $D_{f,s}$ – коэффициенты диффузии в F- и S-металлах, а Δ – комплексный потенциал спаривания, отличный от нуля только в S-слое. Предполагается существование барьера на SF-границе, что позволяет ограничиться линеаризованным уравнением Узаделя для описания наведенной сверхпроводимости в F-цилиндре. Уравнения (1) следует дополнить граничными условиями Куприянова–Лукичева [3] на FS-границе и уравнением самосогласования для потенциала спаривания Δ в S-слое.

В цилиндрической системе координат (r, θ , z) решение уравнений (1), описывающее волновую функцию куперовских пар с орбитальным моментом L, будем искать в виде:



Рисунок 2. Типичная фазовая диаграмма гибридной системы, состоящей из ферромагнитного цилиндра радиуса R_f и тонкой сверхпроводящей оболочки.

$$F_s = f_L e^{i\theta L}, \quad F_L^+ = f_L e^{-i\theta L}, \quad \Delta = \Delta_L e^{i\theta L},$$
$$F_f = CI_L(q_f r) e^{i\theta L}, \quad (2$$

где $I_L(u)$ – модифицированная функция Бесселя первого рода порядка L, $q_f = (1+i)/\xi_f$, а длина $\xi_f = \sqrt{D_f/h}$ определяет характерный масштаб затухания и период осцилляций аномальной функции Грина F_f в «грязном» F-металле [1]. Орбитальный и обменный эффекты приводят к полному или частичному подавлению сверхпроводимости в гибридной системе. Критическая температура фазового перехода из нормального состояния в сверхпроводящее $T_c^{L} \label{eq:constraint}$ зависит от частоты распаривания ω_L и была вычислена в работах [2]. Характерная зависимость $T_{c}^{L}(R_{f})$ показана на вставке к рис. 2. Рассмотрим область значений радиуса F-цилиндра $R_f \approx R_f^*$, для которых $T_c^0(R_f^*) = T_c^1(R_f^*)$ (см. рис. 2). Полагая амплитуду f_L малой для температур T, близких к критической $T \approx T_c^L$, можно записать решение в виде:

$$(\omega + \omega_L)f_L = \Delta - (\Delta f_L^2 + \Lambda_L f_L^3), \qquad (3)$$

где частота распаривания ω_L и коэффициент Λ_L зависят от параметров гибридной системы и различны для мод с L = 0 и L = 1. Подставляя решение (3) в уравнение самосогласования, получим обычное разложение разложение Гинзбуга–Ландау

$$F_{GL}^{L}(T) = E_0 \left[a^L \frac{T - T_c^L}{T_c^L} \Delta_L^2 + \frac{b^L}{2} \Delta_L^4 \right], \qquad (4)$$

из которого легко определить равновесное значение сверхпроводящего параметра порядка $\Delta_L(T)$ и вычислить свободную энергию гибридной системы:



Рисунок 3. Типичная зависимость коэффициентов разложения Гинзбурга–Ландау от радиуса F цилиндра R_t .

$$E^{L}(T) = -E_{0} \frac{\left[a^{L}(T - T_{c}^{L})/T_{c}^{L}\right]^{2}}{2b^{L}}.$$
 (5)

На рис. 3 приведены зависимости коэффициентов a^L и b^L для мод L = 0, 1 от радиуса F-цилиндра R_f . Температура T_0 фазового перехода между состояниями с L = 0 и L = 1 определяется из условия $E^0(T_0) = E^1(T_0)$:

$$\frac{T_c^0 - T_0}{T_c^1 - T_0} = \frac{a^1 T_c^0}{a^0 T_c^1} \sqrt{\frac{b^0}{b^1}}$$

Фазовый переход первого рода между состояниями с различным орбитальным моментом сопровождается скачком энтропии и выделением соответствующей скрытой теплоты. В докладе изучается структура неоднородных состояний в гибридной FS-структуре с учетом взаимодействия мод L = 0 и L = 1 в окрестности фазового перехода между этими состояниями.

Работа частично поддержана РФФИ (грант №15-02-04116а), программами РАН «Актуальные проблемы физики низких температур», «Электронный спиновый резонанс, спинзависящие электронные эффекты и спиновые технологии» и грантом № 02.В.49.21.0003 МОН РФ и ННГУ.

- 1. A.I. Buzdin // Rev. Mod. Phys. 77, 935 (2005); Ю.А. Изюмов, и др. // УФН 172, 113 (2002).
- A.V. Samokhvalov, et al. // Phys. Rev. B 76, 184519 (2007); Phys. Rev. B 79, 174502 (2009).
- М.Ю. Куприянов, В.Ф. Лукичев // ЖЭТФ 94, 139 (1988).

Особенности режима бегущей волны в ВТСП бикристаллических контактах

Л.С. Ревин^{1, 2, 3*}, А.В. Чигинев^{1, 2, 3}, А.В. Гордеева^{2, 3}, Д.В. Мастеров^{1, 2}, А.Е. Парафин^{1, 2}, С.А. Павлов^{1, 2}, А.Л. Панкратов^{1, 2, 3 §}, Л.С. Кузьмин^{2, 4}

1 Институт Физики Микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

3 Научно-исследовательский центр криогенной наноэлектроники, НГТУ им. Р.Е.Алексеева, Нижний Новгород.

4 Технологический университет Чалмерса, Гётеборг, Швеция.

*rls@ipmras.ru, §alp@ipmras.ru

В работе исследовались образцы джозефсоновских контактов на основе высокотемпературных сверхпроводников (YBCO) на бикристаллической подложке. Проведены исследования транспортных свойств образцов на основе анализа особенностей вольт-амперных характеристик (BAX) под действием внешнего магнитного поля (режим бегущих волн). В результате обнаружена асимметрия ступеней генерации на BAX для различных длин джозефсоновских контактов при различной температуре. Основной причиной, приводящей к наблюдаемой асимметрии, является несимметричное распределение тока смещения вблизи бикристаллической границы, возникающее вследствие анизотропии кристаллов.

На протяжении многих лет высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) с сильной анизотропией были и остаются объектом интенсивных исследований. Асимметрии характеристик джозефсоновских контактов на основе ВТСП уделяется значительное внимание [1, 2]. Режим движения магнитных вихрей вдоль бикристаллической границы является актуальной темой для низкотемпературных контактов [3, 4], в то время как для ВТСП она исследована слабо.

Экспериментальные результаты

Для экспериментального исследования были получены образцы распределенных джозефсоновских контактов на основе YBaCuO плёнок на бикристаллических фианитовых подложках. Образцы были изготовлены с помощью магнетронного напыления [5]. На основе предыдущих экспериментов [6] было принято решение об увеличении толщины пленки до 0.6 мкм. В результате удалось получить значение плотности критического тока 93–230 кА/см², а отношение $I_cR_n = 0.8-1.96$ мВ (для температуры T = 6 K). Таким образом, увеличение толщины пленки позволило приблизиться к предельно достижимым характеристикам [7,8].

На рисунке 1 показаны ВАХ для образца длиной 350 микрон при различных значениях внешнего магнитного поля, создаваемого током *I*_{CL} через соленоид. На графике виден резонансный режим, определяемый "ступенями" тока различной высоты

и положения $V_{\rm vs}$ по напряжению. Эти ступени возникают вследствие распространения флаксонов от одного края к другому, и их положение напрямую определяется соотношением равенства скоростей: $u = (V_{\rm dc} / cd\mu_0 H_{\rm e})c$, где $V_{\rm dc}$ – это напряжение на контакте, $H_{\rm e}$ – внешнее магнитное поле, перпендикулярное границе кристалла, c – скорость распространения электромагнитных волн в контакте, d – эффективная магнитная толщина барьера. В таком случае напряжение, соответствующее вершине ступени, определяется выражением $V_{\rm vs} \approx (cd\mu_0)H_{\rm e} \approx \approx (cd\mu_0)nI_{\rm CL}$, где n – число витков катушки на единицу длины.



Рисунок 1. Режим бегущих волн в джозефсоновском контакте в зависимости от тока в катушке. Стрелками отмечены вершины ступеней генерации.

На рисунке 2 построена зависимость положения ступеней генерации $V_{\rm vs}$ от магнитного поля для различного направления движения флаксонов,

определяющегося знаком тока питания и внешнего поля. Видно, что кривые смещены по напряжению. Это объясняется внутренней асимметрий исследуемых структур, связанной с анизотропией кристаллов [6, 9].



Рисунок 2. Зависимость положения резонансных ступеней от внешнего поля (тока через катушку) для различного направления движения волны.

Другой показательной характеристикой является зависимость дифференциального сопротивления на вершине ступени от положения ступени, поскольку для низкотемпературных контактов было показано, что наклон ступени (сопротивление) напрямую связан с излучаемой мощностью [10, 11]. На рисунке 3 видно, что для различных направлений движения вихрей зависимость R_d от V_{vs} различна, что говорит об асимметричных излучательных свойствах образца, определяемых внутренними особенностями бикристаллических контактов, а также геометрией образца.



Рисунок 3. Дифференциальное сопротивление на вершине ступени в зависимости от положения ступени для температуры T = 6 K.

Выводы и обсуждение

Таким образом, были экспериментально исследованы образцы длинных джозефсоновских контак-

тов на основе YBCO ВТСП. Для поля порядка 0.2 Гс на ВАХ обнаружены асимметричные ступени генерации.

Анализ результатов и сравнение с предыдущей работой [6] свидетельствуют о правильности сделанных выводов относительно транспортных свойство контактов на основе высокотемпературных сверхпроводников и основной причины, приводящей к наблюдаемой асимметрии [9].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 15-02-05869) и МОН (грант 3.2054.2014/К).

- D. Dimos, P. Chaudhari, J. Mannhart, F.K. LeGoues // Phys. Rev. Lett., V. 61, 219 (1988).
- R. Monaco, V.P. Koshelets, A. Mukhortova, and J. Mygind // Supercond. Sci. Technol., V. 26, 055021 (2013).
- T. Nagatsuma, K. Enpuku, K. Sueoka, K. Yoshida. and F. Irie // J. Appl. Phys., V. 58, 441 (1985).
- V.P. Koshelets, A. Shchukin, I.L. Lapytskaya, and J. Mygind // Phys. Rev. B, V. 51, 6536 (1995).
- Д.В. Мастеров, С.А. Павлов, А.Е. Парафин, Ю.Н. Дроздов // ЖТФ, т. 77, вып. 10, с. 109–113 (2007).
- L.S. Revin, A.V. Chiginev, A.L. Pankratov, D.V. Masterov, A.E. Parafin, G.A. Luchinin, E.A. Matrozova, and L.S. Kuzmin // J. Appl. Phys., V. 114, 243903 (2013).
- Y.M. Zhang // PhD thesis, ISBN 91-7032-888-9, Department of Goteborg (1993).
- D. Winkler, Y.M. Zhang, P.A. Nilsson, E.A. Stepantsov, and T. Claeson // Phys. Rev. Lett. V. 72, 1260 (1994).
- M.Yu. Kupriyanov, M.M. Khapaev, Y.Y. Divin, and V.N. Gubankov // JETP Letters, V. 95 (6), 289 (2012).
- E.A. Matrozova, A.L. Pankratov, and L.S. Revin // J. Appl. Phys., V. 112, 053905 (2012).
- K. Yoshida, T. Nagatsuma, K. Sueoka, K. Enpuku, and F. Irie // IEEE Trans. Magn., V. 21, 899 (1985).

Динамические процессы в распределенных магнитных джозефсоновских структурах

В.И. Ружицкий¹, Н.В. Кленов^{1, 3}, И.И. Соловьев^{2, 3}

1 МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, 119991. 2 МГУ им. М.В. Ломоносова, НИИ ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, 119991. 3 ФГУП НИИ Физических проблем им. Ф.В. Лукина, Москва, Зеленоград, проезд 4806, дом 6, 124460.

В данной работе мы исследовали процессы растекания тока в распределенных магнитных джозефсоновских гетероструктурах с областью слабой связи, существенно неоднородной в направлении, перпендикулярном направлению протекания тока. Как известно, такие структуры позволяют создавать φ- и 0-π контакты, на основе которых могут быть реализованы быстрые сверхпроводниковые элементы памяти [1, 2]. В данной работе мы проанализировали динамику процессов «Записи» и «Считывания» в ячейке памяти, созданной с использованием распределенного магнитного джозефсоновского перехода; определили характерные времена для таких операций и исследовали проблему диссипации энергии в таком устройстве.

Введение

Создание быстрой и энергоэффективной джозефсоновской памяти - весьма актуальная для современной криоэлектроники задача, на решение которой брошены немалые силы. И одно из перспективных направлений исследований в этой области связано с использованием бистабильных джозефсоновских элементов. Примером базового элемента ячейки памяти с интересными свойствами здесь является так называемый фи-контакт на основе джозефсоновских гетероструктур с магнитными (F) слоями в пространственно неоднородной (за счет, например, переменной толщины упомянутых F-слоев) области слабой связи (см. рисунок 1а) [1-3]. Отметим, что ток-фазовая зависимость такого бистабильного контакта должна удовлетворять ряду требований: требованию 2π-периодичности; требованию обращения джозефсоновской фазы ψ элемента в целом в ноль при нулевом протекающем через систему сверхтоке Is=0; требованию антисимметрии относительно нуля в отсутствие внешнего магнитного поля. В общем случае ток-фазовую зависимость (ТФЗ) для джозефсоновского перехода можно записать в виде:

$$I_{s}(\psi) = \sum_{m} I_{c}A_{m} \sin(m\psi) + \sum_{m} I_{c}B_{m} \cos(m\psi), (\phi 1)$$

причем косинусоидальные компоненты возникают только во внешнем магнитном поле. Численный анализ процессов в распределенной бистабильной джозефсоновской структуре, для которой результирующий вид ТФЗ описывается выражением (ф1), и составил содержание данной работы.

Модель

Вслед за статьями [2, 3] будем считать, что плотность критического тока в рассматриваемой распределенной джозефсоновской структуре скачком меняет знак в точке с координатой x=0 (здесь все размеры В направлении, перпендикулярном направлению протекания сверхтока, нормированы на джозефсоновскую длину $\lambda_{\rm I}$). Такой джозефсоновский переход для анализа мы представляем в виде цепочки из π- и 0-контактов (то есть контактов с отрицательными и положительными величинами критических токов соответственно), соединенных малой индуктивностью (нормированная величина которой *l*~10⁻³), используя для моделирования дискретное уравнение синус-Гордона:

$$\ddot{\varphi}_n + \alpha \dot{\varphi}_n - (\varphi_{n-1} - 2\varphi_n + \varphi_{n+1})/l + (\phi 2)$$
$$+ j_C \sin \varphi_n = i_n,$$



Рисунок 1. Схематическое изображение рассматриваемой джозефсоновской структуры и зависимость основного коэффициента перед косинусом от безразмерного магнитного потока, приходящегося на одну ячейку. Здесь *N*=80, то есть полный размер контакта *L*/*λ*_J ~ 2.5; *A*₁~0.2, *A*₂~-0.5.

где ф – джозефсоновская фаза *n*-го точечного контакта, α – безразмерное затухание в системе, *j*_C – безразмерные плотности криотоков. Данная система уравнений была численно разрешена для всех требуемых значений токов *i*_n, и для каждого значения протекающего через систему тока Is было позначение установившейся лучено средней зы: $\psi = \sum_{n=1}^{N} \varphi_n / N$, что дало нам результирующую ТФЗ $I_{s}(\psi)$ элемента в целом. Полученная ТФЗ была аппроксимирована первыми шестью синусоидальными/косинусоидальными гармониками с высокой точностью (среднее квадратичное отклонение <0.001). Поведение наиболее важных компонент ТФЗ в приложенном магнитном поле, создающем поток в одну ячейку фе, представлено на рис. 16. В полном согласии с работами [1-3] джозефсоновская гетероструктура с магнитными слоями в пространственно неоднородной области слабой связи окажется бистабильным элементом, лишь если размеры 0- и л-частей сравнимы друг с другом и λι.

Обсуждение результатов и операция «Запись»

Прикладывая к рассматриваемому бистабильному распределенному джозефсоновскому элементу импульсы магнитного поля, можно перевести систему в определенное состояние «0» или «1», ассоциируемое с левой или правой ямами джозефсоновского потенциала соответственно. На рисунке 2 продемонстрирован такой переход между состояниями «1» и «0», что можно трактовать как реализацию прототипа операции «Запись» в исследуемой ячейке памяти. Обратим внимание на то, что характерное время такой операции определяется джозефсоновскими процессами и, как следствие, на много порядков меньше времени записи в типичных криогенных магнитных ячейках памяти, что позволяет использовать бистабильный фи-контакт в качестве перспективного элемента сверхбыстрых оперативных запоминающих устройств (ОЗУ). Характерное время для операции «Считывание» в подобных системах с двумя значениями величины критического тока также по порядку величины задается обратной характерной джозефсоновской частотой ($\omega_{\rm C}$)⁻¹. Оптимальное для осуществления записи за минимальное время с «минимальными усилиями» соотношение между длительностью управляющего импульса и его амплитудой представлено на вставке к рисунку 3.



Рисунок 2. Джозефсоновская энергия бистабильного элемента и эволюция джозефсоновской фазы (проиллюстрированная также и левой вставкой) под действием приведенного на правой вставке импульса магнитного потока при реализации операции «Запись».

При этом рассчитанная диссипация энергии в рассматриваемом процессе, также представленная на рисунке 3, демонстрирует достижимую высокую энергоэффективность ячейки памяти: менее единицы характерной джозефсоновской энергии (составляющей порядка 10⁻¹⁹ Дж) на одну операцию.

Работа поддержана в рамках проектов РФФИ 14-02-90018-бел_а, 14-02-31002-мол_а, 15-32-20362мол_а_вед и гранта Минобрнауки РФ № 14.616.21.0011 и МК-1841.2014.2.



Рисунок 3. На вставке: зависимость минимальной требуе-

мой для записи амплитуды управляющего импульса от длительности импульса. Для оптимальных параметров (в частности – в точках, обозначенных цифрами 1–5) представлена зависимость величины диссипации на одну операцию. Параметры элемента: *L*/λ_J ~ 2.5; *A*₁~0.2, *A*₂~-0.5.

- A. Buzdin, A.E. Koshelev // Phys. Rev. B, V. 67, 220504 (2003).
- E. Goldobin, H. Sickinger, M. Weides et al. // Appl. Phys. Lett., V. 102, 242602 (2013).
- I.I. Soloviev, N.V. Klenov, S.V. Bakurskiy et al. // Appl. Phys. Lett., V. 242601 (2014).

Верхнее критическое поле и локализованная сверхпроводимость в системах сверхпроводник/ферромагнетик с доменной структурой при низких температурах

Д.А. Рыжов^{1,2*}, П.М. Марычев^{1,2}, А.С. Мельников^{1,2}

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, дер. Афонино, 607680.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

* ryzhov@ipmras.ru

Исследовано зарождение сверхпроводящего состояния в планарной системе сверхпроводник-ферромагнетик с доменной структурой в отсутствие эффекта близости. На основе линеаризованных уравнений Узаделя рассчитана зависимость верхнего критического магнитного поля системы от температуры. Рассмотрены возможные типы фазовых диаграмм на плоскости «внешнее магнитное поле – температура» и определены условия их реализации. Подробно исследовано несколько характерных ферромагнетика, периодическая доменная структура, магнитная наночастица.

В работе рассчитывается зависимость критической температуры T_c перехода в сверхпроводящее состояние от величины однородного внешнего магнитного поля H для планарной гетероструктуры сверхпроводник-ферромагнетик (SF). Сверхпроводящая и ферромагнитная подсистемы разделены тонким слоем изолятора, исключающим обменное взаимодействие между подсистемами. Таким образом, ферромагнетик влияет на сверхпроводник исключительно через поля рассеяния, индуцированные неоднородным распределением намагниченности. Рассматриваются сверхпроводящие плёнки с s-типом спаривания.

Теоретическая модель

В тонких сверхпроводящих плёнках, как правило, длина свободного пробега ℓ оказывается меньше длины когерентности ξ. Для описания сверхпроводящего перехода таких «грязных» плёнок мы используем линеаризованное уравнение для аномальной функции Грина F_ω:

$$-\frac{D}{2}\left(\nabla -\frac{2ie}{\hbar c}\vec{A(r)}\right)^2 F_{\omega} + |\omega|F_{\omega} = \Delta(\vec{r}) \quad (1)$$

вместе с уравнением самосогласования для сверх-проводящей щели Δ

$$\vec{\Delta(r)} \ln \frac{T_{c0}}{T_c} = \pi T_c \sum_{\omega} \left(\frac{\Delta}{|\omega|} - F_{\omega} \right).$$
(2)

Здесь D – коэффициент диффузии, A – векторный потенциал, $\omega = \pi T_c(2n+1)$ – мацубаровская частота (*n* – целые числа), T_{c0} – критическая температура в отсутствие магнитных полей. Сверхпроводящая плёнка предполагается достаточно тонкой, чтобы в ней можно было пренебречь зависимостью от координаты z поперёк плёнки как сверхпроводящей щели, так и векторного потенциала. Произведя замену $F_{\omega} = \Delta/(|\omega|+E)$, мы получим уравнение, определяющее критическую температуру

$$\ln\frac{T_{c0}}{T_c} = \psi\left(\frac{1}{2}\right) - \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{E}{2\pi T_c}\right), \qquad (3)$$

где ψ – дигамма-функция, а Е – есть минимальная энергия локализованного состояния, определяемая решением уравнения Шредингера

$$-\frac{D}{2}\left(\nabla -\frac{2ie}{\hbar c}\vec{A(r)}\right)^{2} \vec{\Delta(r)} = E \vec{\Delta(r)}.$$
 (4)

Хотя уравнение, аналогичное уравнению (4), применялось и ранее для определения критической температуры ($E \sim (1-T_c/T_{c0})$) в рамках теории Гинзбурга–Ландау (см. обзор [1]) вблизи T_{c0} , система (3), (4) позволяет описать линию фазового перехода во всём диапазоне температур вплоть до T = 0.



Рисунок 1. Зависимости T_c(H) для случаев: уединённой доменной стенки в толстой ферромагнитной плёнке (а), периодической доменной структуры с w = 2.4 L, где L² = Φ_{0/}(2πB₀) (б), и магнитной наночастицы, расположенной на различной высоте h (указаны значения в единицах L) (в).

Результаты и обсуждение

На рисунке 1 представлены зависимости T_c(H) для некоторых характерных примеров SF систем.

Для уединённой доменной стенки в толстой ферромагнитной плёнке ($B_z(x) = H + B_0 sign(x)$) в зависимости от значения параметра $a = B_0 D/(\Phi_0 T_{c0}) \approx 0.28 B_0/H_{c2}(T=0)$ реализуются различные типы перехода в состояние возвратной сверхпроводимости (рис. 1а). Здесь и далее В₀максимальное значение поля рассеяния, Фо-квант магнитного потока. В случае слабого магнетика (*a*<*a*_c) существует диапазон температур, когда сверхпроводимость существует в отсутствие внешнего поля; при увеличении параметра а этот диапазон сужается, и при *а*>*a*_c сверхпроводимость при H=0 отсутствует во всём диапазоне температур. Значение ас определяется выражением

$$a_c = \frac{2}{\pi} \exp\left(\psi\left(\frac{1}{2}\right)\right) \frac{\Phi_0 E(H=0)}{B_0 D}.$$
 (5)

В случае периодической доменной структуры $(B_z(x) = H+B_0 \sin(\pi x/w))$ для достаточно сильных магнетиков область возвратной сверхпроводимости претерпевает «разрыв»: при T = 0 существует диапазон значений внешнего магнитного поля, при которых сверхпроводимость не возникает (рис. 1б), хотя при полях как меньших, так и больших указанного диапазона сверхпроводимость появляется. Критическое значение параметра *a*, при котором происходит такая трансформация фазовой диаграммы, зависит как от конкретной формы зависимости $B_z(x)$, так и от периода доменной структуры *w*. Кроме планарных ферромагнитных систем с доменной структурой, также была рассмотрена система из сверхпроводящей плёнки и ферромагнитной наночастицы с перпендикулярной намагниченностью, расположенной на высоте h над сверхпроводящей плёнкой. С ростом параметра h/L (ростом как геометрической высоты, так и поля B₀) растет число осцилляций температуры перехода в области слабых отрицательных приложенных полей. Это связано с увеличением магнитного потока, проходящего через сверхпроводник под диполем и соответственно с увеличением диапазона, возможных значений завихренности (магнитного квантового числа) т для сверхпроводящих зародышей.

Предложенный в работе подход обобщает результаты, полученные ранее в рамках теории Гинзбурга–Ландау [2,3], на случай низких температур.

Работа была выполнена при частичной поддержке РФФИ и гранта – соглашения от 27 августа 2013 г. № 02.В.49.21.0003 между МОН РФ и ННГУ.

- A.Yu. Aladyshkin, A.V. Silhanek, W. Gillijns, V.V. Moshchalkov // Superconductor Science and Technology, V. 22, 053001 (2009).
- A.Yu. Aladyshkin, A.I. Buzdin, A.A. Fraerman, A.S. Mel'nikov, D.A. Ryzhov, and A.V. Sokolov // Physical Review B, V. 68, 184508 (2003).
- A.Yu. Aladyshkin, A.S. Mel'nikov, D.A. Ryzhov // J. Phys.: Condens. Matter, V. 15, 6591 (2003).

Upper critical field and localized superconductivity in the presence of large-scale inhomogeneities of impurity scattering

D.A. Savinov^{1,2*}, A.A. Kopasov^{1,2}, A.S. Mel'nikov^{1,2}

1 Institute for Physics of Microstructures of the RAS, GSP-105, Nizhni Novgorod, Russia, 603950.

2 Lobachevsky State University of Nizhni Novgorod, Nizhni Novgorod, Russia, 603950. savinovda@ipm.sci-nnov.ru

On the basis of modified Ginzburg–Landau theory we have investigated the order-parameter (OP) nucleation and critical temperature T_c of disordered superconductors in strong magnetic fields H. Using both the variational method and numerical simulations, we have calculated the dependencies of T_c versus H in a bulk superconductor for several model distributions of a diffusion coefficient, which result in qualitative changes in the phase-transition line $T_c(H)$: the inhomogeneities of the diffusion coefficient lead to crossover between two different types of OP nucleation (low-field regime and high-field regime) which is responsible for a formation of upward curvature of $T_c(H)$. The crossover can occur at temperatures close to T_{co} and strongly depends on the scale of the defects.

According to a standard textbook picture, the phasetransition line $H_{c2}(T)$ of a bulk superconductor displays downward curvature. In the vicinity of T_{c0} this dependence can be described by the linear function:

$$H_{c2} = \overline{H}_{c2}^{(0)} [1 - T/T_{c0}], \qquad (1)$$

where $\overline{H}_{c2}^{(0)} = \Phi_0 / (2\pi \overline{\xi}_0^2)$, Φ_0 is the flux quantum, $\overline{\xi}_0 \propto \sqrt{D}$ is the superconducting coherence length in a dirty limit, and *D* is the diffusion coefficient. While

the decrease in temperature the inhomogeneities in the diffusion coefficient, which can be, e.g., a natural consequence of the fluctuations in the impurity distribution, can result in the modification of the phase-transition line $H_{c2}(T)$. The modification of the $H_{c2}(T)$ curve will reflect the type of inhomogeneity and its length scale. These inhomogeneities are produced by the mesoscopic fluctuations of the order papameter (OP) which result in a random distribution of the diffusion coefficient. The role of small-scale inhomogeneities of diffusion coefficient (which are smaller than \overline{X}) and \overline{X} .

 ξ_0) on $H_{c2}(T)$ has been previously studied in series of theoretical works (see, e.g., [1–3]). As a result, an anomalous upward curvature of the upper critical field for temperatures closed to zero has been found out. It was a direct explanation of the experimental data obtained in [4].

In the present work we analyze the effect of a largescale inhomogeneities of diffusion coefficient on the dependence $H_{c2}(T)$. We consider the well-defined distribution of D with the characteristic scale larger than $\overline{\xi}_0$. Within this problem one can observe the upward curvature of $H_{c2}(T)$ at temperatures close to T_{c0} . We suggest a simple variational procedure which allows us to get an approximate solution of a linearized Ginzburg-Landau equation, describing $H_{c2}(T)$ in a bulk disordered superconductor for some model distributions of the diffusion coefficient $D(\mathbf{r}) \propto \xi_0^2(\mathbf{r})$. The superconducting critical temperature T_c can be routinely determined from the variational problem of modified Ginzburg-Landau functional:

$$1 - \frac{T_c}{T_{c0}} = \min\left\{\frac{\int \xi_0^2(\mathbf{r}) \{\mathbf{v}^2(\mathbf{r}) f^2(\mathbf{r}) + [\nabla f(\mathbf{r})]^2 \} d^3 \mathbf{r}}{\int f^2(\mathbf{r}) d^3 \mathbf{r}}\right\},\$$

where $\mathbf{v}(\mathbf{r}) = \nabla \Theta(\mathbf{r}) + 2\pi \mathbf{A}(\mathbf{r})/\Phi_0$, $f(\mathbf{r})$ and $\Theta(\mathbf{r})$ are the absolute value and the phase of the OP, and $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ is the vector potential. Here we introduce the dependence of ξ_0 on the coordinates to describe disorder effects on $H_{c2}(T)$. Further we consider two simple examples of the distribution of $\xi_0^2(\mathbf{r})$, reflecting the presence of a single defect with the characteristic scale larger than $\overline{\xi}_0$:

and

$$\xi_0^2(\mathbf{r}) = \overline{\xi}_0^2 - \left(\overline{\xi}_0^2 - \xi_d^2\right) \exp\left(-\beta \varsigma^2\right)$$
(2)

$$\xi_0^2(\mathbf{r}) = \xi_d^2 + \left(\overline{\xi}_0^2 - \xi_d^2\right) \frac{\beta \varsigma^2}{1 + \beta \varsigma^2}, \qquad (3)$$

where $\xi_1 > \xi_2$, $\zeta = x$ for one-dimensional (1D) case $(-\infty < x < \infty)$ and $\zeta = r$ for two-dimensional (2D) case $(0 < r < \infty)$, β^{-2} is a characteristic length scale of the distributions (2) and (3). The typical plots of these dependences are schematically depicted in Fig. 1 by solid line.

Considering the trial function $f(\mathbf{r})$ in the Gaussian form with a single variational parameter, we carry out the variational procedure and derive the dependence of the critical field H_{c2}^* of OP nucleation versus dimensionless temperature $t = T/T_{c0}$.



Fig. 1. Schematic view of a model distribution $\xi_0^2(\mathbf{r})$ in 1D and 2D cases for $\zeta = x$ (where $-\infty < x < \infty$) and $\zeta = r$ (where $0 < r < \infty$), respectively (solid line). The typical plots of trial functions $f(\mathbf{r})$ are also presented by dashed lines.

In particular, the typical plots of the phase-transition line $H_{c2}^{*}(t)$ are presented in Fig. 2 by solid lines for the 1D model distribution (2), $\eta = 10$, and b = 0.001, 0.005, 0.01, where $\eta = \xi_1 / \xi_2$ and $b = \beta \xi_2^2$. Our analytical findings based on the variational procedure are in a good agreement with direct numerical simulations (see the dashed lines in Fig. 2).



Fig. 2. The typical plots of the dependence h(t) case for $\eta = 10$ and b = 0.001, 0.005, 0.01, where $h = H_{c2}^* / H_{c2}^{(d)}$ and $H_{c2}^{(d)} = \Phi_0 / (2\pi\xi_d^2)$ The solid lines show the results of our variational calculations, while the dashed lines correspond to our numerical simulations. The phase-transition lines are calculated within 1D case, using the model distribution (2) for $\zeta = x$.

We now briefly discuss the intriguing behavior of the phase-transition lines calculated above. The dependencies $H_{c2}^{*}(t)$ reveals an upward curvature instead of conventional linear dependence which can be derived in the framework of Ginzburg-Landau theory with a homogeneous coherence length. Analyzing the dependence $H_{c2}^{*}(t)$, we separate two different regimes: (i) low-field regime when $H_{c2}^{*}(t) = \overline{H}_{c2}^{(0)}(1-t)$ and (ii) high-field regime when $H_{c2}^{*}(t) = H_{c2}^{(d)}(1-t)$, where $H_{c2}^{(d)} = \Phi_0 / (2\pi\xi_d^2)$. Thus, the inhomogeneous distribution of the diffusion coefficient is shown to result in qualitative changes in $H_{c2}^{*}(t)$: the balance between two different regimes leads to the crossover between these two types of OP nucleation. The crossover occurs at all temperatures above zero, strongly depends on the scale of the defects, and results in the upward convexity of the phase-transition line.

We think that the consideration presented above may be useful to interpret the experimental data for superconductors, containing large-scale defects which, of course, appear to be more effective for vortex pinning.

This work was supported by the Dynasty Foundation, the Russian Foundation for Basic Research, and by the grant (the agreement of August 27, 2013 number 02.B.49.21.0003 between The Ministry of education and science of the Russian Federation and Lobachevsky State University of Nizhni Novgorod).

References

- E.V. Thuneberg // J. of Low Temp. Phys., V. 62, 27 (1985).
- B. Spivak and F. Zhou // Phys. Rev. Lett., V. 74, 2800 (1995).
- V.M. Galitski and A.I. Larkin // Phys. Rev. Lett., V. 87, 087001 (2001).
- S. Okuma et al. // J. Phys. Soc. Jpn., V. 52, 3269 (1983); A.F. Hebard and M.A. Paalanen // Phys. Rev. B, V. 30, 4063 (1984); also A. P. Mackenzie, et al. // Phys. Rev. Lett., V. 71, 1238 (1993); M.S. Osofsky et al. // Phys. Rev. Lett., V. 71, 2315 (1993).

Экранирующие свойства гибридных структур сверхпроводник/ферромагнетик/ сверхпроводник в окрестности 0-л перехода

А.В. Самохвалов^{1*}, А.И. Буздин²

1 Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород. 2 Institut Universitaire de France and Universite Bordeaux, LOMA, France.

*samokh@ipm.sci-nnov.ru

Теоретически изучено поведение гибридных джозефсоновских структур сверхпроводник(S)/ферромагнетик(F)/сверхпроводник с тонкими (порядка сверхпроводящей длины когерентности) S-слоями в окрестности фазового перехода между 0 и π состояниями, отличающимися поведением волновой функции куперовских пар в ферромагнетике. Показано, что $0-\pi$ переход при изменении температуры происходит по типу фазового перехода первого рода и сопровождается аномальной температурной зависимостью эффективной глубины проникновения магнитного поля $\lambda(T)$, когда с понижением температуры наблюдается скачкообразное увеличение λ и ухудшение экранирующих свойств SFS-структуры.

Гибридные SF-структуры с эффектом близости являются удобным объектом для изучения различных фазовых переходов, вызванных взаимодействием двух конкурирующих параметров порядка: сверхпроводящего (S) и ферромагнитного (F) [1]. Фундаментальным проявлением совместного влияния эффекта близости и обменного взаимодействия между F- и S-подсистемами является появление в ферромагнетике сверхпроводящих корреляций, амплитуда которых затухает и осциллирует в направлении, перпендикулярном SF-границе. Пространственные осцилляции амплитуды парной волновой функции приводят к различным проявлениям эффекта соизмеримости между периодом осцилляций и толщиной Fслоя, которые так или иначе связаны с интересным явлением *п*-сверхпроводимости – установлению нетривиальной разности фаз π между соседними сверхпроводящими слоями. Экспериментально переход между 0- и *п*-состояниями джозефсоновской SFSструктуры определяют по заметному подавлению критического тока I_c [2]. Особенности эффекта близости на SF-границе приводят также к аномальному поведению экранирующих свойств гибридных структур: немонотонной зависимости эффективной длины проникновения магнитного поля от толщины F-слоя [3], парамагнитному эффекту Мейснера [4] и ЛОФФ неустойчивости в плоскости слоев [5]. Проведенный в работе [6] анализ показал, что $0-\pi$ переход SFSконтакта с однородным диффузным F-барьером определяется знаком амплитуды второй гармоники I₂ ток-фазового соотношения и является фазовым переходом первого рода, поскольку обычно $I_2 > 0$. Существование фазовых переходов первого рода между 0- и π-состояниями характерно также для диффузных FSF-структур [7]. Самосогласованные расчеты баллистической SFS-структуры с использованием уравнений Боголюбова-ДеЖена показали существование скачка амплитуды парной волновой



Рисунок 1. Качественный вид распределения волновой функции куперовских пар в трехслойной SFS-структуре. (а) Для четной моды F(-x) = F(x) (0 – фаза) и в силу симметрии производная $\partial_x F(x=0) = 0$. (b) Для нечетной моды $F(-x) = -F(x) = F(x) \exp(i\pi)$ (π – фаза) и в центре ферромагнитного слоя обращается в нуль сама функция F.

функции и энтропии системы при температуре фазового $0 - \pi$ перехода [8]. Экспериментальное подтверждение существования $0 \rightarrow \pi$ фазового перехода первого рода в диффузной SFS-структуре Nb/PdNi/Nb с тонкими S-слоями было получено недавно в работе [9], где было обнаружено аномальное увеличение эффективной глубины проникновения магнитного поля $\lambda(T)$ при понижении температуры T и предложена модель, объясняющая подобную аномалию $0 - \pi$ переходом первого рода.

В докладе изучены термодинамические проявления температурного $0-\pi$ перехода на примере трехслойной диффузной SFS-структуры с тонкими сверхпроводящими слоями (толщиной порядка сверхпроводящей длины когерентности ξ_s), когда при отсутствии барьера на SF-границе эффект близости может вызвать заметное подавление сверхпроводящего параметра порядка Δ в S-слоях. Для анализа используются микроскопические уравнения Узаделя, применимые в случае «грязных» систем с диффузным типом проводимости [1]. В случае состояния 0-типа Том 1



Рисунок 2. Фазовая диаграмма SFS-структуры на плоскости переменых (T, d_f)[$d_s = 2\xi_s$, $\sigma_f / \sigma_s = 0.12$, $\xi_s / \xi_f = 3$, $h\tau_s = 5$].

амплитуда парной волновой функции $\psi = \Delta \exp(i\theta)$ является четной функцией координаты x в F-слое (рис. 1а), в то время как π-состояние характеризуется изменением знака Д, эквивалентное появлению фазового сдвига *п* между волновыми функциями Sслоев (рис. 1b). Эффект близости на SF-границах приводит к частичному или полному подавлению сверхпроводимости в S-слоях, а величина эффекта зависит от структуры парной волновой функции, т.е. от типа состояния, которое устанавливается в SFSструктуре. В результате равновесные значения сверхпроводящего параметра порядка для 0- и πсостояний оказываются различными $(\Delta_0(T) \neq \Delta_{\pi}(T))$, что проявляется в отличии эффективной глубины проникновения магнитного поля: $\lambda_0(T) \neq \lambda_{\pi}(T)$. Для температур, близких к критической $T_c^{0,\pi}$, получено разложение Гинзбуга–Ландау

$$F_{GL}^{0,\pi}(T) = E_0 \left[a^{0,\pi} \frac{T - T_c^{0,\pi}}{T_c^{0,\pi}} \Delta^2 + \frac{b^{0,\pi}}{2} \Delta^4 \right],$$

где коэффициенты $a^{0,\pi}, b^{0,\pi}$ зависят от параметра распаривания $\Omega_{0,\pi}(T, \sigma_{s,f}, \xi_{s,f}, h, \tau_s)$ из-за эффекта близости, где $\xi_s = \sqrt{D_s/2\pi T_{c0}}$, $\xi_f = \sqrt{D_f/h}$, h -обменное поле, τ_s^{-1} – частота магнитного рассеяния, $\sigma_{s(f)}$, $D_{s(f)}$ – проводимость и коэффициент диффузии S (F) металла в нормальном состоянии. Выполнены расчеты свободной энергии 0-и π -состояний

$$E^{0,\pi}(T) = -E_0 \frac{\left[a^{0,\pi}(T - T_c^{0,\pi}) / T_c^{0,\pi}\right]}{2b^{0,\pi}}$$

и вычислена температура T_0 фазового перехода первого рода между 0- и π -состояниями:

$$\frac{T_c^0 - T_0}{T_c^{\pi} - T_0} = \frac{a^{\pi} T_c^0}{a^0 T_c^{\pi}} \sqrt{\frac{b^0}{b^{\pi}}}$$

На рис. 2 приведена типичная фазовая диаграмма SFS-структуры на плоскости параметров (температура T – толщина F-слоя d_f) для температур $T \sim T_c^0 \approx T_c^\pi$.

Если $d_f \le d_f^*$, а $T_c^0 \ge T_c^{\pi}$, то при понижении температуры *T* ниже T_c^0 система переходит из нормально-



Рисунок 3. (а),(b) Температурные зависимости параметров SFS-структуры при $0-\pi$ переходе. (c) Зависимость величины скачка Δ от толщины слоя ферромагнетика d_t .

го состояния в сверхпроводящее (0-фаза), а при $T = T_0$ происходит переход из 0- в π -состояние, который сопровождается скачком энтропии

$$\frac{S^{\pi}(T_0)}{S^0(T_0)} = \frac{T_c^0 - T_0}{T_c^{\pi} - T_0} > 1$$

и выделением соответствующей скрытой теплоты $Q = T_0 \Big[S^{\pi}(T_0) - S^0(T_0) \Big] > 0$, а также скачком сверх-проводящего параметра порядка

$$\Delta_{\pi}^{2}(T_{0}) = \Delta_{0}^{2}(T_{0})\sqrt{\frac{b^{0}}{b^{\pi}}} .$$

На рис. З приведены температурные зависимости сверхпроводящего параметра порядка $\Delta(T)$ и глубины проникновения магнитного поля $\lambda(T) \sim 1/\Delta(T)$. Возвратное поведение сверхпроводящего параметра порядка $\Delta(T)$ при $0-\pi$ переходе означает резкое увеличение эффективной глубины проникновения магнитного поля $\lambda(T)$ и ухудшение экранирующих свойств SFS-структуры, которое наблюдалось в эксперименте [9].

Работа частично поддержана РФФИ (грант № 15-02-04116а), программами РАН «Актуальные проблемы физики низких температур», «Электронный спиновый резонанс, спинзависящие электронные эффекты и спиновые технологии» и грантом № 02.В.49.21.0003 МОН РФ и ННГУ.

- 1. A.I. Buzdin // Rev. Mod. Phys. 77, 935 (2005).
- V.V. Ryazanov, et al. // Phys. Rev. Lett. 86, 2427 (2001).
- T. Lemberger, et al. // J. Appl. Phys. 103, 7C701 (2008); M. Houzet, J. Meyer // Phys. Rev. B 80, 12505 (2009).
- F.S. Bergeret, et al. // Phys. Rev. B 64, 134506 (2001).
- 5. S. Mironov et al. // Phys. Rev. Lett. 109, 237002 (2012).
- 6. A.I. Buzdin // Phys. Rev. B 72, 100501 (2005).
- 7. S. Tollis // Phys. Rev. B 69, 104532 (2004).
- P.H. Barsic, et al. // Phys. Rev. B 73, 144514 (2006); 75, 104502 (2007).
- 9. N. Pompeo, et al. // Phys. Rev. B 90, 064510 (2014).

Туннелирование Ландау–Зинера в квантовых джозефсоновских цепях

М.В. Денисенко, А.М. Сатанин*

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Н.Новгород, 603950 *sarkady@mail.ru

Представлен обзор современного состояния теоретических и экспериментальных исследований туннелирования Ландау– Зинера (ЛЗ). В частности, обсуждаются эксперименты, позволяющие наблюдать временные зависимости населенностей уровней в процессе туннелирования (time-resolved measurement of Landau–Zener tunneling). Рассмотрено применение теории ЛЗ для описания переходов в системе взаимодействующих кубитов, реализуемых на основе джозефсоновских квантовых цепей. Изложены также новые результаты расчетов временных зависимостей населенностей кубитов и мезоскопических эффектов в многокубитных системах.

Введение

Если параметры гамильтониана системы медленно (адиабатически) зависят от времени, то его состояния практически не изменяются, за исключением тех случаев, когда происходит пересечение уровней. При пересечениях уровней могут происходить туннельные переходы Ландау–Зинера. Такие переходы приводят к проявлению ряда новых интерференционных эффектов, которые наблюдаются в атомных, молекулярных и твердотельных системах. Туннельные переходы ответственны также за обмен энергией между квантовыми системами.

Теория туннелирования между асимптотическими далекими по времени состояниями была построена в середине тридцатых годов Л.Д. Ландау, С. Зинером, Е. Штюкельбергом и Э. Майорана. Дальнейший вклад в развитие теории внесли А.М. Дыхне, В.Л. Покровский, И.М. Халатников, J.P. Davis, P. Pichukas и многие другие исследователи (см. обзор [1]). В последнее время развитая теория приобрела новое звучание, поскольку было показано, что туннелирование ЛЗ обусловливает квантовые фазовые переходы в сверхтекучей жидкости, играет важную роль в работе адиабатического квантового компьютера и т.д. Недавно была разработана экспериментальная техника, позволяющая наблюдать временные зависимости населенностей уровней системы в процессе туннелирования (time-resolved measurement of Landau–Zener tunneling) [2].

В докладе планируется дать обзор современного состояния проблемы и рассмотреть применение

теории ЛЗ для описания переходов в системе взаимодействующих кубитов, реализуемых на основе джозефсоновских квантовых цепей. Будут изложены новые результаты по расчету временных зависимостей населенностей кубитов и мезоскопическим эффектам в многокубитных системах.

Туннелирование Ландау–Зинера между уровнями кубита

Процессы туннелирования ЛЗ удобно изучать на примере сверхпроводникового кубита, который реализуется экспериментально, например, в виде ниобиевой проволоки, "разорванной" тремя джозефсоновскими переходами. В отсутствие внешних полей, когда эффективный профиль системы представляет собой симметричный двухъямный потенциал, в контуре могут циркулировать незатухающие сверхтоки по и против часовой стрелки, т.е. кубит может находиться в двух диабатических состояниях. Управление состояниями кубита происходит за счет изменения суммарного внешнего магнитного потока. Положения уровней кубита зависят от стационарного магнитного потока и туннельного расщепления. Для манипулирования переходами между состояниями кубита по коаксиальным линиям подается переменное высокочастотное поле большой амплитуды, которое создает дополнительный переменный магнитный поток через контур петли и вызывает переходы между уровнями кубита. Динамика кубита описывается уравнением Шредингера ($\hbar = 1$)

$$i\frac{\partial}{\partial t}|\psi(t)\rangle = H(t)|\psi(t)\rangle , \qquad (1)$$

где
$$H(t) = -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \varepsilon(t) & \Delta \\ \Delta & -\varepsilon(t) \end{pmatrix}$$
, а $\varepsilon(t)$ – функция,

описывающая суммарное приложенное поле. Формальное решение (1) имеет вид:

$$| \Psi(t) > = U(t,0) | \Psi(0) >,$$

где
$$U(t,0) = \hat{T} \exp\left(-i \int_{0}^{t} H(t') dt'\right) -$$
пропагатор.

Адиабатическое приближение

При медленном изменении $\varepsilon(t)$ можно использовать адиабатическое приближение, которое сводится к решению уравнения $H(t) | \phi_+(t) > E_+(t) | \phi_+(t) > .$ При линейном законе сближения $\varepsilon(\tau) = v\tau$ имеет место стандартная теории ЛЗ, которая приводит лля вероятности перехода к выражению:• $P_{IZ} \propto \exp(-\pi\Delta^2/2v)$. Это выражение можно получить также путем аналитического продолжения пропагатора в комплексную плоскость времени, тогда выражение в экспоненте будет определяться ближайшей особой точкой функции $E_{+}(\tau) =$ $=\frac{1}{2}\sqrt{(\nu\tau)^2+\Delta^2}$ в комплексной плоскости. В случае линейного закона дисперсии С. Зинером было получено точное выражение для амплитуды перехода:

$$c_{+}(\tau) = A_{+}D_{-i\frac{\Delta^{2}}{\nu}}\left(\sqrt{2}e^{i\pi/4}\frac{\Delta^{2}}{\nu}\tau\right) + B_{+}D_{-i\frac{\Delta^{2}}{\nu}}\left(-\sqrt{2}e^{i\pi/4}\frac{\Delta^{2}}{\nu}\tau\right)$$

(где $D_{\lambda}(x)$ – функция параболического цилиндра), которая позволяет найти также амплитуду перехода и пропагатор в любой момент времени. В общем случае, когда $\varepsilon(\tau) = \beta \tau^4$, точное решение уравнения (1) отсутствует. При этом функция $E_{\pm}(\tau)$ имеет четыре особые точки, а вероятность перехода для нелинейного сближения определяется выражением: $P_N \propto \sin(c\Delta^{3/2}/|\beta|)\exp(-\Delta^{3/2}/|\beta|)$, где c – некоторая константа. В случае $\varepsilon(\tau) \sim \tau^2$ получается шесть точек и т.д. Важно, что при учете нескольких особых точек появляется предэкспоненциальный множитель, который приводит к дополнительным осцилляциям амплитуды перехода.



Рисунок 1. Рельеф функции $E_{-}(\tau) = 0.5\sqrt{(\beta \tau)^4 + \Delta^2}$ в комплексной плоскости времени. Белые линии соответствуют разрезам, а концы этих линий – особым точкам.

Численное моделирование

Если кубит контролируется произвольной периодической функцией $\varepsilon(t)$ (импульсом электромагнитного поля), то темп переходов будет определяться типом нулей этой функции. Импульсы могут быть «паспортизованы» по особым точкам в комплексной плоскости времени, обусловленными нулями $\varepsilon(t)$. Изменение параметров импульса приводит к движению особых точек в комплексной плоскости и изменению населенностей кубита. В качестве примера выполнено численное моделирование населенности кубита в поле бигармонического сигнала [3-5]. Один из новых эффектов для такого управляющего поля состоит в появлении флуктуаций населенности при изменении параметров кубита.

Работа поддержана грантом РФФИ 14-07-00582 и программой СИ7 02.В.49.21.0003 МОН РФ и ННГУ.

Литература

- S.N. Shevchenko, S. Ashhab, F. Nori // Phys. Rep. 492, 1 (2010).
- 2. Pu Huang et al. // Phys. Rev. X 1, 011003 (2011).
- М.В. Денисенко, А.М. Сатанин // Известия РАН. Серия физическая. 75 (5), 700 (2011).
- A.M. Satanin, M.V. Denisenko, S. Ashhab, F. Nori // Physical Review B. 85, 184524 (2012).
- A.M. Satanin, M.V. Denisenko, A.I. Gelman, and F. Nori // Physical Review B. 90, 104516 (2014).

Том 1

Ограничение фоном NEP приемника одиночных ИК-фотонов на основе SSPD, сопряженных с одномодовым волокном

К.В. Смирнов^{1, 2, 3*}, Ю.Б. Вахтомин^{1, 2}, А.В. Дивочий², А.В. Антипов², Г.Н. Гольцман^{1, 2, 3}

1 Московский педагогический государственный университет, ул. Малая Пироговская, 1, Москва, 119991.

2 ЗАО «Сверхпроводниковые нанотехнологии», ул. Россолимо, 5/22, Москва, 119021.

3 Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000. *smirnov@scontel.ru

Представлены результаты исследования предельно достижимого минимального уровня ложных срабатываний и мощности, эквивалентной шуму, приемника одиночных ИК-фотонов, основанного на сверхпроводниковых детекторах, сопряженных с оптическим одномодовым волокном. Показано, что предельное значение ложных срабатываний определяется фоновой засветкой. Предложен эффективный способ фильтрации фонового излучения вне полосы работы приемника. Продемонстрировано, что при достигнутом значении квантовой эффективности детекторов в 35% для λ =1.55 мкм мощность, эквивалентная шуму, в основном определяется значением темновых срабатываний и составляет 8.9·10⁻¹⁹ Вт-Гц^{1/2}.

Введение

С момента создания сверхпроводниковых однофотонных детекторов ИК-диапазона (SSPD) они были востребованы во множестве применений. Интерес к SSPD определяется, прежде всего, их новыми характеристиками, не достижимыми для традиционных лавинных фотодиодов и фотоумножителей. Вместе с тем, опыт реализации практических приемных устройств на основе SSPD показывает, что одновременное достижение предельных характеристик SSPD не всегда возможно. В частности, для достижения минимальной мощности, эквивалентной шуму ($NEP = hv/\eta \cdot \sqrt{D}$, где hv – энергия фотона, η-квантовая эффективность детектора, D-уровень темнового счета), необходима одновременная реализация высокой η и минимального D. Целью представляемой работы являлось доказательство и минимизация влияния фоновой засветки на D и NEP SSPD приемных систем.

Методика измерений

Нами были созданы и использовались детекторы в виде узких NbN сверхпроводниковых полосок шириной 100–120 нм и толщиной ~4 нм, сформированных в виде меандра площадью 7×7 мкм² и плотностью заполнения ~0.5. Детекторы были сопряжены с одномодовым волокном Corning SMF 28е и размещены во вставке в транспортный сосуд Дьюара с жидким гелием. Откачка паров гелия из внутреннего объема вставки позволяла достичь температур ~1.7 К. Детектор смещался электрическим током, близким к критическому току нарушения сверхпроводимости, и имел выходную копланарную линию для анализа возникающих сигналов (счетчик импульсов Agilent 53131A или осциллограф Rohde&Schwarz RTM 1054). η определялась как отношение числа импульсов напряжения на детекторе к числу фотонов, поступающих на одномодовое волокно (N_{inc}). N_{inc} рассчитывалось на основе измерения мощности в волокне (PD300-IRG для Ophir Optronics) и калиброванной аттенюации излучения. Спектральные зависимости волокна измерены анализатором спектра HP 71452B.

Результаты

Во многих исследованиях SSPD-приемников приводимые зависимости темновых отсчетов от тока смещения детектора демонстрируют характерное изменение - при малых токах смещения темновые отсчеты начинают слабо зависеть от тока, фактически повторяя зависимость квантовой эффективности. Этот факт позволяет предположить, что в области малых токов темновые отсчеты не являются темновыми отсчетами, обусловленными их внутренними механизмами возникновения, а определяются счетом фотонов теплового фона, поступающего на детектор. Считая тепловое излучение излучением абсолютно черного тела с температурой 300 К, а также принимая числовую апертуру входной оптики при оптическом согласовании детектора с излучением NA=0.14, что близко к распространенным схемам оптического согласования детектора с излучением, и используя распределение Планка (u_{λ}) , мы получили спектральную плотность темновых отсчетов приемника на основе SSPD:

$$\rho_{DC} = \frac{\pi d^2 N A^2 \lambda u_{\lambda} \eta(\lambda) t(\lambda)}{16h}, \qquad (\phi 1)$$

где $t(\lambda)$ – спектральная зависимость пропускания оптического ввода излучения, $\eta(\lambda)$ – спектральная зависимость квантовой эффективности SSPD, $\pi d^2/4$ – площадь активной области детектора. Принимая во внимание типичную $\eta(\lambda)$ для NbN SSPD [1], а также принимая $t(\lambda) = 1$ для идеализированного входного канала и рассчитывая $t(\lambda)$ для кварцевого одномодового волокна [2,3], можно построить зависимости ρ_{DC} идеализированного SSPD-приемника (рис. 1а) и приемника с оптоволоконным вводом излучения (рис. 1б).



Рисунок 1. Зависимости ρ_{DC} SSPD от λ в случае а) $t(\lambda)$ =1; волокно Corning SMF-28e б) прямое, в),г),д),е) с изгибами диаметром 21 мм, 18 мм, 16 мм, 12 мм.

График демонстрирует, что для обоих типов SSPD влияние фоновой засветки в среднем ИК-диапазоне является определяющим. Интегрируя (ф1) в пределах $0 < \lambda < \infty$, получаем $D = 10^7 \text{ c}^{-1}$ и $D = 10^4 \text{ c}^{-1}$ для приемников с $t(\lambda) = 1$ и оптоволоконным вводом излучения соответственно. Для уменьшения уровня темновых отсчетов SSPD нами было использовано свойство волокон изменять спектральную характеристику пропускания при наличии изгибов определенного диаметра (d) и охлаждении изогнутой части волокна до температур ~10–40 К. Измерение спектрального пропускания волокон с различными d позволило построить зависимости ρ_{DC} (рис. 1в–е), демонстрирующие, что максимум ρ_{DC} уменьшается с уменьшением d и сдвигается в область коротких

длин волн. Расчет D: 0.7, 0.2, 0.08, 0.009 с⁻¹ для d в 21 мм, 18 мм, 16 мм, 12 мм соответственно, что подтверждается проведенными измерениями.

Нахождение для каждого d волокна λ, на которой происходит 3 dB аттенюация излучения (λ_c), позволяет построить зависимости минимального уровня D приемной системы, сопряженной с одномодовым волокном, и NEP идеального приемника как функцию λ, предполагая: а) для идеального приемника $\eta = 100\%$, б) полоса приемника, для которого определяются D и NEP на определенной длине волны, ограничена этой λ (рис. 2). Также на рис. 2 представлены полученные нами в эксперименте лучшие значения минимального уровня D и NEP для приемника, оптимизированного для регистрации фотонов с $\lambda_c < 1.6$ мкм (d = 21 мм). Значение *D* составило 3 с⁻¹, NEP ($\lambda_c = 1.55$ мкм) = 8.9·10⁻¹⁹ Вт·Гц^{-1/2}. Отличие NEP реального и идеального приемников связано с различием их квантовой эффективности (35% и 100 % соответственно) и увеличением полосы приема реальным приемником до 1.6 мкм.



Рисунок 2. Зависимости минимально достижимого расчетного *D* (квадраты) и NEP (треугольники) от λ_с, а также измеренное значение *D* (ромб) и NEP (звездочка) приемника одиночных ИК-фотонов.

Работа поддержана Министерством Образования и Науки РФ (контракт № 3.2655.2014/К).

- G. Gol'tsman, O. Minaeva, A. Korneev, et al. // IEEE Tran. on App. Super. V. 17, 2 (2007).
- 2. A. Maity, Optoelectronics and Optical Fiber Sensors. Prentice-Hall of India Pvt. Ltd, 2013.
- 3. D. Marcuse // Bell Syst. Tech. V. 56, 703 (1977).

Сверхпроводящий интерференционный баллистический детектор для считывания состояний кубитов

И.И. Соловьев^{1, 3 *}, Н.В. Кленов^{2, 3}, А.Л. Панкратов^{4, 7 §}, Е.В. Ильичев⁵, Л.С. Кузьмин^{6, 7}

1 НИИЯФ им. Д. В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2.

2 Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2.

З ФГУП НИИ Физических проблем им. Ф.В. Лукина, Москва, Зеленоград, проезд 4806, дом 6.

4 Институт физики микростурктур РАН, Нижний Новгород.

5 Institute of Photonic Technology, Jena, Germany.

6 Chalmers University of Technology, Sweden.

7 Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева, Нижний Новгород.

*igor.soloviev@gmail.com, §alp@ipmras.ru

Мы рассматриваем интерференционную схему сверхпроводящего баллистического детектора для считывания квантовых состояний сверхпроводящих кубитов. Путем аналитического и численного расчетов произведена оптимизация основных параметров схемы. Показано, что симметризация схемы детектора приводит к значительному улучшению его основных характеристик: увеличению отношения сигнала к шуму и уменьшению обратного влияния на измеряемый объект.

Введение

Баллистические детекторы широко используются в мезоскопических квантовых измерениях. В таких детекторах измеряемая система контролирует транспорт частиц путем создания рассеивающего потенциала. Детектор, считывающий состояния сверхпроводящих кубитов, содержит две джозефсоновские передающие линии (ДПЛ), одна из которых связана с кубитом магнитным образом (см. рис. 1а). Джозефсоновские вихри (флаксоны), распространяющиеся одновременно по двум ДПЛ, играют роль частиц в схеме. Рассеяние одного из флаксонов на токовом диполе (см. рис. 1b), индуцированном магнитным полем кубита, создает измеряемую временную задержку между моментами выхода флаксонов из ДПЛ, по которым они распространяются. Эти измерения могут быть сделаны практически неразрушающими, если согласовать частоту измерений с собственной частотой когерентных осцилляций кубита.

Изучению детектора был посвящен ряд работ (см. ссылки в работе [1]). Оказалось, что основные недостатки функционирования возникают из-за релятивистских эффектов флаксонной динамики. В эксперименте [2] использовалась одиночная кольцевая ДПЛ и измерялось отклонение циклической частоты вращения флаксона. Измерения показали, что это отклонение не зависит от знака измеряемого поля (полярности индуцированного токового диполя). Качественное объяснение полученного результата сводится к тому, что размер релятивистского флаксона становится значительно меньше, чем размер диполя при лоренцевском сокращении. В результате рассеяния флаксона на полюсах диполя происходят независимо, и поэтому результат не зависит от порядка их следования (ориентации диполя).



Рисунок 1. (а) Интерферометрическая схема детектора. Квадрат G обозначает генератор флаксонов, Q – кубит, C – схему сравнения (компаратор). (b) Схема поперечного сечения длинного джозефсоновского перехода (используемого в качестве ДПЛ), связанного с кубитом. (c) Симметризованная схема детектора, в которой петля связи соединена симметрично с обеими ДПЛ. (d) Поперечное сечение схемы с предложенным симметричным подсоединением. S обозначает сверхпроводник, I – изолятор. Черные стрелки показывают направление течения тока, индуцированного магнитным полем кубита, красные стрелки – направления распространения флаксонов.

Оптимизация схемы детектора

Решение обозначенной проблемы было развито нами в двух подходах: оптимизации классической схемы детектора и рассмотрении симметризованной семы детектора. При оптимизации классической схемы естественным решением является сужение рассеивающего токового диполя. Это сужение одновременно уменьшает как отклик детектора, так и величину обратного влияния. Скорость флаксона и ширина диполя в этом случае являются парными оптимизационными параметрами. Идея предлагаемой в работе симметризации схемы заключается в том, чтобы оба флаксона рассеивались на токовых неоднородностях и при этом каждый флаксон рассеивался только на одном полюсе диполя. Это может быть обеспечено путем симметричного подсоединения петли связи к обеим ДПЛ детектора, как показано на рис. 1c,d. Поскольку оба флаксона участвуют во взаимодействии с диполем, амплитуда отклика детектора оказывается увеличенной. При этом полярность диполя может быть легко установлена по знаку отклика. Обратное влияние в предлагаемой схеме пропорционально взаимному сдвигу флаксонов, образованному в процессе рассеяния, и поэтому пропорционально полученному сигналу. Из-за «ортогональной» ориентации диполя по отношению к направлению распространения флаксонов в ДПЛ единственным оптимизационным параметром в исследуемой схеме является скорость флаксона.

Для расчета ключевой характеристики рассматриваемых детекторов – их отношения сигнала к шуму - работа детекторов моделировалась с помощью возмущенного уравнения синус-Гордона с неоднородностью тока питания, соответствующей индуцированному токовому диполю, и учетом температурных флуктуаций. Предполагалось, что тепловой шум дельта-коррелирован в пространстве и времени. Амплитуда слагаемого, описывающего токовый диполь, в случае симметризованной схемы оказывается в два раза больше, чем в классической схеме, что объясняется геометрией растекания тока, индуцированного магнитным полем кубита. В моделировании предполагалось, что проходящий флаксон может адиабатически сдвинуть кубит достаточно далеко от точки равновесия. При этом предполагалось отсутствие неадиабатических переходов на высшие квантовые уровни. Помимо численного моделирования процесса рассеяния флаксона на токовой неоднородности нами был развит аналитический подход к описанию этого процесса в присутствии флуктуаций [1].

Для обеих схем детектора были рассчитаны зависимости временного отклика (взаимной задержки флаксонов), стандартного отклонения задержки и их отношения – отношения сигнала к шуму для параметров, соответствующих тестированию схем при температуре кипения жидкого гелия 4.2 К. Показано, что уменьшение тока питания увеличивает влияние диполя на динамику флаксона. Однако, в конечном счете, это уменьшение приводит к значительному росту стандартного отклонения величины отклика, что становится особенно выражено вблизи порога застревания флаксона на токовой неоднородности в отдельных реализациях. Это застревание приводит к резкому изгибу кривых сигнал/шум и образованию оптимума вблизи порогового тока. Проведен также расчет отношения сигнала к шуму для температурного диапазона менее 100 мК, характерного для реальных экспериментов. Отношение сигнала к шуму для оптимизированного тока питания с понижением температуры заметно растет и оказывается порядка 300, что показывает практическую применимость рассматриваемых схем.

Магнитный поток, оказывающий обратное влияние на кубит, рассчитывался как свертка магнитного потока джозефсоновского вихря и функций, описывающих геометрию подключения петли связи к ДПЛ в детекторе. Показано, что определенный интеграл от этого потока за время распространения флаксона по ДПЛ может использоваться как параметр для сравнения величины обратного влияния процесса считывания на кубит. Расчет как зависимости магнитного потока, влияющего на кубит, от времени, так и определенного интеграла от этого потока в совокупности с расчетом отношения сигнала к шуму показал заметное преимущество симметризованной схемы над классической схемой детектора.

Работа проводилась при поддержке фонда «Династия», гранта Президента РФ № МК-1841.2014.2, Минобрнауки № 14.604.21.0005 и грантов РФФИ 14-02-31002-мол-а и 15-32-20362-мол_а_вед.

- I.I. Soloviev, N.V. Klenov, S.V. Bakurskiy et al. // Applied Physics Letters, V. 105, 202602 (2014).
- K.G. Fedorov, A.V. Shcherbakova, R. Schaefer et al. // Applied Physics Letters, V. 102, 132602 (2013).

Реализация ратчет-эффекта за счет топологической неоднородности составной системы длинного и кольцевого джозефсоновских контактов

И.И. Соловьев^{1, 3*}, Н.В. Кленов^{2, 3}

1 НИИЯФ им. Д. В. Скобельцына МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2. 2 Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2.. 3 ФГУП НИИ Физических проблем им. Ф.В. Лукина, Москва, Зеленоград, проезд 4806, дом 6. *igor.soloviev@gmail.com

Мы рассматриваем систему двух магнитно-связанных длинных джозефсоновских контактов линейной и кольцевой топологии. За счет топологической неоднородности пространственно-временная симметрия рассматриваемой системы оказывается нарушена. Нарушение симметрии обусловливает возможность реализации ратчет-эффекта. Путем численного моделирования показано выпрямление гармонического сигнала в рассматриваемой ратчет-системе на основе джозефсоновских вихрей.

Введение

Начиная с конца 90-х – начала 2000-х годов активно исследуются сверхпроводящие джозефсоновские системы, демонстрирующие ратчет-динамику – систематическое движение в выделенном направлении под действием «симметричной» вынуждающей силы (силы с нулевым средним значением по времени). Джозефсоновские ратчет-системы можно условно разделить на две большие группы: джозефсоновские вихревые ратчеты (на основе распределенных джозефсоновских структур) и ратчеты на основе СКВИДов (или же структур, подобных фиконтактам), профиль потенциальной энергии которых может быть сделан асимметричным.

Для того чтобы система демонстрировала ратчетдинамику, необходимо выполнение следующих требований: 1) пространственно-временная симметрия системы должны быть нарушена, 2) система должна находиться вне термодинамического равновесия. Нарушение симметрии обеспечивает «развязку» между средним значением вынуждающей силы и движением частиц в системе. Например, в случае использования стохастической вынуждающей силы эта развязка позволяет системе получать энергию от коррелированных во времени воздействий без обратной отдачи энергии. Для усиления искомого ратчет-эффекта потенциал системы обычно делается максимально асимметричным, например пилообразным, чтобы «зуб» пилы с одной стороны от вершины имел отвесный, а с другой – максимально пологий склон. В противоположность этому распространенному подходу в нашей работе мы исследуем возможность реализации ратчет-эффекта за счет нарушения симметрии, обусловленного топологической неоднородностью составной системы. Такая неоднородность также обеспечивает упомянутую развязку, обусловливая возможность направленного дрейфа.

Перенос топологического заряда в исследуемой системе и моделирование ратчет-динамики

Топологически неоднородную составную систему мы будем рассматривать на примере джозефсоновского вихревого ратчета, состоящего из связанных длинных джозефсоновских контактов линейной и кольцевой топологии. При приложении постоянного тока в длинном джозефсоновском контакте линейной топологии (см. рисунок 1а) возможно однонаправленное движение флаксонов и противоположно направленное движение антифлаксонов, приводящее к одинаковому переносу топологического заряда солитонами (антисолитонами). При обращении тока (обращении времени) направление и знак переноса меняются на обратный. Перенос топологического заряда в обоих возможных направлениях (или для обоих знаков) двукратно вырожден из-за симметрии топологии структуры и наличия пары частицы – античастицы.



Рисунок 1. (а) Длинный джозефсоновский контакт линейной топологии. (б) Джозефсоновский контакт линейной топологии с уменьшенной плотностью критического тока на левом конце. (в) Кольцевой джозефсоновский контакт. Флаксоны и антифлаксоны показаны красным и синим цветом соответственно. Направление их движения для положительного/отрицательного тока питания показано стрелкой с/без заливки.

Для снятия вырождения по пространственной симметрии можно ослабить критический ток на одном из концов контакта (рисунок 1б). В этом случае перенос топологического заряда оказывается возможен только в направлении от конца с уменьшенной плотностью критического тока. Положительный перенос заряда осуществляется солитонами, а отрицательный – антисолитонами.

Снятие вырождение по симметрии частиц - античастиц возможно при замыкании линейного джозефсоновского контакта в кольцо. В этом случае перенос заряда обоих знаков соответствует противоположным направлениям движения солитонов одного знака топологического заряда (рисунок 1в).

В обоих рассмотренных случаях образованные структуры обладают пространственно-временными симметриями, исключающими возможность возникновения ратчет-динамики. В то же время, ввиду различия этих симметрий, составная система, составленная из таких частей, оказывается топологически неоднородной, что и обеспечивает возможность направленного дрейфа частиц в отсутствие термодинамического равновесия.



Рисунок 2. Среднее напряжение на кольцевом джозефсоновском контакте в зависимости от амплитуды синусоидального тока питания, приложенного к контакту линейной топологии с кольцевым участком. На вставке показана схема моделируемой системы. Длина кольцевого участка линейного контакта составляла 6 λ_J (λ_J – джозефсоновская длина), длины линейного участка и кольцевого контакта – 10.5 λ_J. Длина между связанной областью контактов и кольцевым участком линейного контакта – 0.5 λ_J. Параметр демпфирования линейного и кольцевого контактов α = 1 и 0.3 соответственно. Коэффициент связи m = 0.5.

Для проверки предложенной идеи мы численно смоделировали динамику структуры, схематично показанной на вставке к рисунку 2. Вместо ослабления плотности критического тока один из концов контакта с линейной топологией (нижний контакт на схеме) был гальванически связан с кольцевым контактом, внутри которого был индуцирован флаксон. В зависимости от направления вращения флаксона внутри кольцевого участка (определяемого знаком тока питания) в линейном участке генерировались флаксоны или антифлаксоны, которые за счет магнитной связи приводили в движение флаксоны в верхнем кольцевом джозефсоновском контакте. Среднее напряжение на верхнем кольцевом контакте в зависимости от амплитуды синусоидального тока питания, приложенного к нижнему контакту линейной топологии, показано на графике рис. 2. Форма отклика сильно зависит от соотношения геометрических размеров в системе.

Работа проводилась при поддержке фонда «Династия», гранта Президента РФ № МК-1841.2014.2 и гранта РФФИ 14-02-31002-мол-а.

Исследование микроволнового поглощения в кристаллах Bi₂Sr₂Ca_{1-x}Y_xCu₂O_{8+y} при переходе из сверхпроводящего состояния в нормальное

Ю.И. Таланов¹^{*}, Л.Ф. Салахутдинов¹, Т.С. Шапошникова¹, А.А. Валидов¹, Т. Adachi², T. Noji³, Y. Koike³

1 Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского РАН, Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029.

2 Department of Engineering and Applied Sciences, Sophia University, 7-1 Kioi-cho, Chiyoda-ku, Tokyo 102-8554, Japan.

3 Department of Applied Physics, Tohoku University, 6-6-05 Aoba, Aramaki, Sendai 980-8579, Japan.

*talanov@kfti.knc.ru

Проведены измерения модулированного микроволнового поглощения в кристаллах высокотемпературных сверхпроводников Bi₂Sr₂Ca_{1-x}Y_xCu₂O_{8+y} в области температуры сверхпроводящего перехода. Обнаружено, что слабый сигнал поглощения, связанного с вихревым состоянием сверхпроводника, наблюдается выше критической температуры. Поведение сигнала с изменением температуры и магнитного поля позволяет предположить, что в изучаемых материалах реализуется сценарий перехода из сверхпроводящего состояния в фазу вихревой жидкости.

Введение

Модулированное микроволновое поглощение (ММВП), которое регистрируется с помощью спектрометра электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) модуляционного типа, в сверхпроводниках второго рода обусловлено движением вихрей, сопровождающимся рассеянием энергии микроволнового поля [1]. При переходе материала из сверхпроводящего состояния в нормальное такое поглощение должно исчезать. Однако если в ВТСП-соединении при температуре выше критической (T_c) образуется фаза вихревой жидкости на основе конденсата некоррелированных куперовских пар, как это предполагается в работе [2], то она может проявить себя в измерениях ММВП. Настоящая работа посвящена поиску ММВП при Т>Тс в монокристаллах Bi₂Sr₂Ca_{1-x}Y_xCu₂O_{8+y}, изучению его свойств и связи с обнаруженной ранее фазой флуктуационной или «некогерентной» сверхпроводимости [2,3].

Экспериментальная методика

Объектами исследования в нашей работе являлись монокристаллы соединения Bi-2212 с примесью иттрия (Bi₂Sr₂Ca_{1-x}Y_xCu₂O_{8+y}). Изменяя уровень допирования соединения иттрием, можно варьировать концентрацию носителей тока и критическую температуру. При малой концентрации примеси Y (x = 0-0.1) образцы имеют уровень допирования

дырками, близкий к оптимальному, и высокую критическую температуру, около 90 К. В кристаллах с x = 0.3 плотность носителей тока существенно ниже, а $T_c = 37$ К.

Микроволновое поглощение измерялось с помощью спектрометра ЭПР Bruker BER-418s с рабочей частотой ~9.3 ГГц и частотой модуляции постоянного магнитного поля 100 кГц. Измерения проводились несколькими способами: (а) регистрация поглощения с понижением температуры от $T >> T_c$ до $T < T_c$ при фиксированном магнитном поле; (б) регистрация поглощения с разверткой поля от 0 до 8000 Э и обратно при фиксированной температуре; (в) одновременное измерение амплитуды сигнала и сдвига его фазы с постепенным изменением поля и фиксированной температурой. В последнем случае вместо синхронного усилителя использовался цифровой осциллограф. Кроме того, мы использовали вариации методов (а) и (б), в которых перед регистрацией амплитуды поглощения производилась подстройка фазы сигнала в каждой точке температуры или поля.

Результаты и обсуждение

Исследования показали, что ММВП наблюдается в кристаллах Bi₂Sr₂Ca_{1-x}Y_xCu₂O_{8+y} при температурах как ниже, так и выше сверхпроводящего перехода. В разных по концентрации примеси и плотности
носителей тока образцах ММВП проявляет себя поразному. В оптимально допированных кристаллах температура Ton, при которой возникает поглощение по мере понижения температуры, только на несколько градусов превышает Т_с и практически совпадает с T_c^{on} – температурой начала сверхпроводящего перехода. При уменьшении уровня допирования разница между этими температурами возрастает. В сильно недодопированном образце с *T_c*=33 К микроволновое поглощение обнаруживается уже при 90 К, что на 40 К выше начала перехода (рис. 1). Ниже температуры 65 K, но выше T_c , в этом образце наблюдается гистерезис ММВП, по форме напоминающий таковой в случае поверхностного пиннинга вихрей в сверхпроводнике [4]. При $T < T_c$ форма петли гистерезиса меняется и приобретает вид, характерный для объемного пиннинга (сигнал меняет свою фазу на 180° при изменении направления развертки поля) [5].



Рисунок 1. Изменение амплитуды сигнала ММВП при развертке поля вверх и вниз (показаны стрелками) при трех фиксированных температурах. Зависимости получены для образца Bi₂Sr₂Ca_{1-x}Y_xCu₂O_{8+y} с x=0.3 и *T_c*=33 K (*T_c^{on}* = 45 K).

Обозначив как H_{irr} («поле необратимости») поле, выше которого гистерезис ММВП не наблюдается, можно проследить за его изменением при понижении температуры (рисунок 2). Видно, что гистерезис ММВП можно наблюдать выше температуры начала сверхпроводящего перехода T_c^{on} . В этой области температур величина поля необратимости H_{irr} меняется слабо и находится в пределах 1000 Э. По мере понижения температуры, с началом перехода в сверхпроводящее состояние $(T < T_c^{on})$, наклон зависимости $H_{irr}(T)$ становится существенно больше, а форма петли, как было сказано выше, претерпевает изменения, демонстрируя переход от поверхностного пиннинга к пиннингу вихрей на структурных дефектах в объеме образца.



Рисунок 2. Температурная зависимость поля необратимости в кристалле $Bi_2Sr_2Ca_{1-x}Y_xCu_2O_{8+y}$ с x=0.3. Стрелками показаны критическая температура T_c , определенная на середине температурной зависимости магнитной восприимчивости, и температура начала сверхпроводящего перехода T_c^{on} .

Объяснить поведение ММВП выше критической температуры можно с использованием гипотезы о существовании вихревой фазы при $T>T_c$. Если допустить, что в этом диапазоне температур в образцах присутствует вихревая жидкость, образовавшаяся в областях с некоррелированными куперовскими парами, то пиннинг в них безусловно будет иметь поверхностный характер ввиду неэффективности объемного пиннинга и развитости поверхности.

- Y.W. Kim, A.M. de Graaf, J.T. Chen // Physical Review B, V.6, 887 (1972).
- Y. Wang, L. Li, N.P. Ong // Physical Review B, V.73, 024510 (2006).
- K.K. Gomes, A.N. Pasupathy, A. Pushp, et al. // Nature, V.447, 569 (2007).
- Ю.М. Вашакидзе, Т.С. Шапошникова, Ю.И. Таланов // ФНТ, Т.30, 596 (2004).
- T. Shaposhnikova, Yu. Vashakidze, R. Khasanov, Yu. Talanov // Physica C, V.300, 239 (1998).

Analogy between work statistics in superconducting single-electron box and multifractality of random eigenfunctions in disordered metal

I.M. Khaymovich^{1, 2*}, J. Koski², O.-P. Saira², J. Pekola², V.E. Kravtsov^{3, 4}

1 Институт физики микроструктур РАН, г. Нижний Новгород.

2 Low Temperature Laboratory, Aalto University, Finland.

3 Институт теоретической физики РАН, г. Москва.

4 The Abdus Salam International Centre for Theoretical Physics, Trieste, Italy. *hai@ipm.sci-nnov.ru

Using the formal analogy between the statistics of work in non-equilibrium statistical mechanics, large deviation principle and the phenomenon of multifractality (MF) of random eigenfunctions in the field of Anderson localization we generalize Jarzynski equality by specifying the low-temperature behavior of the work generating function. We checked the new relations experimentally by measuring the dissipated work in a driven single electron box (SEB) and found a remarkable correspondence. The results represent an important universal feature of the work statistics in systems out of equilibrium and help to understand the nature of the symmetry of MF exponents in the theory of Anderson localization.

Introduction

In last decades there was striking progress in theoretical and experimental investigation of non-equilibrium statistical physics of small systems. Among the results that were theoretically derived and experimentally tested Jarzynski equality [1] and Crooks relation [2]

$$P_w(W)/\widetilde{P}_w(-W) = e^{(W-\Delta F)/T} \qquad (\phi 1)$$

are the most celebrated ones. In both these relations fluctuations of work W performed during a nonequilibrium drive are related to a free-energy difference ΔF between the final (after the system equilibration) and initial equilibrium states of the system. $\langle ... \rangle$ denotes the average over the Gibbs ensemble with the temperature T of a bath coupled to the system. The functions $P_w(W)$ and $\tilde{P}_w(-W)$ stand for the distributions of dissipated work $W_d = W - \Delta F$ corresponding to so-called "forward" and "reversed" processes.

Main results

Here we present and experimentally verify a generalization of Jarzynski equality to the case of an arbitrary real *q*-moment of the exponent $e^{-(W-\Delta F)/T}$, which can be written in terms of the work generating function:

$$\ln \left\langle e^{-q(W-\Delta F)/T} \right\rangle = -\mathbf{n} \,\Delta_q^w. \tag{(d2)}$$



Fig. 1. (a) Distribution of normalized dissipated work $W_{\alpha}/E_0 = y_w$ in log-scale measured for an SEB with $E_C/T = 9 \pm 0.3$. (b) Spectrum of fractal dimensions $f(\alpha)$ vs normalized logarithm of wave function intensity $\alpha = -\ln |\psi|^2 / \ln N$ for the power-law random banded matrix model (see [3]). In both panels solid [dashed] lines correspond to $f(\alpha)$ [$f(2 - \alpha) + \alpha - 1$].

We claim that: (i) the function $\Delta_q^w \to \Delta_q^0$ doesn't depend on the typical energy scale $\mathbf{n}=E_0/T$ of the dissipated work W_d normalized to T in the large $\mathbf{n}>>1$ limit; (ii) Δ_q^0 is a non-trivial function of q dependent on system details and the driving protocol. We prove also that Eq. ($\phi 2$) is valid in the $\mathbf{n}>>1$ limit for systems described by rate equations with the detailed balance. Another result of our analysis is the large $|q| >> q_c$ asymptotics of the function Δ_q^w . In the case of time-reversal symmetric (TRS) protocol and bounded dissipated work $|W_d| < E_0$ this asymptotics is linear in q:

$$\Delta_q^w (E_0 >> T) \Big|_{|q| >> q_c} \approx \frac{1}{2} - \left| q - \frac{1}{2} \right| + c \,. \quad (\varphi 3)$$

While *c* and q_c depend on the details of the system and the protocol, the dependence on *q* in (ϕ 3) is generic.

We emphasize the analogy of these results with the MF statistics of random wave function (WF) in the problem of Anderson localization [3]. This analogy was a guiding unifying idea that helped to uncover the above generalization. This result can be proven theoretically by standard methods of rate equations that apply to a number of physical systems (see [4] for details). One of such systems is an SEB, namely, a small metallic island tunnel coupled to an external electrode through resistance R_T and capacitance C, and biased with respect to it by the gate voltage $V_g = en_g/C_g$ applied through the capacitance C_g (see the inset in fig. 2(a)). Considering the SEB as an example of a two-level driven system we prove Eqs. ($\phi 2$, $\phi 3$) theoretically and demonstrate their validity experimentally (see fig. 2).



Fig. 2. (a) Logarithm of the generating function (ϕ 2) vs inverse temperature 1/*T* for integer moments *q* in the range $-3 \le q \le 4$ and for *q* = 0.5. The dashed (solid) lines are linear fits of the experimental data shown by open (solid) circles corresponding to (non-)positive values of *q*. (inset) The SEB with a charge *ne* and a voltage source *V_g* for controlling the gate charge. (b) Function Δ^{w_q} vs moment number *q*. The maxima broaden with increasing *T*. The solid black curve Δ^{o_q} is linear extrapolation of the experimental data (see inset with the notations from panel a) to T=0. The dashed black curve shows $\Delta^{o_{1-q}}$ which verifies the symmetry (ϕ 5). In all plots Coulomb energy is *E_c* = 1.38 ± 0:04 K and the drive frequency is *f* = 4 Hz.

Writing down the *multifractal ansatz* [3] for the probability distribution function of $|\psi_i|^2$ close to the critical point of the Anderson localization transition:

$$P(y) \propto N^{f(1+y)-1} \ln N \qquad (\phi 4)$$

with logarithmic parameterization $y = -\ln(N|\psi_i|^2)/\ln N$, and a system-dependent spectrum of fractal dimensions $f(\alpha)$ one can compute the moments $I_q = \langle N^q |\psi_i|^{2q} \rangle_{dis}$ at large $\ln N >> 1$ from the distribution Eq. ($\phi 4$) within the saddle-point approximation. This results in the power-law scaling $I_q \sim N^{-\Delta q}$, with the Legendre transform $\Delta_q = 1 - q + \max(\alpha q - f(\alpha))$ of $f(\alpha)$ and $\langle \ldots \rangle_{dis}$ denoted the disorder average. The function $f(\alpha)$ obeys a symmetry which has a counterpart for Δq [5]:

$$f(1+y) = f(1-y) + y \iff \Delta_q = \Delta_{1-q} \cdot (\phi 5)$$

Using this symmetry one can rewrite Eq. (ϕ 4) in a form of the Crooks equality for the TRS driving:

$$\frac{P_w(y_w)}{P_w(-y_w)} = e^{(E_0/T)y_w} \iff \frac{P(y)}{P(-y)} = N^y, \ (\phi 6)$$

where
$$y_w = (W - \Delta F) / E_0 \iff y = -\ln(N|\psi|^2) / \ln N .(\phi 7)$$

Due to above analogy the parameter $y_w \ge -1$ as a normalized WF on a lattice site is $|\psi_i|^2 \le 1$. As a result the physical meaning of E_0 is the lower bound of the dissipated work $W_d \ge -E_0$. Then the dictionary between the statistics of W_d in a driven SEB and of random WFs at the Anderson localization transition can be immediately found from a comparison of the two Eqs. ($\phi 6, \phi 7$):

$$\ln N \Leftrightarrow \mathbf{n}; \qquad |\psi|^2 \Leftrightarrow e^{-(W_d + E_0)/T}. \quad (\Phi 8)$$

Using this dictionary, one can see that the normalization condition of random WFs $\Sigma_i |\psi_i|^2 = 1$ averaged over disorder is equivalent to Jarzynski equality:

$$\langle N|\psi|^2 \rangle_{dis} = 1 \quad \Leftrightarrow \quad \left\langle e^{-(W - \Delta F)/T} \right\rangle = 1.$$
 (\$\$\$\$)

Using scaling of moments I_q and Eq. ($\phi 8$) one arrives at the main result ($\phi 2$) which has been independently derived from rate equations. On the other hand, the symmetry Eq. ($\phi 5$) in the Anderson localization problem is subtle. Though its mathematical origin is shown to be related with the geometry of the target space of the non-linear supersymmetric sigma-model [6], its physical origin is not yet uncovered. The corresponding symmetry for the work statistics with TRS protocol is a direct consequence of the Crooks equality [2] or of the detailed balance in the rate equation. It is very interesting to find a physical analogy of the detailed balance relations or the Crooks equality for the problem of random WFs in quantum disordered systems.

We thank Prof. F. Hekking for useful discussions. This work was supported, in part, by INFERNOS grant (project no. 308850), by the Academy of Finland though its LTQ CoE grant (project no. 250280), and by the Russian president foundation (SP-1491.2012.5).

References

- 1. C. Jarzynski // Phys. Rev. Lett. 78, 2690 (1997).
- 2. G.E. Crooks // J. Stat. Phys. 90, 1481 (1998).
- F. Evers and A. D. Mirlin // Rev. Mod. Phys. 80, 1355 (2008).
- 4. I. M. Khaymovich et al. // arxiv: 1411.1852.
- 5. A. D. Mirlin, Y. V. Fyodorov, A. Mildenberger, and F. Evers // Phys. Rev. Lett. **97**, 046803 (2006).
- I. A. Gruzberg et al. // Phys. Rev. Lett. 107 086403 (2011).

Технология изготовления меза-структур BSCCO, основанная на жидкостном травлении

Е.А. Вопилкин¹, А.В. Чигинев^{1,2,3}, Л.С. Ревин^{1,2,3}, А.Н. Тропанова^{1,3}, И.Ю. Шулешова¹, А.И. Охапкин^{1,3}, А.Д. Шовкун⁴, А.Б. Кулаков⁴, А.Л. Панкратов^{1,2,3 *}

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Лаборатория криогенной наноэлектроники, НГТУ им. Р.Е. Алексеева, ул. Минина, 24, Нижний Новгород, 603950.

3 ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

4 Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, д. 2, 142432. *alp@ipmras.ru

Предложена быстрая и надежная технология изготовления меза-структур из высокотемпературного сверхпроводника BSCCO, основанная на жидкостном травлении. Данная технология позволяет получать меза-структуры большей толщины и за значительно более короткое время, чем традиционно используемая для этих целей технология, основанная на ионном травлении. Предложенная технология позволяет достичь приемлемой точности получения меза-структур. Проведенные измерения вольтамперных характеристик (BAX) полученных структур показали качественное совпадение их вида с BAX, полученными другими исследовательскими группами на образцах, сделанных по технологии ионного травления.

Проведены исследования, направленные на создание одиночной меза-структуры из высокотемпературного сверхпроводника $Bi_{1.85}Pb_{0.35}Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ (BSCCO), предназначенной для создания генератора субТГцдиапазона. Для этого были использованы отдельные чешуйки BSCCO с примесью свинца, размерами в несколько мм. Чешуйки были получены путем раскалывания монокристаллического куска BSCCO, выращенного методом зонной плавки. Чешуйки приклеивались проводящим клеем к кремниевым подложкам, предварительно запыленным золотом. По литературным данным, для изготовления мезаструктур BSCCO обычно используется ионное травление [1-3]. Мы также попытались вытравить глубокую мезу путем бомбардировки ионами аргона в установке Oxford Plazmalab80+. Травление велось циклами по 20 секунд. После 20 циклов установке требовалось охлаждение. Глубина травления за 20 циклов составила 60 нм, то есть скорость травления составила порядка 2 нм за цикл. Данный способ, очевидно, плохо подходит для изготовления мезаструктуры глубиной в несколько микрон, так как требует слишком много времени работы установки.

Поэтому были предприняты эксперименты по жидкостному травлению BSCCO. Для этого на поверхности чешуйки была методом фотолитографии создана фоторезистивная маска размерами 100х300 мкм, рисунок 1а.



Рисунок 1. Образец ВSCCO с нанесенной на него фотомаской (а), а также результат травления (b) и последующего удаления маски (c).

Далее были проведены эксперименты по травлению BSCCO под фоторезистивной маской в виде кругов различного диаметра. Наибольший круг имел диаметр в 500 мкм. При травлении в соляной кислоте были получены круглые мезы, как одиночные (рисунок 2а), так и на постаменте (рисунок 2b). Видно, что подтрав больше на кругах меньшего диаметра.

Далее возникла проблема удаления фоторезиста. Использование кислородной плазмы приводило к загрязнению установки, поэтому был использован другой метод. Фоторезист был успешно растворен в диметилформамиде без применения ультразвуковой ванны (рисунок 2с). Как оказалось, проводящий клей также может быть растворен, после чего отдельную мезу можно двигать (рисунок 2d). Это позволяет приклеить проводящим клеем к покрытой золотом подложке отдельную мезу диаметром 450 мкм в любом месте (рисунок 3а). Далее, на ее поверхности проводящим клеем приклеивается второй контакт (рисунок 3b). Такая конфигурация позволяет измерить ВАХ вдоль оси *с* кристалла ВSCCO.



Рисунок 2. Отдельно стоящие круглые мезы (а) и мезы на пьедестале (b). Фотографии после удаления фоторезиста (c) и перемещения образцов (d).



Рисунок 3. Образец после травления, перемещения (а) и крепления второго провода (b).

Далее были проведены эксперименты по измерению вольт-амперных характеристик (ВАХ) полученной структуры для различных температур, рисунок 4. Для сравнения с результатами других групп удобно вычесть из графиков добавочное сопротивление $R_{add} = 760$ Ом (рисунок 5), связанное с сопротивлением проводов (использовалась трехточечная схема подключения), дефектами на верхнем и нижнем слоях меза-структуры, а также несверхпроводящими слоями слабой связи. В этом случае мы наблюдаем эффект «горячего пятна», связанный с джоулевым нагревом и наблюдавшийся в других группах на подобных структурах [4–6].



Рисунок 4. Вольт-амперные характеристики образца одиночной меза-структуры для разных температур.



Рисунок 5. Вольт-амперные характеристики с вычетом добавочного сопротивления *R*_{add}

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 15-02-05869) и МОН (грант 3.2054.2014/К).

В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».

- L. Ozyuzer, A.E. Koshelev, C. Kurter et al. // Science, V. 318, 1291 (2007).
- T. Kashiwagi, M. Tsujimoto, T. Yamamoto et al. // Jpn. J. Appl. Phys., V. 51, 010113 (2012).
- H.B. Wang, P.H. Wu, T. Yamashita // Appl. Phys. Lett., V. 78, 4010 (2001).
- M. Li, J. Yuan, N. Kinev // Phys. Rev. B, V. 86, 060505(R) (2012).
- H.B. Wang, S. Gu'enon, S.J. Yuan // Phys. Rev. Lett., V. 102(1) 017006 (2009).
- 6. A. Yurgens // Phys. Rev. B, V. 83, 184501 (2011).

Свойства ширины спектральной линии параллельных цепочек джозефсоновских контактов

В.А. Шампоров^{1,2*}, А.Л. Панкратов^{1,2,3 §}

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, 603950.
Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.
Лаборатория криогенной наноэлектроники НГТУ, Казанское шоссе, 126, Нижний Новгород, 603163.
*bacek94@mail.ru, §alp@jpmras.ru

Исследовались спектральные характеристики параллельно соединенных джозефсоновских контактов, численно находилась ширина линии наибольшей генерации излучения в цепочке в ранее малоисследованной области параметров, производилось сравнение с результатами теории динамики джозефсоновских контактов.

Введение

Одной из главных проблем терагерцевой электроники является создание генераторов для широкого применения в спектроскопии многокомпонентных газовых смесей, которая используется в областях медицины (анализ выдыхаемого воздуха), экологии (мониторинг состава атмосферы при помощи самолетов/воздушных шаров), безопасности, контроля технологических процессов при производстве наноэлектроники и т.д. Данные генераторы должны быть недорогими, иметь большой срок службы, компактные размеры и массу, не требовать больших магнитных полей и напряжений питания. Эти требования являются особенно актуальными для различных космических миссий. Среди возможных конструкций генераторов таким запросам наиболее удовлетворяют генераторы на основе джозефсоновских контактов с использованием высокотемпературных сверхпроводящих материалов, в частности, исследовалось применение генераторов бегущей волны на основе джозефсоновских переходов в шумовых нестационарных спектрометрах [1].

Постановка задачи

В данной работе исследовались одномерные цепочки параллельно соединенных точечных джозефсоновских контактов, вычислялись их спектральные характеристики в присутствии теплового шума. Результаты позволят определить возможности применения таких цепочек для производства узкополосных генераторов излучения ТГц диапазона, которые могут далее использоваться вместе с системой фазовой автоподстройки частоты. Параметры контактов и шума будут выбираться нами в соответствии с рабочими параметрами высокотемпературных джозефсоновских переходов.



Рисунок 1. Схема параллельной цепочки джозефсоновских контактов.

Методика вычислений

В качестве модели отдельных джозефсоновских контактов была использована модель резистивно

шунтированного перехода (RSJ) [2]. Применяя данную модель к однородной цепочке индуктивно связанных контактов (рис. 1), можно получить следующее уравнение на джозефсоновские фазы ϕ_k каждого из N соединенных параллельно контактов:

$$\varphi_k'' + \alpha \varphi_k' + \sin \varphi_k =$$

= $i_e + (\varphi_{k+1} - 2\varphi_k + \varphi_{k-1})/l + i_f(t)$

где k=1...N – номер контакта, α – параметр, характеризующий затухание в каждом из контактов, i_e – ток смещения I_e , нормированный на величину критического тока контактов I_c , $l=2\pi I_c L_0/\Phi_0$, L_0 – величина индуктивности, связывающей соседние контакты, Φ_0 – квант магнитного потока, $i_f(t)$ – нормированный флуктуационный ток нормально распределенных тепловых шумов, функция корреляции которого $\langle i_f(t)i_f(t+\tau) \rangle = 2\alpha\gamma\delta(\tau)$, γ – интенсивность шума, t – время, нормированное на обратную плазменную частоту контактов.

Данное уравнение интегрировалось численно с помощью метода Гойна (улучшенного метода Эйлера) и находилась зависимость ширины линии спектральной плотности мощности на основной частоте генерации от тока i_e последовательно для цепочки из N = 5, 11, 21, 41 контактов и с параметрами $\gamma = 0.002, l = 0.5, \alpha = 0.5-1.0.$

Выводы

В результате вычислений было установлено, что при выборе рабочей точки на ступеньках ВАХ (соотвествующих режиму пролёта одного и нескольких солитонов) возможно уменьшение ширины линии генерации цепочки в 5–7 раз по сравнению с точками на омической ветви ВАХ из-за уменьшения дифференциального сопротивления $r_d=dv/di_e$; также наблюдается количественное сходство численных расчетов ширины линии с теоретической формулой для ширины линии точечного контакта [2], однако на ступеньке численное значение в 2 раза меньше теоретического.

Работа поддержана РФФИ (гранты 14-02-31727 и 15-02-05869) и МОН (грант 3.2054.2014/К).



Рисунок 2. Результаты для *N*=11, *α* = 0.7, *γ*=0.002, *l* =0.5: а) вольт-амперная характеристика (ВАХ) цепочки, v – среднее напряжение; б) ширина линии на первой ступеньке ВАХ (верхний рисунок) и на омической части ВАХ (нижний рисунок); $L = N\sqrt{l} -$ безрамерная длина цепочки.

- E.A. Matrozova, A.L. Pankratov, L.S. Revin // J. Appl. Phys. 112, 053905 (2012).
- K.K. Likharev. Dynamics of Josephson Junctions and Circuits. Gordon and Breach, New York, 1986. 634 pp.

Ток-фазовое соотношение для длинного джозефсоновского перехода с 1D майорановскими фермионами

Д.С. Шапиро^{2,3,4*}, А. Шнирман¹, А. Мирлин²

1 Institut für Theorie der Kondensierten Materie and DFG-Center for Functional Nanostructures (CFN), Karlsruhe Institute of Technology, 76128 Karlsruhe, Germany. 2 Institut für Nanotechnologie, Karlsruhe Institute of Technology, 76021 Karlsruhe, Germany.

3 Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, ул. Сущевская, д. 22, г. Москва, 127005.

4 Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, д. 11/7, г. Москва, 125009. *shapiro.dima@gmail.com

В работе вычислено ток-фазовое соотношение для длинного баллистического джозефсоновского перехода с 1D киральными фермионами в берегах. Такой переход может быть сформирован на гибридной структуре из сверхпроводящих электродов и магнитных островков на поверхности 3D топологического изолятора. Система эквивалентна киральному интерферометру Фабри–Перо, в котором размер N-области существенно превышает длину когерентности. Показано, что в режиме полной прозрачности пилообразное ток-фазовое соотношение имеет разрывы на четных фазах $2\pi n$, а в случае слабого туннелирования величина критического тока имеет периодическую зависимость от фазы Ааронова–Бома в N-области.

Введение

В последние несколько лет активно исследуются гибридные структуры на основе сверхпроводников и топологических изоляторов. Известно, что в таких твердотельных структурах можно реализовать нейтральные майорановские фермионы [1], на основе которых возможна реализация квантовых вычислений и которые обладают необычными транспортными свойствами. Например, большое количество работ было посвящено аномальному 4лпериодическому джозефсоновскому эффекту, возникающему, когда сверхпроводящий ток протекает через локализованные майорановские состояния с нулевой энергией. Помимо локализованных майорановских фермионов, в гибридных системах возможна их 1D реализация. В работе [2] была предложена модель бесщелевых 1D майорановских каналов, которые, например, должны существовать вдоль длинной границы сверхпроводник/магнит на поверхности 3D топологического изолятора. На основе этой идеи появились модели мезоскопических интерферометров Маха-Зендера [3] и Фабри-Перо [4], в которых комбинируются обычные электронные проводящие каналы с 1D майорановскими. Именно эффекты интерференции майорановских фермионов в [3, 4] определяли электронный транспорт из нормального электрода в сверхпроводящий в гибридной структуре.

Постановка задачи

В нашей работе рассмотрена гибридная структура, в которой оба электрода сверхпроводящие, что соответствует интерферометру Фабри-Перо с 1D киральными майорановскими фермионами в берегах. Эта система является длинным джозефсоновским контактом 1DMF/N/1DMF, у которого длина нормальной области существенно превышает сверхпроводящую длину когерентности. Мы предполагаем, что нормальная 1D область с обычными киральными электронами создается с помощью магнитной доменной стенки на поверхности топологического изолятора подобно тому, как было предложено в работах [3, 4]: магнит и сверхпроводник по отдельности наводят энергетические щели в 2D дираковском спектре, однако на их границах образуются бесщелевые каналы. В нашей модели мы рассматриваем вклад в джозефсоновский ток только от 1D подщелевых состояний.

Гамильтониан системы складывается из суммы киральных гамильтонианов нормальной и майорановской областей, которые имеют вид

$$H_N = iv\hbar \int \psi^+ \partial_x \psi dx, H_{MF} = iv\hbar \int \chi \partial_x \chi dx,$$

где ψ, χ – 1D фермионные полевые операторы в нормальной и майорановской областях соответственно (оператор $\chi^+ = \chi$ действительный), ν – скорость Ферми поверхностных состояний топологического изолятора и \hbar – константа Планка. Контакты между каналами описываются с помощью туннельных гамильтонианов вида

$$H_{Tunn,R,L} = t \chi_{R,L} \left(\psi_{R,L}^+ e^{i\Phi_{R,L}} - \psi_{R,L} e^{-i\Phi_{R,L}} \right),$$

где $\Phi = \Phi_R - \Phi_L$ – заданная разность сверхпроводящих фаз между правым и левым берегом гибридной структуры. В нашей модели вычислено точное выражение для S-матрицы рассеяния между 1D киральными электронными и майорановскими каналами для произвольной прозрачности контактов, определяемой безразмерной амплитудой туннелирования $t/\sqrt{2}v$: случай $t/\sqrt{2}v \ll 1$ соответствует слабому туннелированию, а $t/\sqrt{2}v \gg 1$ – полному андреевскому отражению. Этот подход позволяет сделать сшивку фермионных операторов в берегах и в нормальной области, а затем найти выражение для оператора тока, из которого следует токфазовое соотношение $j(\Phi)$.

Результаты

Отличие рассматриваемого 1DMF/N/1DMF от обычного S/N/S перехода заключается в том, что 1) наша система является эффективно бесспиновой из-за дираковской структуры поверхностных состояний топологического изолятора и 2) в нормальной области андреевские уровни всегда оказываются размыты из-за бесщелевых киральных майорановских состояний в берегах.

Нами аналитически вычислено стационарное токфазовое соотношение, в которое в качестве параметров входят прозрачность контактов и фаза Ааронова–Бома в нормальной области. Эта фаза управляется напряжением затвора или магнитным потоком, проходящим через кольцо интерферометра. В пределе полной прозрачности контактов и низкой температуры (рис. 1) мы получили, что 2π – периодическое ток-фазовое соотношение имеет пилообразную форму с разрывами на четных значениях сверхпроводящей фазы $2\pi n$. Это свойство возникает именно из-за бесспиновой структуры интерферометра. В противоположном пределе слабого туннелирования ток-фазовое соотношение имеет синусоидальную форму. Однако критический ток *j_c* в этом пределе проявляет сильную периодическую модуляцию, управляемую фазой Ааронова-Бома.

Асимптотики спадания критического тока с ростом температуры T и длины L нормальной области сохраняются такими же, как и в случае длинного баллистического S/N/S контакта: $j_c \approx 1/L$ при $T \ll E_T$, где $E_T = \hbar v/L$ – энергия Таулесса, и $j_c \approx T \exp(-TL/v)$ при $T \gg E_T$.



- 1. J. Alicea // Rep. Prog. Phys. 75, 076501 (2012).
- L. Fu and C.L. Kane // Phys. Rev. Lett. V. 100, 096407 (2008).
- L. Fu and C.L. Kane // Phys. Rev. Lett. V. 102, 216403 (2009); A.R. Akhmerov, J. Nilsson, and C.W.J. Beenakker // Phys. Rev. Lett. V. 102, 216404 (2009).
- K.T. Law, P.A. Lee, and T.K. Ng // Phys. Rev. Lett. V. 103, 237001 (2009); J. Li, G. Fleury, and M. Büttiker // Phys. Rev. B, V. 85, 125440 (2012).

Резонансный сдвиг фазы фотона, взаимодействующего с неупорядоченным массивом сверхпроводящих кубитов

Д.С. Шапиро^{1, 2, 4*}, А.Н. Рубцов^{1, 3}, Р. Macha^{5, 6}, А.В. Устинов^{1, 6, 7}

1 Российский квантовый центр, ул. Новая, д. 100, Сколково, Московская область, 143025.

2 Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, ул. Сущевская, д. 22, г. Москва, 127005.

3 Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, д. 1, г. Москва, 119991.

4 Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, д. 11/7, г. Москва, 125009.

5 Physikalisches Institut, Karlsruhe Institute of Technology, 76128 Karlsruhe, Germany.

6 Institute of Photonic Technology, P.O. Box 100239, 07702 Jena, Germany.

7 Национальный исследовательский технологический университет "МИСиС", Ленинский просп., д. 4, г. Москва, 119049.

*shapiro.dima@gmail.com

Проведено численное моделирование неупорядоченного квантового метаматериала из 10–500 сверхпроводящих кубитов, взаимодействующих с фотонами СВЧ-резонатора. Для описания метаматериала используется модель Тэвиса–Каммингса, в которой вводится разброс в энергиях возбуждений кубитов и вычисляется резонансный сдвиг фазы фотонов в резонаторе. Рассматриваемый сдвиг фазы несет в себе информацию о коллективных модах в метаматериале и наблюдается непосредственно в экспериментах [1]. Наши расчеты демонстрируют согласие с экспериментальными данными [1] и показывают, что сдвиг фазы позволяет различать отдельные коллективные резонансы даже для достаточно большого числа кубитов в метаматериале и сильной декогерентности, превышающей константы связи кубит-резонатор.

Введение

Новый тип квантовых метаматериалов на основе массивов сверхпроводящих кубитов и СВЧрезонаторов в качестве передающих линий вызвал сильный интерес в физике конденсированного состояния. На основе систем кубит-резонатор можно реализовать на макроскопическом уровне эффекты, аналогичные квантовой электродинамике [2]. Кубитом является двухуровневая система, которая ведет себя аналогично спину и может находиться в квантовой суперпозиции двух состояний. Один из вариантов реализации такого искусственного атома - это потоковый кубит, который представляет собой сверхпроводящее кольцо с несколькими джозефсоновскими контактами. Форма потенциала джозефсоновской энергии приводит к появлению двух достаточно хорошо изолированных уровней энергии, частота перехода между которыми попадает в диапазон нескольких ГГц [3]. Основное и возбужденное состояния кубита соответствуют нечетным и четным суперпозициям состояний с противоположными циркуляциями незатухающего тока в кольце кубита I_p . Связь с квантованным электромагнитным полем в резонаторе приводит к формированию «одетых» собственных состояний

системы, в которых кубит находится в суперпозиции с фотонами. Существование таких когерентных состояний подтверждается наблюдением рабиевских расщепления и осцилляций [4].

В случае многокубитной системы копланарный сантиметровый резонатор играет роль передающей линии, в которой происходит обмен фотонами между кубитами и появляется эффективное дальнодействие, приводящее к формированию коллективных кубитных состояний. Из модели Тэвиса-Каммингса известно, что *N* идентичных атомов, связанных с фотонной модой, приводят к увеличению их эффективной константы связи с полем как \sqrt{N} . Реалистичный метаматериал из кубитов неизбежно является неупорядоченным по энергиям возбуждений. В этом случае фотон оказывается связан с одной суперрадиантной коллективной модой, проявляющейся в рабиевском расщеплении, в то время как N-1 остальных субрадиантных мод напрямую с фотонным полем не связаны.

Энергия возбуждения сверхпроводящего кубита может быстро перестраиваться с помощью внешнего магнитного потока. Коллективное усиление константы связи вместе с высокой управляемостью энергий кубитов используются, например, в моделях построения квантовой памяти на метаматериалах [5].

Основные результаты

В нашей работе моделируется массив из N = 10-500 сверхпроводящих потоковых кубитов, взаимодействующих с фотонным полем в одномодовом резонаторе. Параметры метаматериала, фигурирующие в наших расчетах, максимально приближены к тем, которые фигурируют в экспериментальной работе [1]. Собственная частота фотонов в резонаторе равна $\omega_R = 7.8$ ГГц, константа связи кубитрезонатор g = 1 МГц и декогерентость $\Gamma = 30$ МГц. Разброс в энергиях возбуждений, который варьируется в пределах $\sigma \approx 3-15\%$, и декогерентность превышают их энергию связи с фотонным полем. В рамках модели Тэвиса-Каммингса нами производится диагонализация гамильтониана в однофотонном случае, когда в системе возбужден либо один из кубитов, либо один фотон. Мы вычисляем матрицу резольвенты гамильтониана в этом однофотонном базисе размерности N+1 и находим запаздывающую фотонную функцию Грина G₀. Ее комплексная фаза $\phi = ArgG_{\omega}$ является наблюдаемой величиной – она равна сдвигу фазы внешнего сигнала, пропускаемого через СВЧ-резонатор. В моделируемых нами экспериментах [1] измерение сдвига фазы проводится на частоте, равной собственной частоте моды резонатора $\omega = \omega_R$, а неупорядоченные энергии кубитов одинаково отстраиваются с помощью внешнего магнитного потока Ф, отсчитанного от симметричной точки половины кванта потока $\Phi_0/2$, когда энергия возбуждения кубита находится в минимуме

$$E = \sqrt{\Delta^2 + (2I_P/\hbar)^2 (\Phi - \Phi_0/2)^2}$$

Главный вклад в разброс энергий возбуждений дает именно параметр Δ , который определяет энергетическую щель кубита и зависит от джозефсоновской и зарядовой энергий туннельных контактов.

Результаты нашего численного моделирования для сдвига фазы $\phi(\Phi)$ показывают соответствие с экспериментами [1] (рис. 1) для 7 кубитов в системе и величине беспорядка $\sigma < 4\%$. Помимо экспериментального случая мы проанализировали эволюцию сдвига фазы с увеличением количества кубитов в метаматериале и беспорядка и установили, что несмотря на сильную декогерентность, резонансные пики коллективных мод сохраняются различимыми для достаточно большого числа кубитов в системе, вплоть нескольких сотен.



Рисунок 1. Сравнение экспериментальной кривой из [1] (слева) и результатов моделирования (справа) для метаматериала из 7 кубитов.

- P. Macha et al. // Nat. Commun. 5:5146 doi: 10.1038/ncomms6146 (2014).
- A. Blais et al. // PRA 69, 062320 (2004); J. You and F. Nori // Nature 474, 589–597 (2011).
- 3. J. Mooij et al. // Science 285, 1036–1039 (1999).
- J. Fink et al. // PRL 103, 083601 (2009); R. Vijay et al. // Bulletin of the APS 57, 2 (2012).

Резонансные свойства системы джозефсоновских переходов, шунтированной LCR-контуром

Ю.М. Шукринов^{1,2*}, И.Р. Рахмонов^{1,3 #}, К.В. Куликов^{1,2 \$}, Р. Seidel^{4 &}

1 Объединенный институт ядерных исследований, ЛТФ, Дубна, Россия, 141980.

2 Международный университет природы общества и человека "Дубна", Дубна, Россия, 141980.

3 Физико-технический институт им. С.У. Умарова АН РТ, Душанбе, Таджикистан, 734063.

4 Institut für Festkörperphysik, Jena, D-07743 Jena, Germany.

*shukrinv@theor.jinr.ru, #rahmonov@theor.jinr.ru, \$kulikov@theor.jinr.ru, &Paul.Seidel@uni-jena.de

В настоящей работе нами исследовано влияние внешнего электромагнитного излучения на фазовую динамику системы джозефсоновских переходов, шунтированной LCR-контуром. Продемонстрировано возникновение электрического заряда на сверхпроводящих слоях системы и его расслоение на области, соответствующее внешней частоте. Показано, что зависимость ширины ступеньки Шапиро от амплитуды внешнего излучения кардинально изменяется, когда ступенька находится на резонансной ветке по сравнению со случаем без шунтирования.

Введение

Одним из эффективных способов влияния на свойства системы джозефсоновских переходов (ДП) является ее шунтирование LCR-элементами (см. рис. 1), где L – индуктивность, C – емкость, R – сопротивление [1-4]. В частности, шунтирование может приводить к синхронизации осцилляций сверхпроводящего тока в разных ДП. Когда джозефсоновская частота сравнивается с собственной частотой резонансного контура, осцилляции в разных ДП подстраиваются под эту частоту. Этот резонанс отражается на вольт-амперной характеристике (ВАХ) в виде различных особенностей типа ступеньки, горба или провала [5]. Возможность возникновения соответствующей резонансной ветви на ВАХ в системе связанных ДП исследовалась в работе [6]. Там же был продемонстрирован двойной резонанс при совпадении джозефсоновской частоты с собственной частотой контура и частотой продольной плазменной волны. Ниже представлены результаты влияния внешнего электромагнитного излучения.

Основные результаты

Система сверхпроводящих слоев в высокотемпературных сверхпроводниках образует систему связанных ДП. При резонансных условиях в сверхпроводящих слоях может возникать электрический заряд. На рис. 2 представлена динамика электрического заряда в сверхпроводящих слоях, рассчитанная для системы с 10 ДП при наличии внешнего электромагнитного излучения с частотой ω=3.2941, соответствующей частоте резонансного контура, и амплитудой А=0.2. Расчет проводился при значении параметра диссипации β=0.2 и параметрах резонансного контура L=47, C=0.002, R=0. На рисунке также представлена соответствующая часть Как вилно. вольт-амперной характеристики. наблюдается расслоение заряда на области [7], размер которых определяется величиной внешней частоты. На вставке продемонстрирован характер осцилляций заряда при значении базового тока, соответствующего резонансной ветви на ВАХ (I=0.686).



Рисунок 1. Исследуемая система ДП, образующаяся из сверхпроводящих слоев в ВТСП, шунтированная LCR-контуром.

Другим важным эффектом влияния внешнего излучения на ДП, шунтированный контуром с емкоТом 1

стью и индуктивностью, является изменение характера зависимости ширины ступеньки Шапиро от амплитуды излучения. Ширина ступеньки Шапиро в отсутствие шунтирования определяется выражениями [8, 9]:

$$\Delta I = 2|J_n(f)|, \qquad f = \frac{A}{\omega_R} \frac{1}{\sqrt{\beta^2 + \omega_R^2}} \quad , \qquad (1)$$

где $J_n(f)$ – функция Бесселя *n*-го порядка. Аргумент f зависит от частоты и амплитуды внешнего излучения и параметра диссипации β .



Рисунок 2. Временная зависимость электрического заряда в сверхпроводящих слоях вместе с соответствующей частью вольт-амперной характеристики.



Рисунок 3. Зависимость ширины ступеньки Шапиро от амплитуды без шунтирования (SS2.8) и с шунтированием (SS-rc2.8).

На рис. З показана эта зависимость при частоте внешнего излучения $\omega = 2.8$ как для случая без шунтирования, так и в случае с шунтированием.

Символы относятся к результатам численного расчета, линии показывают теоретическую зависимость, построенную в соответствии с формулой (1).

Результаты расчетов хорошо согласуются с теоретическим выражением (1). Результаты, отмеченные как SS-гс, показывают зависимость ширины ступеньки от амплитуды, когда ступенька Шапиро находится на резонансной ветви. Мы видим, что амплитудная зависимость ширины ступеньки Шапиро кардинально меняется. Период бесселевых осцилляций уменьшается по сравнению со случаем без шунтирования. Данный факт отражает нелинейный характер изменения амплитуды джозефсоновских осцилляций при приближении к частоте резонансного контура.

Мы полагаем, что экспериментальное подтверждение данного эффекта может видоизменить существующие методы и технологии в области стандартизации электрического напряжения, в частности понизить величину используемой мощности излучения.

- 1. A.B. Cawthorne, C.B. Whan, and C.J. Lobb // Journal of Applied Physics, V. 84, 1126 (1998).
- G. Filatrella, N.F. Pedersen, and K. Wiesenfeld // Physics Review E, V. 61, 2513 (2000).
- A.N. Grib, P. Seidel, and J. Scherbel // Physics Review B, V. 65, 094508 (2002).
- M.V. Fistul // Physics Review B, V. 75, 014502 (2007).
- M. Tachiki, K. Ivanovic, K. Kadowaki and T. Koyama // Physics Review B, V. 83, 014508 (2011).
- Yu.M. Shukrinov, I.R. Rahmonov, K. Kulikov // Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters, V. 96, 657 (2012).
- Yu. Shukrinov, I. Rahmonov, K. Kulikov, P. Seidel, E. Il'ichev // Extended Abstracts of ISEC'13, 219–221 (2013).
- A. Barone and J. Patterno. Physics and Applications of the Josephson effect. John Wiley and Sons, 1982.
- P. Seidel, M. Siegel and E. Heinz // Physica C, V. 180, 284 (1991).

Аналитические выражения для токи вольт-потоковых характеристик двухконтактных и трехконтактных интерферометров

И.И. Соловьев^{1, 3 §}, А.Е. Щеголев^{2*}, Н.В. Кленов^{2, 3}

1 МГУ им. М.В. Ломоносова, НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, Москва, 199991.

2 МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, Москва, 119991.

3 ФГУП НИИ Физических проблем им. Ф.В. Лукина, Зеленоград, проезд 4806, дом 6, Москва, 124460.

§ igor.soloviev@gmail.com, * tanuior@gmail.com

В данной работе мы получили новые аналитические выражения для зависимостей среднего напряжения и циркулирующего тока от магнитного потока в двухконтактном сверхпроводящем интерферометре – СКВИДе и трехконтактном интерферометре – биСКВИДе с ненулевой индуктивностью, играющей роль малого параметра. Представленные решения найдены в различных приближениях по параметру малости.

Введение

Начиная с 2000-х годов активно исследуются джозефсоновские интерферометры со специальной формой отклика напряжения на магнитный сигнал. Такие структуры могут использоваться в качестве широкополосных линейных усилителей и/или детекторов магнитного поля. Как было показано авторами, линейность формы отклика двухконтактного джозефсоновского интерферометра, необходимая для широкополосного приема информации, может быть достигнута посредством осуществления нелинейного преобразования внешнего магнитного потока в схеме СКВИДа путем введения дополнительного 3-го перехода параллельно индуктивности кольца. Образованная схема состоит из двух контуров - контура одноконтактного и контура двухконтактного СКВИДа и потому была названа биСКВИДом [1]. БиСКВИД, цепочки биСКВИДов и так называемые биСКВИД-СКИФструктуры изучались в последние годы как теоретически, так и экспериментально. Полученные результаты подтвердили предсказанную возможность линеаризации отклика напряжения. В то же время, привнесенная нелинейность преобразования препятствует проведению простых аналитических оценок параметров схем, обеспечивающих требуемую высокую линейность отклика.

Существующее аналитическое описание усредненных характеристик СКВИДа в резистивном состоя-

нии, изложенное, например, в известной книге "The SQUID Handbook", основано на работах [2, 3]. В этих работах решение для усредненной суммарной и разностной джозефсоновской фазы в СКВИДе найдено в различных приближениях по малому параметру, в качестве которого выбрана индуктивность интерферометра. К сожалению, решения представляют собой сложные аналитические выражения, полученные через разложение поправок в ряды Фурье. Как показал анализ, проделанный авторами, учет лишь малого числа слагаемых ряда приводит к значительному расхождению получаемой оценки с результатом численного расчета. Ввиду сложности используемого аналитического подхода обобщение полученных результатов на случай биСКВИДа и схем на его основе представляется затруднительным. Это обусловливает актуальность разработки простого аналитического описания усредненных характеристик СКВИДов в резистивном состоянии с последующим обобщением на случай биСКВИДа, которой и посвящена данная работа.

Аналитический подход

На вставке рис. 1а показана схема рассматриваемого СКВИДа. Для упрощения предполагается, что джозефсоновские контакты J_1 и J_2 одинаковы и имеют критический ток I_c ; емкости контактов пренебрежимо малы, в нормированных величинах критический ток и произведение $I_c R_n$ (R_n – нормальное сопротивление контактов) равны единице. Записывая уравнения Кирхгофа для СКВИДа, получим систему уравнений:

$$\dot{\psi}l = -2(\psi + u) - l\sin\psi\cos\theta$$
, (\phi1)

$$\dot{\theta} = i_B / 2 - \sin \theta \cos \psi$$
. (\phi2)

Здесь мы использовали следующие обозначения: $\psi = (\phi_1 - \phi_2)/2, \ \theta = (\phi_1 + \phi_2)/2, \ u = \pi \Phi_x / \Phi_0, \ l = 2\pi L I_c / \Phi_0, \ i_b = I_b / I_c, \ где \ \Phi_0 - квант магнитного потока, \ I_b - ток$ питания, Φ_x – внешний магнитный поток, $\phi_{1,2}$ – джозефсоновские фазы контактов $J_{1,2}$.



Рисунок 1. Отклик напряжения (а) и средний циркулирующий ток (б) в СКВИДе, найденные во втором и первом приближении соответственно.

В случае нулевой индуктивности l=0, $\psi_0=-u$, система уравнений (ф1), (ф2) имеет хорошо известное решение для суммарной фазы θ_0 , адаптированное также и для биСКВИДа [1]. Основная идея предлагаемого нами подхода состоит в предположении о том, что наличие ненулевой индуктивности $l\ll1$ приводит к возникновению малой поправки x_1 в разностной фазе $\psi_1=-u+x_1$, $x_1\ll1$. Подстановка ψ_1 в (ф1) и использование θ_0 с заменой производной суммарной фазы на ее среднее значение позволяет найти решение для ψ_1 в явном виде. Последующее усреднение (ф2) дает выражение зависимости среднего напряжения на СКВИДе от внешнего магнитного потока.

Схожим образом можно получить выражение для циркулирующего тока, $i_{circ} = i_1 - i_2$:

$$\langle i_{cir} \rangle = \langle \cos\theta \sin\psi \rangle.$$
 (\$\phi3)

Найденные выражения могут быть уточнены при использовании большего количества слагаемых в разложении разностной фазы: $\psi_1 = -u + x_1 + x_2 + ...,$ $x_1 >> x_2 >> \dots$. Как показывает сравнение результатов численного расчета с данными, полученными из найденных аналитических выражений, развитый подход позволяет находить качественно правильные оценки для усредненных ток- и вольтпотоковых характеристик интерферометров до значений индуктивности $l \approx 1$ (см. рис. 1). При этом для адаптации такого подхода для описания биСК-ВИДа (см. вставку на рис. 2б) можно прибегнуть к использованию неявной зависимости разностной фазы от внешнего потока аналогично тому, как это было проделано в работе [1], см. рис. 2.



Рисунок 2. Отклик напряжения (а) и средний циркулирующий ток, текущий через переходы J₁, J₂, (б) в биСКВИДе, найденные во втором и первом приближении соответственно.

Работа проводилась при поддержке фонда «Династия», гранта Президента РФ № МК-1841.2014.2, грантов РФФИ 14-02-31002-мол-а, 15-32-20362мол_а вед и Минобрнауки 14604.21.0005.

- V.K. Kornev, I.I. Soloviev, N.V. Klenov and O.A. Mukhanov // Supercond. Sci. Technol. V. 22(11), 114011 (2009).
- R.L. Peterson, D.G. McDonald // J. Appl. Phys. V. 54, 992 (1983).
- B. Chesca // J. Low Temp. Phys. V. 112, 165 (1998).

Сверхпроводящий сдвиговый регистр и инвертор для обратимых вычислений на основе биСКВИДа с джозефсоновским пи-контактом

И.И. Соловьев ^{1,3*}, А.Е. Щеголев ², Н.В. Кленов ^{2,3}, А. Л. Панкратов ⁴⁻⁶

1 МГУ им. М.В. Ломоносова, НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, Москва, 119991.

2 МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, Москва, 119991.

З ФГУП НИИ Физических проблем им. Ф.В. Лукина, проезд 4806, дом 6, Москва, Зеленоград.

4 ИФМ РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

5 НГТУ им. Р.Е. Алексеева, ул. Минина, 24, Нижний Новгород, 603950.

6 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950. *igor.soloviev@gmail.com

В работе представлены конструкции сверхпроводящего сдвигового регистра и инвертора для обратимых вычислений. В качестве базовой ячейки используется предложенный нами ранее трехконтактный интерферометр (биСКВИД) с пи-контактом. Внутренний сдвиг фазы интерферометра на «пи» обеспечивает возможность эволюции системы вдоль эквипотенциальных траекторий. Численное моделирование динамики переключения базовой ячейки, результаты которого представлены в работе, позволило оптимизировать параметры исследуемых схем и оценить уровень их энерговыделения, который оказывается ниже соответствующего показателя существующих аналогов.

Введение

Прогресс современных вычислительных комплексов тесно связан с законом Мура, предполагающим удвоение количества транзисторов на кристалле каждый год. Техническая сторона эволюции выражается как в уменьшении характерных размеров базовых элементов, так и в увеличении степени их интеграции, что помимо возникновения новых «размерных» эффектов усложняет проблему эффективного отведения тепла и делает особенно актуальным вопрос энергоэффективности вычислений. Так, к примеру, энергопотребление современного процессора, содержащего порядка 10⁸ транзисторов, составляющее 0.1 – 1 кВт, обусловливает суммарное энергопотребление суперкомпьютеров петафлопсной производительности и центров обработки данных на уровне 10 - 100 МВт. Энергопотребление нового поколения эксафлопсных супер-ЭВМ может составить порядка нескольких ГВт, что сравнимо с мощностью блока атомной электростанции и ставит под сомнение дальнейшее развитие этой области на основе существующих технологий. Альтернативным подходом к развитию вычислительных систем является использование цифровой сверхпроводниковой технологии.

Сверхпроводящие обратимые схемы

Интерес к сверхпроводниковым обратимым вычислениям обусловлен экстремально низким энергопотреблением схем – меньше 10⁻²¹ Дж на логическую операцию при сравнимых тактовых частотах, что более чем в миллион раз меньше, чем в современных схемах полупроводниковой электроники. Общим подходом в создании базовых элементов обратимых схем является конструирование сверхпроводящих контуров таким образом, чтобы эволюция системы, обусловленная внешним контролируемым воздействием, соответствовала адиабатическому процессу. Таким контролируемым процессом, обеспечивающим распространение информации, может быть перемещение флаксона (играющего роль тактирующего импульса) по цепочке джозефсоновских контактов при приложении к ней постоянного напряжения. В отличие от традиционных сверхпроводящих цифровых схем, информация не может быть представлена в виде наличия/отсутствия флаксона, поскольку переход между этими состояниями не является адиабатическим и сопровождается выделением большой энергии $(E_{0->1} \sim 10^{-19} \text{ Дж})$. Для представления информации в

Том 1

домене магнитного потока джозефсоновские переходы цепочки заменяют элементами, которые при последовательном переключении переходят через состояния, одинаковые по энергии и различающиеся знаком магнитного потока. На рисунке 1а схематично показана передача информации в регистре сдвига на базе СКВИДов. Наличие напряжения обусловливает последовательное увеличение суммарной фазы каждого СКВИДа от 0 до 2π. Ввиду наличия входного магнитного потока, подмагничивающего первый СКВИД, переключение СКВИДов сопровождается возникновением в них потока одного знака (пропорционального разностной фазе их контактов), который передается от ячейки к ячейке посредством магнитной связи и, в конечном счете, может быть считан на выходном контуре.



Рисунок 1. Принципиальная схема (а) регистра сдвига (б) инвертора.

Для осуществления логической операции отрицания необходимо инвертировать направление передаваемого потока, что может быть реализовано путем разворота одного плеча СКВИДа (см. рис. 16).

К сожалению, форма потенциального рельефа СКВИДа в координатах суммарной и разностной фазы сильно затрудняет контроль над процессом его переключения. Поэтому на практике используют модификации СКВИДов: например, СКВИД с отрицательной взаимной индуктивностью плеч [1] или адиабатический квантовый параметрон [2]. Такие модификации делают возможной обработку информации в ходе адиабатического процесса, но в то же время значительно усложняют топологию схем и уменьшают степень их интеграции.

Современные исследования показывают перспективность применения джозефсоновских пиконтактов в цифровых схемах. В частности, констатируется эффект значительного уменьшения размеров логических элементов с пи-контактами, открывающий возможность масштабирования элементной базы в субмикронную область размеров. Примером применения пи-контакта в области обратимых вычислений может служить предложенная авторами схема биСКВИДа с пи-контактом. Наличие пи-контакта в схеме интерферометра изменяет потенциальный рельеф и приводит к возникновению эквипотенциальных траекторий переключения схемы. Пример расчета динамики переключения биСКВИДа представлен на рисунке 2.



Рисунок 2. Динамика биСКВИДа с пи-контактом (схема представлена на вставке в центре) в координатах суммарной и разностной фазы φ_± = φ₁ ± φ₂ в различные моменты переключения (для различных значений ведущей фазы φ_c). Цветом показана потенциальная энергия системы U. Траектория движения при изменении φ_c от 0 до 2π показана красной линией, точкой показано текущее положение.

Добавление пи-контакта практически не усложняет топологию схемы и мало меняет ее размер. В то же время, наличие эквипотенциальных траекторий движения, согласно проведенным расчетам, обеспечивает выигрыш в энергоэффективности по сравнению с существующими аналогами.

Работа проводилась при поддержке фонда «Династия», гранта Президента РФ № МК-1841.2014.2, грантов РФФИ 14-02-31002-мол-а, 15-32-20362мол_а_вед и гранта Минобрнауки 14.604.21.0005.

- J. Ren, V.K. Semenov // IEEE Trans. Appl. Supercond., V.21(3), 780 (2011).
- N. Takeuchi, D. Ozawa, Y. Yamanashi et al. // Supercond. Sci. Technol., V.26, 035010 (2013).

Interplay of ferroelectricity and single electron tunneling

S.A. Fedorov^{1,2}, A.E. Korolkov^{1,2}, N.M. Chtchelkatchev^{1,3,4*}, O.G. Udalov⁴, I. S. Beloborodov⁴

Department of Theoretical Physics, Moscow Institute of Physics and Technology, Moscow, Russia, 141700.
P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia, 119991.
L.D. Landau Institute for Theoretical Physics, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia, 117940.
Department of Physics and Astronomy, California State University Northridge, Northridge, CA 91330, USA.
*nms@itp.ac.ru

We investigate the interplay of ferroelectricity and quantum electron transport at the nanoscale in the regime of Coulomb blockade. Ferroelectric polarization in this case is no longer the external parameter but should be self-consistently calculated along with electron hopping probabilities leading to new physical transport phenomena studying in this paper. These phenomena appear mostly due to effective screening of a grain electric field by ferroelectric environment rather than due to polarization dependent tunneling probabilities. At small bias voltages polarization can be switched by a single excess electron in the grain. In this case transport properties of SET exhibit the instability (memory effect).

Systems with ferroelectric (FE) elements attract much of attention due to their interesting fundamental properties at the nanoscale as well as due to their possible applications in microelectronics, especially in nonvolatile memory devices, in emerging technologies of Terahertz-detecting and in building of advanced (nano)capacitors. In quantum junctions the ferroelectricity influences electron transport: Tunneling through the FE barriers shows giant electro-resistance effect caused by the strong dependence of electron tunneling probability on the FE polarization and external bias orientations. Here we focus on the inverse process — the influence of electron transport on ferroelectricity. The naive guess would be that a single electron, small quantum object, can slightly influence the macroscopic effect - ferroelectricity. However, we show that this is not quite true and discuss the interplay of ferroelectricity and quantum electron transport at the nanoscale in the regime of Coulomb blockade. Polarization in this case is no longer the external parameter but should be self-consistently calculated along with electron hopping probabilities leading to new physical transport phenomena studying in this paper. These phenomena appear mostly due to effective screening of a grain electric field by ferroelectric environment rather than due to polarization dependent tunneling probabilities. Ferroelectrics (FE) are characterized by the polarization **P** whose direction and magnitude can be changed by applying an external electric field E larger than the ferroelectric switching field, E_s . The ground ferroelectric state of a bulk sample is usually not uniformly polarized but divided into domains to lower the electrostatic energy, like in ferromagnets.

At the nanoscale to influence the polarization of (nano)ferroelectric one can apply strong enough bias to nanotips: There is a well developed technique of imaging and control of domain structures in ferroelectric thin films by a tip of a scanning probe microscope.

Here we show how ferroelectric polarization switching can be produced by placing a single excess electron at the nanograin. Charged metal particle creates a strong enough electric field, $E \approx 1$ MV/cm around it. Numerous ferroelectric (nano)materials have the same order of magnitude switching field.

We study a single electron device with electric current flowing from the source to the drain electrodes with voltages V_1 and V_2 , respectively, fig. 1. A metallic nanoparticle is placed in between these electrodes. The third gate-electrode controls the effective number of electrons on the grain through the capacitive coupling. We assume that the charging energy E_c of a single grain is the leading energy scale in the problem, E_c ? T with T being the temperature. The device shown in fig. 1 is a standard Single Electron Transistor (SET) with one important exception: electrons tunnel through ferroelectric insulating layers.





and p(n). Thus we need to consider the self-consistent problem.

The solution of self-consistent problem strongly depends on the relaxation parameters of ferroelectric material: How quickly the polarizations can change (flip) during the characteristic time of charging(discharging) of SET by a single electron. Below we focus on two limiting cases when both ferroelectric layers have relaxation times much longer than one-electron charging-discharging time and viceversa. These two cases correspond to qualitatively different behavior of FE SET.

We study the dependence of FE state on bias and gate voltages and show that the Coulomb diamonds have the "fine-structure" mediated by ferroelectricity that



Fig 2. The «phase diagram» of SET and the Coulomb diomonds.

The tunnel junctions between the nanograin and the electrodes form the capacitors with ferroelectric filling. Typically, ferroelectric placed into the capacitor chooses polarization direction perpendicular to the electrodes. This configuration reduces electrostatic energy due to FE polarization screening by the electrodes. The direction of polarization can be switched applying the bias voltage to the capacitor. In SET the potentials of the electrodes and the gate potential are usually fixed. The grain potential ϕ can fluctuate and can be found by solving simultaneously the electrostatic and the electron transport problems. The potential ϕ depends not only on the bias voltage and capacitances, but also on the probability distribution p(n) to find *n* electrons on the grain and on the polarization of ferroelectrics. Polarizations of ferroelectric layers in turn depend on the grain potential

depends on the gate-voltage, fig. 2 [at large enough ferroelectric polarizations this fine-structure can become comparable with the size of the diamonds]. We present the plot of FE "phase diagram", fig. 2. For large bias voltages polarization in both capacitors are codirected and does not affect the electron transport. At small bias voltages the polarization can be switched by a single excess electron in the grain. In this case transport properties of SET exhibit the instability (hysteresis), fig. 2. We emphasize that this instability appears even without the hysteresis of polarization P(E)[1].

References

 S.A. Fedorov, A.E. Korolkov, N.M. Chtchelkatchev, O.G. Udalov, and I.S. Beloborodov // Physical Review B, V. 89, 155410 (2014).



Магнитные наноструктуры

Магнитоемкость и спин-стекольные эффекты в тонких пленках Gd_xBi_{1-x}FeO₃

С.С. Аплеснин^{1,2*}, В.В. Кретинин¹, А.М. Панасевич³, А.И. Галяс³, К.И. Янушкевич³

1 Сибирский государственный аэрокосмический университет им. М.Ф. Решетнева, ул. Красноярский рабочий, 31, Красноярск, 660014.

2 Институт физики им. Л.В. Киренского РАН, Академгородок, Красноярск, 660036.

3 Научно-практический центр Национальной академии наук Беларуси по материаловедению, ул. Павла Бровки, 32, Минск, 220072, Беларусь. *apl@iph.krasn.ru

На пленках Gd_xBi_{1-x}FeO₃ проведены измерения диэлектрической и магнитной проницаемостей, тангенса угла потерь в области температур 100 K<T<1000 K в магнитных полях до 10 кЭ в интервале частот 0.1 kHz -100 kHz. Обнаружены максимумы магнитной проницаемости в области низких температур и зависимость от предыстории образца. Найдено гигантское усиление магнитоемкости во внешнем электрическом поле смещения. Эти эффекты объясняются перестройкой доменов и изменением электронной структуры.

Введение

Мультиферроики на основе BiFeO₃ [1] широко и интенсивно исследуются как модельные объекты для исследования механизма взаимодействия электрической и магнитной подсистем, так и для возможного использования их в спиновой электронике. Модулированная структура (спиновая циклоида) в BiFeO₃ с уменьшением толщины пленки исчезает в плёнках толщиной - 100 нм, и наблюдается слабый ферромагнетизм в умеренных полях с линейным магнитоэлектрическим эффектом [2]. В результате возможно образование ферромагнитных доменов вследствие магнитостатического взаимодействия.

Электрическая поляризация может возникнуть в результате образования доменных границ, которые могут рассматриваться как фрагменты магнитных спиралей. Прямым следствием этого является электрическая поляризация доменных границ и возможность управления ими с помощью электрического поля. Сегнетоэлектрические доменные границы и магнитные доменные границы в мультиферроиках оказываются взаимосвязанными. Одним из возможных механизмов такой связи в мультиферроиках является флексомагнитоэлектрический эффект. Замещение редкоземельными элементами ионов висмута приведет к изменению упругих характеристик и к образованию локализованных электронных состояний в запрещенной зоне.

Ферроэлектрические доменные границы являются заряженными и магнитными, где величина магнитно-го момента определяется шириной границы, которая

зависит также от концентрации примесных электронов, локализованных вблизи границы. Замещение висмута гадолинием индуцирует слабосвязанные электроны вблизи доменной границы. Внешнее электрическое поле индуцирует перескоки электронов в области границы и вызывает изменение формы доменной границы. Во внешнем статическом электрическом поле вектор поляризации, образованный из заряженной доменной стенки и примесных электронов, резко возрастает и дает дополнительный вклад в магнитоемкость. В этой модели возможны спинстекольные эффекты, связанные с вырожденными состояниями доменных стенок и локализованных электронных состояний.

Результаты и обсуждение

Образование ферромагнитных доменов и доменных стенок можно получить в результате уменьшения толщины пленки и ее соизмеримости с нечетным числом полуволн. С этой целью получены пленки $Gd_xBi_{1-x}FeO_3$ толщиной 160 нм, что соответствует 2.5 длины магнитной циклоиды. У трехвалентного иона гадолиния один электрон в 5d-оболочке, что приводит к локализованным примесным состояниям в спектре электронных возбуждений и к прыжковому типу проводимости.

На пленках $Gd_xBi_{1-x}FeO_3$ проведены измерения диэлектрической проницаемости и тангенса угла потерь в области температур 100 K<T<1000 K в магнитных полях до 10 кЭ в интервале частот 0.1 kHz -100 kHz. Электроемкость пленок практически не зависит от температуры в области 100 K < T< 250 K и монотонно возрастает с ростом температуры с образованием платообразного участка в окрестности температуры Нееля. В интервале температур 272 К < T< 290 К найдена смена знака магнитоемкости (ϵ (H)- ϵ (0))/ ϵ (0) при нагревании в магнитном поле H=0.8 Тл с отрицательного на положительный. Диэлектрические потери растут при нагревании и уменьшаются в магнитном поле, достигая минимума в области температур смены знака магнитоемкости. Во внешнем электрическом поле с напряжениями U=0.5 В и U=1 В (Рис. 1) электроемкость пленок возрастает и магнитоемкость увеличивается на порядок в магнитном поле H=0.8 Тл, U=0.5 В.



Рисунок 1. Температурная зависимость (ϵ (H)- ϵ (0))/ ϵ (0) пленки Gd_xBi_{1-x}FeO₃ с x=0.1 на частоте ω =100 кГц в магнитном поле H=0.25 Тл с напряжением смещения U=0.5 В (1), 1В (2) и H=0.8 Тл, U=0.5 В (3).

На частоте ω =10 кГц магнитоемкость достигает максимума 6% при температуре T=420 К в магнитном поле H=0.25 Тл, U=0.5 В. Диэлектрические потери также уменьшаются в магнитном поле на частоте ω =10 кГц.

Рост магнитоемкости в электрическом и магнитном полях, возможно, связан с движением доменных границ при T> 290 К. Исследования магнитной проницаемости пленок, охлажденных в магнитном поле и без поля, обнаруживают небольшой скачок при T=300 К. Магнитная проницаемость пленки La_xBi_{1-x}FeO₃ определялась из индуктивности соленоида, внутрь которого помещалась пленка. Измерялась индуктивность катушки с образцом (L_f) и без образца (L_s), т.к. индуктивность соленоида пропорциональна L=n²µµ₀V, то магнитную проницаемость μ_V пленки с объемом V_f найдем как μ_V =(L_f-L_s)/L_s +1. Изменение магнитной проницаемости

пленки $Gd_xBi_{1-x}FeO_3$, охлажденной в поле (FC) и без поля (ZF), представлено на рис.2.



Рисунок 2. Изменение магнитной проницаемости пленки $Gd_xBi_{1-x}FeO_3$ в поле (FC) и без поля (ZF) с x=0.1 в магнитном поле H=0.25 Tл на частотах ω =0.1 кГц (1), 1 кГц (2), 10 кГц (3), 100 кГц (4).

Отрицательное значение ($\mu_V^{FC} - \mu_V^{ZF}$) связано со смещением максимума магнитной проницаемости в магнитном поле от $T_{\mu m}$ =145 К (H=0) к $T_{\mu m}$ =107 К (H=0.25 Тл). Магнитная релаксация, найденная из добротности колебаний, также претерпевает небольшой скачок при T=300 К. Температура, при которой время релаксации резко возрастает, сдвигается от T=200 К для пленок, охлажденных в магнитном поле H=0.25 Тл, к T=135 К без поля. В области низких температур наблюдается максимум в частотной зависимости времени релаксации при ω =1 кГц.

Итак, ниже комнатной температуры в пленках $Gd_xBi_{1-x}FeO_3$ наблюдается смена знака магнитоемкости и зависимость магнитной проницаемости пленок, охлажденных без поля и в магнитном поле. Внешнее электрическое поле приводит к резкому увеличению магнитоемкости при температурах выше комнатных.

- А.П. Пятаков, А.К. Звездин // УФН, Т. 182, 583 (2012).
- F. Bai, J. Wang, M. Wuttig, et al. // Appl. Phys. Lett., V. 86, 032511 (2005).

Намагниченность наноостровковой системы Fe₂₀Ni₈₀ – Со в сильных магнитных полях

А.В. Багдинов^{1*}, Н.Н. Ковалева¹, Ф.А. Пудонин¹, О. Ступаков², И.А. Шерстнев¹, А. Дейнека², Е.И. Демихов¹

1 Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, д. 53, Москва, 119991, Российская Федерация.

2 Институт физики Академии наук Чешской Республики, На Слованце 2, Прага 8, 182 21, Чешская Республика.

* bagdinov@lebedev.ru

Исследуется существование плоской спиновой пружины в наноостровковой системе Fe₂₀Ni₈₀ – Со. Представлены результаты полевых и температурных измерений намагниченности сверхтонких островковых плёнок пермаллой – кобальт, и обнаружено, что магнитный момент одиночного островкового слоя пермаллоя больше, чем системы с кобальтом. Поведение же намагниченности зтих структур аналогично и может быть связано с существованием в них супервихревых состояний намагниченности.

Введение

Прикладной потенциал наноразмерных плёнок, в частности плёнок пермаллоя Fe₂₀Ni₈₀, и фундаментальные вопросы магнитных явлений в системах металлических магнитных наноструктур вызывают повышенный интерес к их исследованию [1-3]. В двухслойных структурах из жесткого ферромагнитного слоя и магнитомягкого ферромагнетика могут существовать т.н. спиновые пружины, возникающие за счет обратимости намагниченности магнитомягкого слоя [4]. Без внешнего поля магнитожёсткий слой всегда коллинеарно намагничивает (пиннингует) магнитомягкий. В магнитном поле, когда ориентация намагниченности магнитомягкого слоя изменяется, такая система ведет себя как упругая пружина.

Предполагается, что в островковых плёнках типа Fe₂₀Ni₈₀ – Со, помимо супервихревых состояний намагниченности [2, 3], возникает магнитная структура (Рис. 1), напоминающая известные спиновые пружины [4]. Такой возможный тип намагниченности по аналогии можно назвать плоскими спиновыми пружинами [5].



Рис.1. Схема структуры Fe₂₀Ni₈₀ – Co.

Подобно 3D спиновым пружинам, в этой плоской спиновой пружине вектор намагниченности может поворачиваться как в плоскости образца, так и перпендикулярно ей, как это имеет место в доменных стенках (неелевский и блоховский тип, соответственно). Поэтому важно как подтверждение факта существования плоских спиновых пружин, так и изучение ориентации их намагниченности. В данной работе приводятся результаты исследования намагниченности островковых структур Fe₂₀Ni₈₀ – Со в сильном магнитном поле, ориентированном перпендикулярно и параллельно поверхности образцов.

Методика эксперимента

Нами представлены результаты исследования намагниченности сверхтонких островковых плёнок Fe₂₀Ni₈₀ - Со, в которых эффективная толщина пермаллоя составляла 1.4, 1.6 и 1.8 нм, а толщина кобальта была неизменна – 0.6 нм. Изучаемые образцы (Рис. 1) представляли собой островковые слои Fe20Ni80 и Co, осаждённые методом RFраспыления на парамагнитную аморфную подложку (ситалл) и покрытые защитным слоем Al₂O₃ толщиной 2.1 нм. На СКВИД-магнитометре (Quantum Design MPMS XL 7T) изучены полевые (0 T < H < 7 T) и температурные (5 K < T ≤ 200 K) зависимости намагниченности плёнок Fe₂₀Ni₈₀ - Со с различной эффективной толщиной слоя пермаллоя Fe₂₀Ni₈₀ в параллельной и перпендикулярной геометрии внешнего магнитного поля.

На рис. 2 представлены нормированные данные

$$\frac{M_f}{m_0} \cong \left(\frac{M_0}{m_0} - \frac{M_{s0}}{m_{s0}}\right)$$



Рис. 2. (а–с) Полевые зависимости намагниченности (0 ≤ H ≤ 7 T, при температуре 10 K), в геометрии перпендикулярно (outof-plane) и вдоль (in-plane) поля, для различных толщин слоя пермаллоя Fe₂₀Ni₈₀. (d,e) Температурные зависимости магнитного момента образцов, нормированного на их массу, при охлаждении без магнитного поля (ZFC) и в поле (FC).

где M_f – магнитный момент плёнки, m₀ – масса измеряемого образца с плёнкой, m_{s0} – масса эталонного образца подложки, M₀ и M_{s0} – их магнитные моменты. Оценки показывают, что вкладом диамагнитного слоя Al₂O₃ в общий магнитный момент можно пренебречь.

Результаты и обсуждение

На рис. 2(а-с) приведены полевые зависимости намагниченности исследуемых плёнок Fe₂₀Ni₈₀ – Со с различной эффективной толщиной слоя пермаллоя. Заметим, что абсолютная величина намагниченности плёнок, имеющих толщину пермаллоя 1.4 и 1.6 нм, значительно больше в перпендикулярном направлении, чем в плоскости. Поведение намагниченности для данных структур аналогично поведению намагниченности для однослойных наноостровков FeNi толщиной менее 1.8 нм (перколяционный порог) и может быть связано с существованием в этих структурах супервихревых состояний намагниченности [3].

На рис. 2(с) представлены полевые зависимости намагниченности для структур с толщиной Fe₂₀Ni₈₀

d ~ 1.8 нм, в которых наблюдается наибольшее перекрытие наноостровов FeNi и Co. Отсутствие перпендикулярной намагниченности в этом случае может свидетельствовать о существовании спиновой пружины неелевского типа. Данное предположение частично подтверждают и температурные исследования намагниченности.

На рис. 2(d,e) показаны температурные зависимости намагниченности чистой подложки ситалл, монослоя $Fe_{20}Ni_{80}$ (d ~ 1.39 нм) и островковой структуры $Fe_{20}Ni_{80}$ (d ~ 1.4 нм) – Co (d ~ 0.6 нм), полученные при охлаждении в магнитном поле 3 T (FC) и без него (ZFC). Обнаружено, что магнитный момент одиночного островкового слоя пермаллоя больше, чем системы $Fe_{20}Ni_{80}$ – Co, что является неожиданным наблюдением. Полученный результат может свидетельствовать о том, что имеет место перераспределение намагниченности системы в перпендикулярном к намагниченности наноостровов (неелевский тип) или поверхности структуры направлении.

Том 1

- 1. Talmadge et al. //Appl. Phys. Lett., 84, 4197 (2004).
- Boltaev et al. // Appl. Phys. Lett., 102, 142404 (2013).
- Багдинов et al. // Физ. обр. в вузах, Т. 20, № 1С, стр. 5 (2014).
- 4. Bader // Rev. Mod. Phys., 78, 6861 (2006).
- Boltaev et al. // «Trends in Magnetism»: Nanomagnetism, 15-21 September, p.226, (2013).

Синтез пленочных гетероструктур Y₃Fe₅O₁₂/GaN и перспективы их использования в спинтронике

А.В. Беспалов¹[§], О.Л. Голикова¹, В.А. Кецко², А.И. Стогний³*, Н.Н. Новицкий³, Т.О. Будько³

1 Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики (МГТУ МИРЭА), пр. Вернадского, 78, Москва, 125993.

2 Институт общей и неорганической химии им. Н. С. Курнакова РАН, Ленинский просп., 31, Москва, 119991.

3 ГО НПЦ НАН Беларуси по материаловедению, ул. П. Бровки, 19, Минск, 220072.

§bespaloval@mtu-net.ru, *stognij@ifttp.bas-net.by.

Впервые методом ионно-лучевого распыления получены сплошные поликристаллические пленки Y₃Fe₅O₁₂ (YIG) толщиной до 800 нм на поверхности коммерчески доступных пленок GaN на подложках лейкосапфира ориентацией (100). Трудности синтеза, обусловленные рассогласованием свойств YIG и GaN, преодолены за счет высокой адгезии осаждаемого слоя к подложке и обеспечения условий для протекания процесса кристаллизации по направлению от свободной поверхности к интерфейсному слою. Лучшие образцы YIG обладают более совершенной поверхностью, чем поверхность пленок GaN, для которой характерна высокая исходная плотность дефектов ростовой природы происхождения. Структуры являются оптически прозрачными и обладают перспективными стабильными свойствами для применения в приборах спинтроники CBЧ диапазона.

Пленки YIG толщиной от 80 до 400 нм получены методом ионно-лучевого распыления по усовершенствованной методике, описанной в основных деталях ранее в [1]. Компактированные мишени керамики состава Y₃Fe₅O₁₂ распылялись пучком ионов кислорода с энергией 1600 эВ и плотностью тока 0.25 mA/cm² при рабочем давлении кислорода менее 0.4 Ра и предельном вакууме лучше 0.03 Ра. Для обеспечения соответствия катионного состава мишени и осаждаемого материала мишень предварительно распылялась в указанных режимах на сменяемую заслонку в течение 180 min. Поток распыляемого материала при комнатной температуре осаждался с неравномерностью менее 10% по поверхности и со скоростью осаждения примерно 2.4 nm/min на коммерчески доступные подложки в виде эпитаксиальных пленочных структур на основе нитрида галлия, выращенных на подложках лейкосапфира диаметром 52 мм и ориентацией (100). Кристаллизация пленок YIG производилась в процессе отжига образцов на воздухе в течение 60 min при температуре 750°С с последующим равномерным охлаждением до 400°С в течение 300 min. Осаждение и кристаллизация пленок YIG производились в два этапа. На первом этапе осаждался и кристаллизовался зародышевый слой толщиной до 50 нм. Потом он наполовину распылялся медленным потоком ионов кислорода. На втором этапе процесс осаждения и отжига повторялся для слоя

заданной толщины. Это обусловлено спецификой процесса синтеза пленок ферритов на кристаллических подложках методом ионно-лучевого распыления, разработанного для предотвращения образования сквозной сетки трещин и областей отслоения от подложки в неэпитаксиальных условиях формирования [2]. Пленки являются однофазными, характеризуются структурой YIG. Материалы, которые могли бы быть получены в результате кристаллизации при предположении взаимодействия осажденного материала с мишени с материалом подложки, не фиксируются. Структурные, оптические и магнитные характеристики пленок YIG соответствуют полученным согласно литературным и нашим данных для лучших образцов YIG/Si. Пленки толщиной менее 300 нм имеют ось легкого намагничивания, лежащую в плоскости подложки, и ширину линии ФМР до 40 Э на 9.45 ГГц. Приведены примеры и обсуждаются возможности использования полученных пленок YIG в качестве подзатворного слоя в полевых транзисторных структурах на основе GaN, выполняющего одновременно функции диэлектрика и оптически прозрачного ферромагнитного слоя. Показана возможность формирования монолитных пленочных структур YIG/GaN для исследования таких магнитоэлектрических взаимодействий, как управление магнитными, в том числе спин-волновыми свойствами YIG, посредством электрического поля, прикладываемого к пьезоэлектрическому слою GaN.



Рисунок 1. а – внешний вид типоряда образцов YIG/GaN; б – рентгенодифракционный спектр пленки YIG толщиной 0.7 мкм на подложке GaN/Al₂O₃.



Рисунок 2. Петли намагничивания гетероструктур YIG/GaN во внешнем магнитном поле, приложенном перпендикулярно и параллельно поверхности образцов, для YIG толщиной 0.2 мкм (а) и 0.7 мкм (б).



Рисунок 3. а – вид поверхности и поперечного сечения пленки YIG толщиной 0.7 мкм на подложке нитрида галлия (Ptвспомогательный технологический слой); б – участок скола пленки YIG толщиной 0.2 мкм на GaN.

- A.I. Stognij, V.V. Tokarev and Yu.N. Mitin // Mat. Res. Soc. Symp. Proc., V. 236, 331, (1992).
- G.D. Nipan, A.I. Stognij, Valerii A. Ketsko // Russian Chemical Reviews; vol. 81, 458 (2012).

Изучение изменения магнитной структуры ферромагнитной нанопроволоки под действием тока высокой плотности

Н.И. Нургазизов^{1*}, Д.А. Бизяев¹, А.А. Бухараев^{1, 2}

1 Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского, ул. Сибирский тракт 10/7, Казань, 420029.

2 Казанский (Приволжский) федеральный университет, ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008. *niazn@mail.ru

В работе экспериментально изучается изменение распределения намагниченности наноструктур под действием импульса тока высокой плотности на примере Ni нанопроволок. Показано, что изменение магнитной структуры зависит от механизма, вызывающего эти изменения. При плотности тока достаточной для нагрева ферромагнитной проволоки, выше температуры Кюри происходит существенная перестройка магнитной структуры проволоки. Воздействие спин-поляризованного тока при температурах меньше температуры Кюри приводит к незначительной трансформации магнитной структуры нанопроволоки, при которой изменяются размеры двух соседних доменов.

Импульс тока высокой плотности, проходящий через нанопроволоку, может изменять ее магнитную структуру. При этом изменение может быть связано как с нагревом структуры выше температуры Кюри и последующим остыванием, так и с взаимодействием спин-поляризованного тока с атомной решеткой (spin torque effect) [1]. В данной работе изучалось влияние импульса тока на Ni нанопроволоки с неоднородной намагниченностью.

Изменение магнитной структуры Ni проволоки после пропускания импульса тока

Проволоки были сформированы на кремниевых подложках, покрытых слоем SiO₂, методом сканирующей зондовой литографии с последующим химическим травлением [2]. Для проведения исследований были изготовлены Ni проволоки длиной от 5 до 50 мкм, шириной от 100 нм до 1.5 мкм и высотой от 8 до 30 нм. Исследование магнитной структуры Ni проволок проводилось с помощью C3M Solver HV (NT MDT) в вакууме для предотвращения окисления при нагреве до высоких температур. Были использованы зонды MFM 10 (NT MDT) и NSC 19/Co-Cr (Mikro-Masch) и однопроходная методика сканирования в полуконтактном режиме. При пропускании импульса тока через проволоку одновременно снимались ВАХ классическим методом амперметра-вольтметра.

Хорошо известно, что на кривой зависимости сопротивления ферромагнитной проволоки от температуры наблюдается перегиб обусловленный переходом проволоки из ферромагнитного в парамагнитное состояние. Соответственно, если на ВАХ нанопроволоки наблюдается перегиб, он также связан с нагревом проволоки импульсом тока до температуры Кюри. Поэтому анализ полученных ВАХ позволил определить степень нагрева проволоки и установить причину изменения ее магнитной структуры. Для получения ВАХ на образец подавался плавно нарастающий в положительную область импульс пилообразного напряжения. Длительность импульса составляла 100 мс, регистрация сигнала осуществлялась с частотой выборки 5 кГц, что позволило рассматривать процесс нагрева проволоки током как стационарный.

Было установлено, что для нагрева Ni проволоки до температуры Кюри необходима критическая плотность тока около 1·10¹² А/m². При этом значение критического тока, полученное из анализа ВАХ, пересчитывалось в плотность тока исходя из размеров проволоки полученных при АСМ-измерениях (рис. 1а). На рис. 16 представлено МСМ-изображение фрагмента этой проволоки. Изменение в магнитной структуре проволоки наблюдалось после пропускания импульса тока с плотностью 6.7·10¹² А/m² или 67% от критической плотности тока (рис. 1в). При этом происходит изменение размеров двух соседних доменов (рис. 16,в: домен обозначенный цифрой 1 увеличивается в размерах, домен 2 уменьшается). Температура проволоки при этом существенно меньше температуры Кюри и изменение размеров доменов обусловлено воздействием спин-поляризованного тока.



Рисунок 1. АСМ-изображение Ni нанопроволоки, сформированной между двумя Ni контактами (а). Прямоугольником выделана область, для которой приводятся MCMизображения. MCM-изображение фрагмента Ni проволоки с изначальным распределением намагниченности (б). MCM-изображение магнитной структуры проволоки после воздействия импульса тока амплитудой 67% от критической, при котором изменение намагниченности проволоки обусловлено воздействием спин-поляризованного тока (в). Цифрой 1 обозначен домен, размер которого увеличивается, цифрой 2 - домен, размеры которого уменьшается. MCM-изображение проволоки после воздействия импульса тока выше критического, что приводит к существенному изменению магнитной структуры (г).

Подача импульса тока с амплитудой больше, чем критический ток, приводит к существенному изменению магнитной структуры проволоки (рис. 1г). Наблюдается объединение нескольких магнитных доменов в один, что приводит к увеличению наблюдаемого сигнала. Это связано с тем, что во время прохождения импульса тока центральная часть проволоки нагревается выше температуры Кюри и переходит в парамагнитное состояние. Затем при спаде импульса происходит остывание и возврат в ферромагнитное состояние. Во время экспериментов наблюдалась разная картина распределения намагниченности после импульсов с одной и той же амплитудой выше критического тока. Это говорит о случайном формировании распределения намагниченности в проволоке при остывании после нагрева выше температуры Кюри.

Таким образом было показано, что степень изменения магнитной структуры нанопроволоки зависит от механизма, обуславливающего это воздействие. Если протекающий ток нагревает проволоку выше температуры Кюри, происходит существенная перестройка ее магнитной структуры. При воздействии спин-поляризованного тока магнитная структура проволоки изменяется слабо и происходит изменение размеров двух соседних доменов (перемещение доменной стенки). Анализ ВАХ проволоки, полученных при пропускании импульса тока, позволяет определить, происходил ли во время прохождения импульса тока нагрев проволоки выше температуры Кюри.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект 12-02-00820) и программ Российской академии наук.

- D.C. Ralph and M.D. Stiles // J. Magn. Magn. Mater., v. 320, 1190–1216, (2008).
- Бухараев А.А., Бизяев Д.А., Нургазизов Н.И. и др. // Микроэлектроника, т. 41, № 2, с. 90–97, (2012).

Исследование структурных, оптических и магнитооптических свойств магнитных силицидов Fe₃Si и Fe₅Si₃

С.Н. Варнаков^{1, 2*}, И.А. Яковлев^{1, 2}§, С.А. Лященко^{1, 2}, И.А. Тарасов^{1, 2}, З.И. Попов^{1, 2}, М.С. Молокеев², Б.А. Беляев^{1, 2, 3}, С.М. Жарков^{2, 3}, С.Г. Овчинников^{1, 2, 3}

1 Сибирский государственный аэрокосмический университет им. академика М.Ф. Решетнева, ул. Красноярский рабочий, 31, Красноярск, 660014.

2 Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, ул. Академгородок, 50, Красноярск, 660036.

3 Сибирский федеральный университет, пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041.

*vsn@iph.krasn.ru, §yia@iph.krasn.ru

Методом многоугловой спектральной эллипсометрии экспериментально измерена дисперсия комплексного коэффициента преломления плёнок Fe₅Si₃ и Fe₃Si в диапазоне 250–1000 нм. Показано, что энергии обнаруженных пиков соответствуют межзонным переходам электронов для рассчитанных из первых принципов спин-поляризованных плотностей электронных состояний (DOS) для объёмных Fe₅Si₃ и Fe₃Si.

Введение

Тонкие пленки системы Fe-Si привлекают достаточно большой интерес исследователей из-за их уникальных физических свойств и перспектив применения в устройствах спинтроники [1-4]. В магнитных металлах, таких как железо или пермаллой, степень спиновой поляризации электронов составляет около 40–45%, и уже продемонстрирована возможность создания высокой степени спиновой поляризации электронов в кремнии путем их инжектирования из ферромагнитного металлического электрода, причем нижний порог поляризации спинов составляет 30% [5]. Однако из-за неконтролируемого образования различных силицидов на интерфейсе таких структур [6, 7] происходит резкое снижение возможности спинового переноса.

Решением данной проблемы может быть создание ферромагнитных силицидов Fe_3Si и Fe_5Si_3 . Силицид Fe_3Si обладает высоким коэффициентом спиновой поляризации электронов [8, 9] и может быть выращен эпитаксиально на монокристалле Si(111) [10, 11]. В свою очередь, силицид Fe_5Si_3 , имплантированный в кремний, демонстрирует эффект гигантского магнетосопротивления 2400% [12], но в объёмном состоянии при комнатной температуре термодинамически неустойчив [13].

Методика эксперимента

Плёнка Fe₃Si получена методом соосаждения Fe и Si в сверхвысоком вакууме на поверхность

Si(111)7x7 на модернизированной установке молекулярно-лучевой эпитаксии "Ангара". Метод подготовки поверхности подложки и получения данной структуры подробно описан в работе [11]. Интегральная толщина слоя Fe₃Si по данным спектральной эллипсометрии составила ~27 нм.

Плёнка Fe₅Si₃ также была получена на установке "Ангара" методом поочерёдного осаждения субнанометровых слоёв Fe и Si на поверхность SiO₂/Si(100) при температуре подложки 50 °C в сверхвысоком вакууме. Слой SiO₂ толщиной ~13.6 нм был сформирован методом термического окисления подложки Si(100) в среде O₂ + HCl при температуре 1000 °C. После окисления подложка обезжиривалась по методу, предложенному в работе [11], помещалась в сверхвысокий вакуум и отжигалась при температуре 250 °C.

Поочерёдное осаждение 36 слоев Fe и Si производилось термическим испарением из эффузионных ячеек Кнудсена. Толщина для каждого слоя железа и кремния 0.5–0.8 нм. Суммарная толщина структуры Fe-Si составила около 27 нм в пересчете на плотность массивных чистых материалов, или 10.7 ± 0.6 мкг/см² для Fe и 3.1 ± 0.1 мкг/см² для Si. После осаждения образец отжигался в сверхвысоком вакууме при температуре 450 °C в течение 30 минут.

Результаты и обсуждение

Идентификация кристаллической структуры полученных образцов проводилась с помощью рентгеноструктурного анализа на порошковом дифрактометре D8 ADVANCE (Си К $\alpha_{1,2}$ -излучение, Ni фильтр) с линейным детектором VANTEC и просвечивающей электронной микроскопии на микроскопе JEOL JEM-2100, которые показали, что исследуемая структура Fe₃Si обладает кубической *Fm-3m* симметрией с параметром элементарной ячейки 0.564(3) нм, близким к значению для объемного кристалла Fe₃Si, которое составляет 0.567 нм. Анализ электронно-микроскопического изображения поперечного сечения подтверждает эпитаксиальную структуру плёнки Fe₃Si (рисунок 1) с ориентацией Si[111] || Fe₃Si[111]. Поликристаллическая плёнка Fe₅Si₃ имеет преимущественные ориентации кристаллитов на плоскости (002) и (112).



Рисунок 1. Электронно-микроскопическое изображение высокого разрешения (поперечное сечение) структуры Fe₃Si/Si(111).

Методом ферромагнитного резонанса установлено, что эпитаксиальная пленка Fe₃Si обладает магнитной одноосной анизотропией (Ha=26 Э) и имеет сравнительно узкую линию однородного ферромагнитного резонанса (Δ H=11.57 Э), измеренную на частоте накачки 2.274 ГГц.

Методом спектральной эллипсометрии измерена дисперсия диэлектрической проницаемости ε эпитаксиальной пленки силицида железа Fe₃Si в области энергий E = 1.16-4.96 эВ. Из анализа частот теоретически рассчитанных оптических переходов между пиками плотности электронных состояний (DOS) показано качественное согласие с экспериментально измеренными пиками поглощения. Также были исследованы оптические, магнитооптические и магнитные свойства поликристаллической Fe₅Si₃/SiO₂/Si(100) и эпитаксиальной Fe₃Si/Si(111) плёнок методом спектральной магнитоэллипсометрии. Методом многоугловой спектральной эллипсометрии измерена дисперсия комплексного коэффициента преломления плёнок Fe_5Si_3 и Fe_3Si в диапазоне 250–1000 нм. Определены дисперсии комплексных магнитооптических параметров Фохта Qдля Fe_5Si_3 и Fe_3Si в диапазоне 1.5–4.9 эВ. Спектральная зависимость магнитного кругового дихроизма для обоих силицидов выявила наличие серий резонансных пиков. Энергии обнаруженных пиков соответствуют межзонным переходам электронов для рассчитанных из первых принципов спин-поляризованных плотностей электронных состояний для объёмных Fe_5Si_3 и Fe_3Si .

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 13-02-01265), Министерства образования и науки Российской Федерации (Соглашение 14.604.21.0002) и гранта Президента РФ по поддержке ведущих научных школ НШ-2886.2014.2.

- S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, et al. // Science, V. 294, 1488 (2001).
- S. Datta and B. Das // Appl. Phys. Lett., V. 56, 665 (1990).
- R. R. Gareev, D. E. Bürgler, M. Buchmeier, et al. // JMMM, V. 240, 235 (2002).
- N. V. Volkov, A. S. Tarasov, E. V. Eremin, et al. // J. Appl. Phys., V. 109, 123924 (2011).
- B. T. Jonker, G. Kioseoglou, A. T. Hanbicki, et al. // Nature Physics, V. 3, 542 (2007).
- S. R. Naik, S. Rai, M. K. Tiwari, et al. // J. Phys. D: Appl. Phys., V. 41, 115307 (2008).
- С. Н. Варнаков, А. С. Паршин, С. Г. Овчинников и др. // Письма в ЖТФ, Т. 31, 1 (2005).
- H. Haiji, K. Okada, T. Hiratani, et al. // J. Magn. Magn., V. 160, 109 (1996).
- Y. Maeda, T. Ikeda, T. Ichikawa, et al. // Physics Procedia, V. 11, 200 (2011).
- I. A. Tarasov, Z. I. Popov, S. N. Varnakov, et al. // JETP letters, V. 99(10), 565 (2014).
- I. A. Yakovlev, S. N. Varnakov, B. A. Belyaev, et al. // JETP Letters, V. 99(9), 527 (2014).
- P. C. Srivastava and J. K. Tripathi // J. Phys. D: Appl. Phys., V. 39, 1465 (2006).
- K. S. K. Varadwaj, K. Seo, J. In, et al. // J. Am. Chem. Soc., V. 129, 8594 (2007).

Исследование эффекта Холла в многослойных пленках Co/Pt с перпендикулярной анизотропией и искусственным неоднородным распределением намагниченности

С.Н. Вдовичев^{1,2*}, Б.А. Грибков^{1,3}, Н.С. Гусев^{1,2}, С.А. Гусев^{1,2}, О.Л. Ермолаева^{1,2}, А.Ю. Климов¹, В.В. Рогов¹, Ю.В. Петров⁴, М.В. Сапожников^{1,2}, Е.В. Скороходов^{1,2}, А.А. Фраерман^{1,2}

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 607680.

2 ННГУ им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

3 National Physical Laboratory, Hampton Road, Teddington, Middlesex TW11 0LW, UK.

4 МРЦ "Нанотехнологии" Санкт-Петербургского государственного университета, ул. Ульяновская, д. 1, Старый Петергоф, Санкт-Петербург, 198504. *vdovichev@ipmras.ru

В данной работе представлены результаты исследований эффекта Холла в многослойных пленках Co/Pt с перпендикулярной анизотропией. Будут представлены зависимости ЭДС Холла в зависимости от внешнего магнитного поля и продемонстрировано влияние параметров многослойной пленки на аномальный (ферромагнитный) эффект Холла в подобных структурах. Также будут представлены результаты исследований эффекта Холла на микромостиках, включая микромостики с неоднородным распределением намагниченности.

Введение

В 90-х годах прошлого века многослойные структуры Co/Pt вызывали интерес как среды для хранения информации с перпендикулярной записью [1]. В наши дни они вызывают интерес как среды, в которых возможно реализовать устойчивую решетку скирмионов.

Эксперимент

Многослойные пленки Co/Pt изготавливались методом магнетронного напыления на различных подложках [2]. Хорошо известно, что коэрцитивность и доменная структура пленок с перпендикулярной анизотропией во многом определяется константой анизотропии [3]. В наших экспериментах управление коэрцитивностью осуществлялось нанесением тонкой пленки кобальта поверх многослойной структуры. В зависимости от ее толщины было возможно уменьшать коэрцитивность вплоть до потери перпендикулярной составляющей.







На рис.1 представлена зависимость холловской ЭДС от внешнего магнитного поля для пленки #143 [Co(0.5)/Pt(1)]₅. Фактически изображена петля гистерезиса данной магнитной пленки, что подтверждается магнитооптическими исследованиями. На рис. 2 представлена зависимость ЭДС Холла от внешнего магнитного поля для пленки #160 [Co(0.5)/Pt(1)]₅/Co(1nm). Видно, что кривая (петля гистерезиса) имеет меньшую коэрцитивность. На рис. 3 изображен образец для исследования ЭДС Холла.



Рис. 3.

Искусственное неоднородное распределение намагниченности можно создать двумя способами: методами электронной литографии, протравив верхний слой Со в многослойной пленке [Co/Pt]₅/Co, или воздействуя фокусированным ионным пучком.

Работа выполнена при поддержке РФФИ. Н.С. Гусев и Е.В. Скороходов благодарят за поддержку грант Оптэк.

- 1. S. Y. Chou, et al. // Proc. IEEE 85, 652 (1997).
- Н. С. Гусев и др. // Тезисы данной конференции.
- 3. Kikuchi, et al. // JAP 103, 07C510 (2008).

Перестройка доменной структуры многослойных пленок Co/Pt с перпендикулярной анизотропией под действием импульса тока

С.Н. Вдовичев^{1,2*}, Н.С. Гусев^{1,2}, О.Л. Ермолаева^{1,2}, А.Ю. Климов¹, В.В. Рогов¹

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*vdovichev@ipmras.ru

В данной работе представлены результаты перестройки доменной структуры микромостиков Co/Pt с перпендикулярным распределением намагниченности под действием спин-поляризованного тока большой плотности. Обсуждаются различные механизмы перестройки доменной структуры.

Введение

В экспериментах по управлению намагниченностью микромостиков с помощью спин-поляризованного тока обычно внимание уделяется управлению одиночной доменной стенкой. Можно выделить 3 механизма возможного влияния электрического тока на распределение намагниченности: магнитное поле тока [1,2], спин-поляризованный ток [2,3] и градиент температур (спиновый эффект Зеебека) [4]. Все эти механизмы проявляются при плотности тока порядка 10⁸ А/см².

Эксперимент

Многослойные пленки Co/Pt изготавливались методом магнетронного напыления на различных подложках [6]. Хорошо известно, что коэрцитивность и доменная структура пленок с перпендикулярной анизотропией во многом определяется константой анизотропии [7]. В данных экспериментах использовались пленки с различной толщиной Со слоя в многослойной структуре. Результаты по перестройке доменной структуры одного из образцов под действием импульса тока представлены на рис. 1. Образец представлял собой микромостик шириной 2 мкм и длиной 8 мкм. Импульс имел длительность 40 нс и плотность тока порядка 5*10⁸ А/см². В работе будут обсуждены механизмы влияния на доменную структуру пленки.

Работа выполнена при поддержке РФФИ. Н.С. Гусев благодарит за поддержку грант Оптэк.



Рис. 1. МFM-изображение доменной структуры до и после пропускания импульса тока

- 1. J. Grollier et al. // JAP 92, 4825 (2002).
- 2. O. Boulle et al. // JAP 105, 07C106 (2009).
- J. C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater. 159, L1 (1996).
- 4. K. Uchida et al. // Nature. V. 455. P. 778 (2008).
- 5. J. Torrejon et al. // PRL 109, 106601 (2012).
- 6. Н.С. Гусев и др. // Тезисы данной конференции.
- 7. Kikuchi et al. // JAP 103, 07C 510 (2008).

Различные типы фотоактивного поведения ферримагнитного диэлектрика Y₃Fe₅O₁₂

Н.В. Воробьева

Башкирский государственный педагогический университет им. М. Акмуллы, ул. Октябрьской революции, 3а, Уфа, 450000. vnv@anrb.ru

Приводится обобщение причин разнообразия фотоактивного поведения перспективного материала спинтроники – монокристаллического иттрий-железистого граната (ИЖГ, Y₃Fe₅O₁₂). Исследовано фотомагнитное поведение монокристаллического ИЖГ с катионным замещением в октаэдрической подрешетке при комнатной температуре в процессе освещения (Y₃Fe_{4,97}Ir_{0,03}O₁₂). Сделан вывод, что тип фотоиндуцированного изменения магнитных параметров в общем определяется отнесением катиона примеси к той или иной подрешетке.

Ранее на основании измерения магнитострикции и расчета констант магнитострикции для монокристаллического иттрий-железистого граната установлена роль различных подрешеток монокристалла для типа фотоактивного поведения образца [1]. Для температур 80-100 К показано:

- в кристаллах, в которых дефектна додекаэдрическая неферромагнитная подрешетка (выделенные для этой подрешетки направления <110>) и ион Pb²⁺ замещает ион Y³⁺, в результате освещения имеет место перестройка доменной структуры, параметры магнитострикции не изменяются;

- в кристаллах, в которых дефекты локализованы в октаэдрической ферромагнитной подрешетке (выделенные направления <111>) и большой катион замещает ион Fe³⁺, после освещения имеет место изменение магнитоупругих параметров с преобладанием необратимых эффектов, доменная структура не перестраивается;

- в кристаллах, в которых дефекты локализованы преимущественно в тетраэдрической ферромагнитной подрешетке (выделенные направления <100>) и ион Si⁴⁺ замещает ион Fe³⁺, имеет место как фотоиндуцированная перестройка доменной структуры, так и фотоиндуцированное изменение параметров магнитострикции с преобладанием обратимых эффектов.

Целью настоящей работы является выделение фотоактивных процессов при комнатной температуре и обобщение ранее полученных результатов.

Методика и результаты эксперимента

В настоящей работе впервые исследовано фотомагнитное поведение монокристаллического ИЖГ с

катионным замещением в октаэдрической подрешетке при комнатной температуре в процессе освещения (Y₃Fe_{4,97}Ir_{0,03}O₁₂). Разделены состояния «до освещения», «при освещении» и «после освещения». Ранее фотоактивные процессы исследовались путем сравнения двух состояний «до освещения» и «после освещения». Сделана оценка времени термического распада фотоиндуцированных изменений: так, фотоиндуцированное изменение магнитострикции насыщения в жидком азоте сохраняется не менее нескольких часов, а при комнатной температуре характерное время распада составляет порядка 10 минут после воздействия света, что соответствует ранее опубликованным данным [2].

Для исследования были выбраны образцы монокристаллов иттрий-железистого граната, выращенного из раствора в расплаве BaO-B₂O₃ с допированием иридием и с увеличенной концентрацией примесных ионов: 1 весовой процент примеси, или Y₃Ir_{0 03}Fe_{4 97}O₁₂. Для регистрации деформаций был использован полупроводниковый линейный тензорезистор из сульфида самария серии SmS - О - ВЛ (производитель - компания «СМС-тензо», ФТИ С.-Петербург), предназначенный для проведения измерений в магнитном поле. Тензорезистор был ориентирован в направлении [001] в плоскости (110). Сигнал поступал на вольтметр Aglient 34401a (погрешность измерения напряжения 0,004%), а затем в автоматическом режиме на компьютер. Магнитное поле создавалось электромагнитом (0-250 мТл ± 1 мТл) или постоянным магнитом SmCo (370 мТл ± 1 мТл). Освещение проводилось лампами накаливания мощностью 60, 75, 275, 500 Вт. Время освещения контролировалось секундомером (погрешность измерения времени ±0,25 с).
При длительном освещении температура образца контролировалась помещенным рядом ртутным термометром; сигнал с тензорезистора снимался после достижения теплового равновесия с окружающей средой (через 2-3 минуты после выключения света), погрешность измерения температуры $\pm 0.5^{0}$ С.



Рисунок 1. Зависимость изменения магнитострикции насыщения от времени воздействия света (5 мВт/см²). При освещении насыщающее магнитное поле направлено по [100].

Полученные результаты (рис. 1) свидетельствуют о возможности фотоиндуцированного изменения магнитострикции в исследованных образцах при комнатной температуре.

Также для контрольных измерений и измерений в процессе освещения использовалась схема с чувствительным полимерным детектором [3].

Обсуждение результатов

Фотоиндуцированные явления заключаются в перераспределении под действием света «лишних» электронов или дырок. Традиционно фотоиндуцированные явления в иттрий-железистых гранатах объясняются на языке «ближних» и «дальних» от примеси центров – иновалентных катионов железа. Однако еще в [4] подчеркивалось, что теория «ближних» и «дальних» узлов не работает при объяснении обратимых эффектов фотоиндуцированного изменения доменной структуры и магнитной проницаемости. В настоящей работе обосновывается точка зрения, что тип фотоиндуцированного изменения магнитных параметров в общем определяется отнесением катиона примеси к той или иной подрешетке [5]. В образцах с катионным замещением в октаэдрической подрешетке и ранее наблюдались некоторые фотомагнитные явления и при комнатной температуре (например, дезаккомодация магнитной проницаемости), однако изменения магнитных характеристик фиксировались только до и после воздействия света [2]. Также при низких температурах было обнаружено фотоиндуцированное уменьшение параметра динамического магнитоупругого взаимодействия [4], что означало уменьшение энергетических потерь на возникновение фононов при возбуждении магнонов в образце. Это важно и для инжекции спинов, и для спинового транспорта, поэтому именно такие образцы наиболее интересны для исследования.

Три различные подрешетки ИЖГ обеспечивают различное по симметрии окружение анионами кислорода своим катионам. Величина и знак напряжений, создаваемых в решетке инородными ионами, могут быть именно тем фактором, который определяет возможность фотоиндуцированной переориентации доменной структуры, а также возможность фотоиндуцированного изменения магнитных параметров. Именно октаэдрическое окружение ионов примеси ответственно за высокотемпературный фотомагнетизм ИЖГ(Ва) и отсутствие фотоиндуцированного перестроения доменной структуры при низких температурах.

Автор выражает благодарность В.Л. Темерову (ИФ СО РАН, г. Красноярск) за предоставление монокристаллов граната и В.Б. Митюхляеву (ОАО НИЦПВ, г. Москва) за определение элементного состава подложки. Данная работа была выполнена при поддержке гранта РФФИ 14-02-01224 а.

- Н. В. Воробьева // Кристаллография, т. 56, № 3, стр. 511-515 (2011).
- Н. В. Воробьева, Р. З. Халилов // ФТП, т. 46, № 4, стр. 469-472 (2012).
- Н. В. Воробьева, А. Н. Лачинов, В. Л. Темеров, В. Б. Митюхляев // Материалы INTERMATIC-2014, часть 2, стр. 17-20, Москва, 1-5 декабря 2014 г.
- В. Ф. Коваленко, Э. Л. Нагаев // УФН, т. 148, стр. 561-602 (1986).
- N. V. Vorob'eva // Solid State Phenomena, v. 215, pp. 314-319 (2014).
- Р. А. Дорошенко, С. В. Серегин // ФТТ, т. 39, № 6, стр. 1081-1083 (1997).

Огромное магнитосопротивление в гетероструктуре типа «сильный магнетик/ полимер» с широкой запрещенной зоной

А.Н. Лачинов¹, Н.В. Воробьева^{1*}, А.А. Лачинов^{1,2}

1 Башкирский государственный педагогический университет им. М. Акмуллы, ул. Октябрьской революции, За, Уфа, 450000. 2 ИФМК УНЦ РАН, пр. Октября, 71, Уфа, 450071. *vnv@anrb.ru

Систематизирован комплекс проведенных экспериментов, направленных на изучение инжекции спина из ферромагнетика в органический материал с широкой запрещенной зоной; транспорта спина в органическом материале, содержащем квазиодномерные каналы проводимости; влияния интерфейсных явлений на параметры магнитосопротивления; взаимного влияния магнитного и электрического полей на магниторезистивные явления; роль внешних воздействий (управляемость эффекта). Представлены результаты исследования влияния слабого внешнего магнитного поля на проводимость слоя неферромагнитного полимерного диэлектрика. Обсуждаются механизмы огромного магнитосопротивления в исследованных структурах и применение указанных явлений для диагностики магнитных состояний как проводящих, так и непроводящих материалов.

Введение

В последнее время в ряде публикаций отмечается заметное влияние слабых магнитных полей (несколько мТл) на проводимость органических полимерных материалов и/или структур, содержащих органические полимеры [1-3]. Влияние слабого внешнего магнитного поля на полимерные структуры с пониженной размерностью при малых напряжениях дает эффект в десятки процентов [1]. Отмечаются явления магнитного резонанса, создающие разрешение по энергии для магниторезистивного эффекта в полимерной структуре без магнитоупорядоченных включений, много меньше теплового размытия при комнатной температуре [2]. В настоящей работе представлен обзор результатов экспериментов по влиянию слабого внешнего магнитного поля на проводимость слоя неферромагнитного полимерного диэлектрика на сильномагнитных подложках.

Результаты и обсуждение

Исследования были выполнены на полидифениленфталиде (ПДФ) – материале, в котором происходит резкий переход резонансного типа металл/диэлектрик (переключение проводимости) при комнатной температуре [4], а также отмечено влияние слабых магнитных полей на электролюминесценцию [5]. При этом переход в высокопроводящее состояние для ПДФ сопряжен с активизацией квазиодномерных каналов проводимости [6], то есть с возможностью размерных эффектов. Представлены результаты исследований магнитосопротивления многослойных гетероструктур типа «сильный магнетик/ полимерный диэлектрик/ неферромагнитный металл», «ферромагнетик». Полимерный диэлектрик/ ферромагнетик». Большинство экспериментов проведены при нормальных условиях. В качестве сильномагнитной подложки были использованы никель, кобальт, пермаллой и ферримагнитный диэлектрик иттрий-железистый гранат. Образцы изготавливались по методике, описанной ранее в [7].

Для всех ферромагнитных подложек был реализован эффект электронного переключения проводимости (значительного изменения тока при малых воздействиях) для пороговых магнитных полей от 20 до 500 мТл.

С целью исследования свойств полимерной пленки без ферромагнитных электродов были получены структуры типа Cu/ПДФ/Cu (толщина пленок ~800 нм). Исследовались вольт-амперные характеристики (ВАХ) для проводимости, нормальной к плоскости слоев. ВАХ были получены для возрастающего и убывающего напряжения при значениях магнитного поля в интервале 0-250 мТл с шагом 50 мТл. Магнитное поле было направлено перпендикулярно току. При получении каждой кривой ВАХ магнитное поле оставалось постоянным. Измерения тока производились вольтметром Aglient 34401A посредством измерения падения напряжения на резисторе 2 кОм, соединенном последовательно со структурой Cu/ПДФ/Cu.



Рисунок 1. Серия ВАХ для гетероструктуры Си/ПДФ/Си во внешнем магнитном поле (полупроводниковое состояние, электрическое напряжение уменьшается).

На рис. 1 показана зависимость тока от напряжения, которая имеет нелинейный вид и хорошо описывается соотношением вида $I \sim kU^n$, где k - коэффициент пропорциональности, n - показатель степени. Было установлено, что при увеличении электрического напряжения происходит изменение формы кривых. До некого порогового значения напряжения U_{пор} ток, протекающий через экспериментальную структуру, линейно зависел от прикладываемого напряжения (n = 1). При достижении U_{пор} происходила смена характера этой зависимости (n ~ 2). Кривые, соответствующие различным значениям внешнего магнитного поля, имели разные значения U_{пор}. При этом при увеличении магнитного поля значение U_{пор} уменьшалось. Отсутствие холловского подавления тока свидетельствовало о канальной проводимости и квазиодномерном транспорте заряда. Подобный результат воспроизводился и для диэлектрического состояния полимерной пленки, где ранее предполагалась преимущественно объемная проводимость.

Заключение

Для асимметричных структур с одним ферромагнитным электродом обнаружено два типа электронного переключения: бистабильное и моностабильное. Для этих образцов были отмечены также малые магниторезистивные явления, свидетельствующие о взаимодействии структур с магнитным полем. Получены многочисленные свидетельства определяющей роли явлений на ферромагнитнополимерном интерфейсе подобно явлениям, рассмотренным в [3].

Следует отметить, что в обобщенном случае для всех рассмотренных структур и всех магниторези-

стивных эффектов влияние внешнего магнитного поля сводится к следующим аспектам: а) влияние на величину потенциального барьера на интерфейсе. Подобные явления недавно были отмечены и в других структурах [8]. б) Специфические размерные эффекты, обусловленные квазиодномерной канальной проводимостью полимерного материала. в) Действие на движущиеся заряды внутри структуры. При приближении к переходу металлдиэлектрик диэлектрическая проницаемость ПДФ увеличивается на несколько порядков. Значит, внутри полимерного слоя возрастает и подвижность зарядов, а следовательно, и действие на них внешнего магнитного поля.

Для симметричной структуры типа Cu/ПДФ/Cu показано, что квазиодномерный транспорт заряда при направлении тока нормально к плоскости структуры в пленках полимерных материалов с широкой запрещенной зоной преобладает по сравнению с объемным для полупроводникового и даже для диэлектрического состояния.

Данная работа была выполнена при поддержке грантов РФФИ 14-02-01224 а, 14-02-97009 р_поволжье_а.

- R. N. Mahato, H. Lulf, M. H. Siekman et al. // Science, V. 341, 257-260 (2013).
- H. Malissa, M. Kavand, D.P. Waters et al. // Science, V. 345, 1487-1490 (2014).
- K. V. Raman // Applied Physics Review, V. 1, 031101 (2014).
- 4. I. Tsukagoshi, Y. Gotou, M. Yusa et al. // United States Patent No.: US 7,528,488 B2, May 5, 2009.
- V. A. Antipin, A. N. Lachinov, D. A. Mamykin et al. // High Energy Chemistry, V. 44, No. 4, 353-355 (2010).
- V. M. Kornilov, A. N. Lachinov //Synthetic Metals, V. 53, pp. 71-76 (1992).
- А. Н. Лачинов, Н. В. Воробьева, А. А. Лачинов // Письма в ЖЭТФ, Т. 84, № 11, 720-722 (2006).
- P. N. Hai, Sh. Ohya, M. Tanaka et al. // Nature, V. 458, 489-492 (2009).

Моделирование ферромагнитного резонанса в микрополоске прямоугольной формы

Р.В. Горев^{1*}, В.Л. Миронов^{1,2}, Е.В. Скороходов^{1,2}

1 Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, ГСП-105, 603950

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

*Gorevrv@ipmras.ru

В работе обсуждаются результаты микромагнитного моделирования спектров и модового состава СВЧ-колебаний намагниченности в ферромагнитной полоске прямоугольной формы. Показано, что резонансные колебания имеют сложную пространственную структуру, состоящую из мод однородной прецессии и мод продольного спин-волнового резонанса.

Введение

В последнее время наблюдается повышенный интерес к исследованиям СВЧ-свойств паттернированных ферромагнитных наноструктур [1-3]. Главным образом, это обусловлено перспективами применения таких систем при создании перестраиваемых фильтров для излучения гигагерцевого диапазона частот. В частности, ряд работ посвящен исследованиям ферромагнитного резонанса в микрополосках прямоугольной формы [2,3], рассматриваемых как один из основных конструкционных элементов планарных поглощающих СВЧмикросистем. Обычно теоретические исследования ограничиваются нахождением спектра собственных частот колебаний намагниченности. Нами в настоящей работе предпринята попытка расчетов зависимостей величины амплитуды СВЧ-колебаний намагниченности микрополоски от приложенного магнитного поля, а также проведены микромагнитное моделирование резонансных колебаний в таких системах и визуализация их модового состава.

Методика расчета и результаты

Микромагнитное моделирование проводилось с использованием стандартного пакета Object Oriented Micromagnetic Framework (OOMMF) [6]. Исследовались колебания намагниченности в полосках пермаллоя (намагниченность насыщения $M_s = 750$ Гс, константа обменного взаимодействия $A = 13 \times 10^{-12}$ Дж/м) в форме параллелепипеда с размерами: толщина 30 нм; ширина 500 нм и длина 3 мкм. В расчетах полоска разбивалась на элементарные кубические ячейки со стороной 10 нм.

Спектр собственных колебаний намагниченности определялся из анализа релаксационных колебаний, возбуждаемых импульсным внешним магнит-

ным полем. С этой целью в численном эксперименте к полоске прикладывалось импульсное поле экспоненциальной формы (в плоскости полоски, перпендикулярно длинной стороне), после чего снимались временные зависимости переменной компоненты намагниченности. Спектр колебаний вычислялся посредством фурье-преобразования временных зависимостей. На основании спектров рассчитывалась частотная зависимость восприимчивости, мнимая часть которой (χ'') соответствует поглощению поля [5]. Результаты расчетов представлены на рис. 1.



Рис. 1. Нормированная зависимость мнимой части магнитной восприимчивости микрополоски пермаллоя от частоты.

В экспериментах по ФМР резонансу обычно исследуются зависимости поглощения СВЧ-мощности на определенной частоте от величины внешнего магнитного поля. Для численного моделирования таких экспериментов нами рассчитывались временные зависимости установившихся колебаний zкомпоненты (перпендикулярной плоскости полоски) намагниченности.

Амплитуда этих колебаний (M_z) пропорциональна поглощаемой мощности СВЧ-поля. Зависимость



Рис. 2. Нормированная зависимость величины амплитуды СВЧ-колебаний намагниченности микрополоски на частоте 9,86 ГГц от приложенного магнитного поля.

величины амплитуды СВЧ-колебаний намагниченности микрополоски на частоте 9,86 ГГц (характерная частота ЭПР спектрометра Bruker EMXplus) от приложенного магнитного поля показана на рис. 2. Из рис. 2 видно, что зависимость $M_z(H)$ имеет два резонансных пика при значениях поля 745 и 850 Э. Результаты визуализации колебаний, отвечающих данным пикам спектра, представлены на рис. 3 и 4. На рисунках показаны пространственные распределения z-компоненты намагниченности в различные моменты времени на половине периода колебаний.



Рис. 3. Пространственные распределения z-компоненты колебаний намагниченности в поле 745 Э в различные моменты времени (на половине периода колебаний).



Рис. 4. Пространственные распределения z-компоненты колебаний намагниченности в поле 850 Э в различные моменты времени (на половине периода колебаний).

Из рисунков 3 и 4 видно, что резонансные колебания имеют сложный модовый состав и представляют собой суперпозицию квазиоднородной прецессии, продольного спин-волнового резонанса и краевых мод.

В докладе также обсуждается влияние формы края полоски на модовый состав колебаний и ферромагнитный резонанс в системах связанных микрополосок.

Авторы выражают искреннюю благодарность Ю.В. Хивинцеву за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 15-02-04462).

- H. Zhang, A. Hoffmann, R. Divan, and P. Wang // Appl. Phys. Lett., 95, 232503 (2009).
- R. Adam, Y. Khivintsev, R. Hertel, C. M. Schneider et al. // J. Appl. Phys., 101, 09F516 (2007).
- B. K. Kuanr, R. Lopusnil, L. M. Malkinski et al. // J. Appl. Phys., 103, 07C508 (2008).
- R. D. McMichael and B. B. Maranville // Phys. Rev. B, 74, 024424 (2006).
- C. Wen-Bing, H. Man-Gui, Z. Hao et al. // Chin. Phys. B, 19(8), 087502 (2010).
- M.J. Donahue and D.G. Porter OOMMF (<u>http://math.nist.gov/oommf/</u>).

Перемагничивание ферромагнитных наночастиц током сканирующего туннельного микроскопа

М.В. Гришин*, А.К. Гатин, М.А. Кожушнер, Л.И. Трахтенберг, Б.Р. Шуб

Институт химической физики им. Н.Н. Семенова РАН, ул. Косыгина, 4, Москва, 119991. *mvgrishin68@yandex.ru

Найдены условия перемагничивания наночастицы, находящейся между двумя электродами, один из которых ферромагнитен. Определены характерные туннельные токи перемагничивания. Предложена и реализована схема эксперимента для обнаружения эффекта.

Введение

Влияние взаимной ориентации намагниченностей в электродах на величину тока между двумя ферромагнитными электродами, разделенными тонким слоем изолятора или немагнитного металла (эффект гигантского магнитного сопротивления), известно с 1988 г. Оно активно используется для считывания в системах магнитной записи информации. Рассматривалась и обратная задача - перемагничивание магнитного домена в наноразмерной слоистой среде поляризованным током (потоком электронов с преимущественным направлением спина). Критический ток перемагничивания пропорционален объему наночастицы и зависит от магнитных характеристик электрода и наночастицы. Геометрия расположения электродов и наночастицы не имеет значения. Важно только, чтобы катодом (или анодом) являлся ферромагнитный электрод. Эффект перемагничивания может быть изучен в сканирующем туннельном микроскопе с ферромагнитной иглой и ферромагнитной наночастицей, находящейся на неферромагнитной подложке, например на пиролитическом графите (ВУПГ) или окисленном монокристаллическом кремнии.

Эксперимент

Эксперименты по изменению намагниченности наноструктурированных пленок оксида железа были выполнены на сканирующем туннельном микроскопе (СТМ) в условиях сверхвысокого вакуума ($P = 2 \times 10^{-10}$ Topp). Для нанесения наночастиц оксида железа их водный раствор наносился на поверхность ВУПГ и высушивался при комнатной температуре. Подготовленный образец устанавливался в камеру СТМ и прогревался до T = 600 К.

Для исследования структуры и электронного строения ферромагнитных наночастиц были использованы стандартные методики сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии. Сканирование поверхности образца осуществлялось в режиме «постоянного тока» при значениях туннельного тока I = 2-20 нА и напряжения на наноконтакте U = $-2 \dots + 2$ В. Электронное строение, намагниченность и их изменение определялись по вольтамперным характеристикам (ВАХ) наноконтакта СТМ, измеряемым в различных точках на поверхности образца (как на наночастицах оксида железа, в т.ч. образующих кластеры, так и на поверхности ВУПГ, свободной от них) непосредственно во время сканирования. Острия СТМ изготавливались из железной проволоки диаметром d = 0.3 мм, предварительно намагниченной в поле постоянного магнита.

Результаты

На поверхности графита были обнаружены единичные наночастицы оксида железа и их кластеры, расположенные на значительном удалении друг от друга. Латеральный размер единичных наночастиц составлял приблизительно 40 нм.

Измеренные на ВУПГ и наночастицах ВАХ значительно отличались друг от друга. ВАХ, соответствующие ВУПГ, имели вид стандартных Sобразных кривых, характерных для наноконтакта, образованного проводниками. ВАХ, измеренные на наночастицах, представляли собой зависимости, форма которых близка к линейной. По абсолютному значению величина туннельного тока на ВУПГ, как правило, меньше величины туннельного тока на оксиде железа. Т.е. проводимость туннельного контакта, образованного железным острием и ВУПГ, оказывается ниже проводимости туннельного контакта, включающего наночастицу оксида железа.

Для изменения магнитного момента наночастиц оксида железа использовалась следующая процедура. При сохранении значения напряжения на наноконтакте СТМ (U = +2В) игла СТМ приближалась к поверхности образца на величину приблизительно $\Delta Z \approx 0.1$ нм, что приводило к увеличению значения туннельного тока до 20 нА. Затем происходило сканирование изучаемой поверхности со средней скоростью V_{scan} ≈ 140 нм/сек. При этом участок размером 650 х 650 нм сканировался со скоростью 1230 нм/сек. Однако на каждой строке скана было 50 остановок иглы длительностью приблизительно 85 миллисекунд. Таким образом, осуществлялось воздействие током туннелирующих электронов на ферромагнитные наночастицы. После этих манипуляций значение расстояния игла СТМ - поверхность возвращалось к исходному (значение туннельного тока падало до 2 нА), и вновь проводились измерения вольт-амперных характеристик в различных точках образца. Оказалось, что кривые, соответствующие ВУПГ и наночастицам оксида железа, практически совпали. Следовательно, произошло изменение направленности вектора магнитного момента наночастиц оксида железа, приведшее к изменению условий туннелирования электронов.

Оказалось возможно вернуть направленность вектора магнитного момента наночастиц оксида железа к первоначальному значению. Для этого острие СТМ было вновь приближено к поверхности образца на $\Delta Z \approx 0.1$ нм, и проведена описанная выше процедура, но направление тока туннелирующих электронов было изменено за счет изменения знака напряжения на туннельном наноконтакте СТМ,

равного U = -2 В. Измеренные после такого воздействия ВАХ приобрели первоначальный вид: Sобразный для ВУПГ и почти линейный для наночастиц оксида железа, причем во всем диапазоне напряжений (-2 В ... +2 В) значения туннельного тока на наночастицах вновь превышали значение туннельного тока на ВУПГ.

Были также определены пороговые значения туннельного тока для изменения направленности магнитного момента нанокластера оксида железа. Для этого использовалась описанная выше методика: проводилось сканирование поверхности образца с постоянными средней скоростью (V_{scan} ≈ 140 нм/сек) и значением приложенного к наноконтакту СТМ напряжения U = +2 В. Величина туннельного тока при этом варьировалась в диапазоне 2-20 нА. После завершения каждого однократного сканирования выбранного участка поверхности образца туннельный ток возвращался к исходному значению I = 2 нА и измерялись ВАХ наноконтакта СТМ. Значение туннельного тока во время процедуры, когда наблюдались изменения формы и интенсивности туннельных токов на наночастицах железа, рассматривалось нами в качестве порогового. Как правило, пороговая величина туннельного тока составляла $I_{tresh} = 9-11$ нА.

Результаты

Экспериментально установлена возможность перемагничивания наночастиц оксида железа током электронов, туннелирующих с ферромагнитного острия. Определено пороговое значение туннельного тока, достаточного для изменения намагниченности наночастиц.

Работа поддержана РФФИ, гранты №№ 13-03-00447, 13-07-00141, 13-03-00391, 14-03-00156, 15-03-02126.

Магнитооптический коаксиальный волновод с тороидальной магнитной структурой

Н.А. Гусев^{1,2*}, В.И. Белотелов^{1,2,3}, А.К. Звездин^{1,2}

1 Российский квантовый центр, ул. Новая, 100, Сколково, Московская область, 143025.

2 Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва,119991.

3 Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Ленинские Горы, 1, Москва, 119991.

*nagusew@gmail.ru

Рассмотрена задача о влиянии тороидальной намагниченности на дисперсию собственных волн и распределение поля в коаксиальном оптическом волноводе, выполненном из золота с наполнением из граната, с учетом поглощения и дихроизма.

Введение

В настоящее время структуры с магнитооптической невзаимностью представляют важный интерес для практического использования в телекоммуникационных устройствах и элементах интегральной оптики, таких как циркуляторы и оптические изоляторы [1]. В плазмонном кристалле магнитооптическая невзаимность сопровождается сдвигом собственных частот, индуцированным намагниченностью, что приводит к десятикратному усилению экваториального магнитооптического эффекта Керра [2].

Вопрос о воздействии азимутальной намагниченности на распространение волн в цилиндрических и коаксиальных волноводах уже неоднократно рассматривался в задачах радиофизики для мегагерцевого диапазона частот [3]. Кроме того, в [4] подробно рассмотрена задача о дисперсии и распределении полей в коаксиальном волноводе, намагниченном по оси. Во всех случаях, упомянутых выше, используется приближение идеально проводящего металла.

В настоящей работе исследуется вопрос о влиянии азимутальной намагниченности, которая соответствует тороидальной магнитной структуре, на волноводные моды и поверхностные плазмон-поляритоны в коаксиальном волноводе из золота. Предлагается как аналитическое рассмотрение, так и численное решение задачи с использованием метода конечных элементов в программе COMSOL MultiPhysics с учетом поглощения и дихроизма.

Теория

Рассмотрим коаксиальный нановолновод из золота, заполненный магнитным диэлектриком — иттрие-

вым феррит-гранатом и намагниченный азимутально (рис. 1).



Рисунок 1. Исследуемая структура.

При такой конфигурации намагниченность неоднородна по направлению, и, хотя суммарная намагниченность структуры будет равна нулю, можно говорить о наличии отличного от нуля тороидального момента $\mathbf{T} = 1/2 \int [\mathbf{\rho} \times \mathbf{M}] d^3 \mathbf{\rho}$ [5].

Известно, что в цилиндрическом волноводе электромагнитная волна, бегущая вдоль оси цилиндра, описывается как $Z(\rho)\exp(i(\beta z + l\phi - \omega t))$ [6], где l – целое число, β – постоянная распространения вдоль оси z, ω – частота, а $Z(\rho)$ – цилиндрическая амплитуда. В общем случае в присутствии тороидальной намагниченности невозможно выделить определённые типы поляризации, однако можно ограничиться рассмотрением осесимметричных мод (l=0) и получить волновое уравнение в полярных координатах для компоненты поля H_{ω} моды TM0n:

$$\rho^{2} \frac{\partial^{2} H_{\varphi}}{\partial \rho^{2}} + \rho \frac{\partial H_{\varphi}}{\partial \rho} + \left(\kappa^{2} \rho^{2} + \frac{\beta g \rho}{\varepsilon} - 1\right) H_{\varphi} = 0 \qquad (1)$$

Здесь $\kappa = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon}$, $k_0 = \omega/c$, ε – диагональный элемент тензора диэлектрической проницаемости магнитной среды, а *g* – гирация магнитной среды, величина, пропорциональная намагниченности [7]. Точное решение данного уравнения имеет следующий вид:

$$H_{\varphi} = \rho \exp(-\kappa \rho) \left({}_{1}F_{1}(G,3,2\kappa \rho) + U(G,3,2\kappa \rho) \right) \quad (2)$$

Здесь $G = 3/2 - g\beta/2\varepsilon\kappa$, $_1F_1$ и U – вырожденные гипергеометрические функции первого и второго рода. Таким образом, в общем случае распределение поля моды TM0n внутри рассматриваемой структуры зависит от величины намагниченности. Далее, используя соотношения для полей на границе металла и магнитного диэлектрика, а также воспользовавшись тем, что при наших параметрах $g\beta/2\varepsilon\kappa \ll 1$, и, таким образом, учитывая влияние намагниченности только на граничые условия, можно получить дисперсионное уравнение.

Результаты и обсуждение

На рисунке 2а представлена дисперсия собственных волн коаксиального волновода с r=50 и R=300 нм в диапазоне частот $1.25 - 3.75 \times 10^{15} c^{-1}$. Видно, что присутствует две плазмонных моды ТМО, локализованных на внутренней и внешней границе волновода, и обычный набор цилиндрических волноводных мод ТМО1 и ТМО2. При этом внешняя плазмонная мода в области левее прямой $\omega = kc/\sqrt{\varepsilon}$ превращается в волноводную.

На рисунке 26 представлена величина эффекта магнитооптической невзаимности $\Delta\beta = \beta(-g) - \beta(g)$. Видно, что наиболее сильно невзаимность проявляется на плазмонных модах, при этом на внутренней и внешней модах она разных знаков. Красным на рисунке 2 показаны результаты, полученные с помощью аналитического подхода, синим – с помощью программы COMSOL MultiPhysics. Видно, что оба подхода хорошо согласуются.



Рисунок 2. (а) Зависимость постоянной распространения β собственных мод в коаксиальном волноводе и (б) величины Δβ эффекта магнитооптической невзаимности от частоты.

Литература

а

- K. Fang, Z. Yu, V. Liu, et al. // Optics Letters, 36.21, 4254-4256 (2011).
- V.I. Belotelov, I.A. Akimov, M. Pohl et al. // Nature Nanotechnology, 6.6, 370-376 (2011).
- K.P. Ivanov, G.N. Georgiev // Journal of Applied Physics, 67.10, 6529-6537 (1990).
- M. Yang, L.T. Wu, T.J. Guo et al. // Journal of Applied Physics, 116(15), 153104 (2014).
- A.K. Zvezdin // Bulletin of the Lebedev Physics Institute, 6, 29-35 (2000).
- 6. E. Snitzer // JOSA, 51(5), 491-498 (1961).
- A.K. Zvezdin and V.A. Kotov. Modern Magnetooptics and Magnetooptical Materials, CRC Press (1997).

Ионно-стимулированная модификация магнитных наноструктур

С.А. Гусев^{1,2*}, С.Н. Вдовичев^{1,2}, Н.С. Гусев^{1,2}, О.Л. Ермолаева¹, Ю.В. Петров³, М.В. Сапожников^{1,2}, Н.В. Смирнов², Д.А. Татарский^{1,2}

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

3 МРЦ "Нанотехнологии" Санкт-Петербургского государственного университета, ул. Ульяновская, д. 1, Старый Петергоф, Санкт-Петербург, 198504. *gusev@ipmras.ru

С помощью облучения остро фокусированными ионными пучками произведена локальная модификация магнитных свойств тонкопленочных металлических структур. Исследованы структурные изменения, происходящие при таком воздействии, в зависимости от дозы облучения. Экспериментально показана возможность формирования скирмионноподобных распределений намагниченности с латеральными размерами ~50 нм в многослойных пленках Co/Pt.

Введение

При ионном облучении в твердом теле происходят структурные, химические, фазовые, механические превращения, которые давно используются для управления свойствами материалов (ионная имплантация, получение сверхстойких металлических поверхностей, ионное травление...). В последние годы значительно возросло количество публикаций, посвященных изучению влияния ионного облучения на свойства наноструктурированных материалов [1]. С появлением и распространением серийных приборов, использующих остро фокусированные ионные пучки диаметрами ~1 нм, возникли новые возможности по созданию наноструктур с помощью локальной модификации свойств материалов. В частности, ионная имплантация легких или тяжелых ионов в магнитные пленки рассматривается как одна из наиболее реальных возможностей по созданию паттернированных сред для магнитной записи с плотностью > 5 Tb/in², где размер бита и расстояние между ними должны иметь значение ≤ 11 нм [2]. Варьируя массу, энергию ионов и дозу облучения можно изменять основные магнитные характеристики материалов: намагниченность насыщения, коэрцитивность, величину и тип магнитной анизотропии [3,4], а при использовании остро фокусированных ионных пучков можно выполнять локальные изменения этих характеристик на масштабах, соизмеримых с основными магнитными длинами. В нашем докладе приведены результаты экспериментальных исследований, посвященных изучению влияния ионного облучения на кристаллическую структуру и магнитные свойства тонких одиночных пленок CoFe и многослойных структур Co-Pt.

Методика эксперимента и результаты

Основная цель работы состояла в оптимизации условий облучения для формирования структур с локально измененными магнитными свойствами (определение необходимой дозы для данного типа ионов, размера и расстояния между облучаемыми областями) и обнаружении происходящих при этом воздействии структурных изменений. Общая толщина пленок магнитных структур составляла 10 – 30 нм, облучение выполнялось ионами He⁺ и Ga⁺ (энергией 30 кэВ) с использованием ионного гелиевого литографа ORION Nanomaker и двухлучевого микроскопа NEON 40 (Carl Zeiss). Дозы облучения имели величину значительно меньшую, чем используются при ионном распылении материалов, и варьировались (в зависимости от типа применявшихся ионов) в диапазоне от 10^{12} до 10^{16} ионов/см². Структурные изменения кристаллического состояния пленок изучались методами просвечивающей электронной микроскопии с помощью микроскопа LIBRA 200MC (Carl Zeiss) и рентгеновского дифракционного анализа.

Механизмы диссипации энергии ионов в твердом теле разнообразны, и значительная её часть, в конечном итоге, переходит в тепло. При использовании частиц с энергиями в несколько десятков кэВ происходит быстрый нагрев поверхностных слоев материала вплоть до температуры плавления и вы-





ше с последующим быстрым охлаждением, возникают термомеханические напряжения [5]. Эти процессы способны привести к перекристаллизации металлических пленок, изменению размеров кристаллических зерен, размытию границ слоев и усилению диффузионных процессов в многослойных структурах (т.е. к изменению как дальнего, так и ближнего порядка в расположении атомов). В частности, экспериментально было установлено, что облучение 30 нм пленки СоFe с небольшой коэрцитивностью (~20 Oe) ионным пучком Ga⁺ с дозой ~10¹² ионов/см² приводит к изменению фазового состава и существенному (в 2-3 раза) увеличению средних размеров кристаллических зерен, что в соответствии с известными экспериментальными данными и теоретическими предсказаниями (модель Имри-Ма) должно вызывать увеличение коэрцитивности пленки.

Наиболее интересные изменения магнитных свойств у структур были зафиксированы при облучении остро фокусированными пучками Не⁺ многослойных пленок Co/Pt (толщина слоев 0.5 и 1 нм, 5 периодов), обладавших в исходном состоянии перпендикулярной анизотропией намагниченности. Из-за меньшей массы ионы гелия обладают большей проникающей способностью и основную часть энергии теряют в подложке. Поэтому в данном случае основные структурные изменения металлической пленки вызваны не локальным разогревом, а радиационными изменениями, вызванными прямым выбиванием атомов из занимаемых положений. Магнитооптические кривые намагничивания свидетельствуют об уменьшении перпендикулярной анизотропии структур с ростом дозы облучения от 10¹⁴ до 10¹⁶ ионов/см². Минимальный диаметр ионного пучка Не⁺ может составлять ~ 1 нм. В данном эксперименте облучались области диаметром от 20 до 100 нм, упорядоченные в решетки

разной симметрии и с периодами 70 - 200 нм. На рис. 1 представлены МСМ-изображения магнитных структур Co/Pt, до (а) и после (б,в) облучения с разными дозами и разным дизайном. Этим способом удалось зафиксировать изменения магнитной структуры пленок, у которых минимальный диаметр модифицированных областей составлял 50 нм, а период решетки равнялся 100 нм. Таким образом, ионное облучение может быть эффективным инструментом для формирования структур с неоднородными распределениями намагниченности. Минимальный размер модифицированных магнитных зон определяется процессами рассеяния ионов в мишенях, и, по предварительным оценкам (моделирование взаимодействия ионов с материалами с помощью пакета программ TRIM), при использовании гелиевых ионных пучков диаметр облученных участков может иметь величину порядка 10 нм.

В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур». Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ и Программ РАН.

- A. V. Krasheninnikov and K. Nordlund // JAP, 107, 071301 (2010).
- S. Kundu, N. Gaur, S. N. Piramanayagam et al. // IEEE Tran. on Magnetics, V. 50, No. 3, March 2014, 3200206.
- T. Devolder, J. Ferre, C. Chappert, H. Bernas et al. // PRB, V. 64, 064415 (2001).
- D. Merkel, L. Bottyan, F. Tancziko et al. // JAP V.109, 124302 (2011).
- В.И. Бойко, А.Н. Валяев, А.Д. Погребняк //УФН, 169, №11, 1243–1271 (1999).

Ферромагнетизм в InFeAs-слоях, сформированных методом импульсного лазерного нанесения

О.В. Вихрова¹, Е.А. Ганьшина², Ю.А. Данилов^{1*}, Ю.Н. Дроздов^{3,1}, Ю.А. Дудин¹, Б.Н. Звонков¹, Г.С. Зыков², А.В. Кудрин¹, З.Э. Кунькова⁴, В.П. Лесников¹, Е.В. Петрякова¹, Е.А. Питиримова¹, М.П. Темирязева⁴, П.А. Юнин^{3,1}, Р.Р. Якубов¹

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

2 Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1/2, Москва, 119991.

3 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Афонино Нижегородской обл., 607680.

4 Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино Московской обл., 141190. *danilov@nifti.unn.ru

Методом импульсного лазерного нанесения на подложках GaAs получены монокристаллические слои InFeAs. Образцы показывают ферромагнитное поведение намагниченности. Измерения эффекта Холла позволили определить *n*-тип проводимости. Знаки нормальной и аномальной частей эффекта Холла противоположны.

Введение

Арсенид индия, сильно легированный Fe, является перспективным материалом полупроводниковой спинтроники [1]. Ключевой особенностью этого материала является возможность получения ферромагнитного полупроводника *п*-типа в отличие от соединений А^ШВ^V, легированных Мп, которые всегда имеют *p*-тип проводимости, так как атомы Mn, замещающие узлы в подрешетке А^Ш, являются акцепторами. Слои InFeAs, полученные методом молекулярно-лучевой эпитаксии, имеют температуру Кюри не выше 70 К. Создание этого материала другими методами может представлять практический интерес в плане большей свободы при проектировании приборов спинтроники, в частности светоизлучающих диодов с инжекцией спин-поляризованных электронов, а не дырок.

Методика эксперимента

Мы использовали две модификации метода импульсного лазерного нанесения (ИЛН): 1) ИЛН в вакуумной камере (~ 10^{-6} Topp) и 2) ИЛН в горизонтальном кварцевом реакторе при пониженном давлении в потоке H₂ и AsH₃. Импульсы АИГ:Nd лазера направлялись попеременно на мишени из металлического Fe и нелегированного InAs. Относительное содержание Fe в нанесенном слое оценивалось по соотношению $Y_{\rm Fe}=t_{\rm Fe}/(t_{\rm Fe}+t_{\rm InAs})$, где $t_{\rm Fe}$ и $t_{\rm InAs}$ – времена распыления соответствующих мишеней. В качестве подложек использованы пластины GaAs(100) или (111) и Ge(111). Температура нанесения (T_g) варьировалась от 200 до 400°С, а содержание Fe (Y_{Fe}) - от 0.04 до 0.5. Скорость нанесения составляла \approx 5 нм/мин.

Для изучения свойств полученных слоев InFeAs использованы следующие методы: дифракция электронов на отражение с помощью электронографа ЭМР-102 при ускоряющем напряжении 50 кэВ; рентгеновская дифракция с применением многофункционального дифрактометра D8 Discover (Brucker, Германия) в режиме $\Theta/2\Theta$ -сканирования; исследование морфологии поверхности И магнитного рефльефа методами атомно- и магнитосиловой микроскопии (АСМ и МСМ) на приборе (AIST-NT); измерения намагни-Smart SPM ченности методом переменного градиента магнитного поля; измерения магнитооптического эффекта Керра, в том числе спектральные измерения в экваториальной геометрии (ЭЭК) в диапазоне энергий кванта 0.5-4.0 эВ; измерения эффекта Холла по методике Ван-дер-Пау с In омическими контактами в диапазоне температур (T_m) 10-300 K.

Результаты и обсуждение

Дифракция электронов показала монокристаллическую структуру слоев, выращенных при температурах 200 – 400°С, вплоть до максимального содержания Fe (наблюдались точечные рефлексы и кикучи-линии). Рентгено-дифракционное изучение выявило, кроме пика от GaAs-подложки, максимум от релаксированного InAs-слоя, который для $Y_{\rm Fe} > 0.4$ сдвигается к пику от GaAs. Также отмечено появление механических напряжений для больших концентраций Fe в InAs.

Измерения намагниченности (методом переменного градиента магнитного поля) при комнатной температуре показали при значениях $Y_{\rm Fe} \ge 0.25$ петлю гистерезиса (рисунок 1) с коэрцитивным полем около 30 Э.



Рисунок 1. Зависимость намагниченности от напряженности магнитного поля *H* для образца со слоем InFeAs, выращенным методом вакуумного ИЛН при $T_g = 300^{\circ}$ С и $Y_{Fe} =$ 0.25 на подложках *i*-GaAs с ориентацией (111) и (100). Температура измерений = 300 К; магнитное поле направлено вдоль плоскости образца.

Сканы АСМ и МСМ, выполненные на образцах со слоями InFeAs (вакуумное ИЛН при 200°С на $Y_{\rm Fe} =$ 0.08), показали GaAs(111) И явную довольно значительными корреляцию между образованиями на поверхности и магнитным рельефом, что может свидетельствовать о приповерхностном расположении магнитной фазы. Слабый МСМ-рельеф наблюдался также для аналогичного образца, но с $T_{\rm g}$ = 400°С. Величина сигналов, форма спектров, а также характер магнитополевых зависимостей экваториального эффекта Керра (ЭЭК) зависят от ориентации подложки (в частности, слабый сигнал от образцов (100), и на порядок выше для (111)) и от температуры выращивания (максимальный сигнал для $T_{\rm g} = 250^{\circ}$ C).

Знак термоЭДС показывает *n*-тип проводимости InFeAs-слоев. Зависимость сопротивления слоев от температуры измерений носит полупроводниковый характер (слоевое сопротивление R_s увеличивается приблизительно в 2 раза при снижении T_m от 300 до 10 К для обеих ориентаций подложки). Измерения магнитополевой зависимости эффекта Холла

демонстрируют его нелинейный характер. Может быть выделена нормальная составляющая сопротивления Холла (с линейной зависимостью от Н) и аномальная часть. В частности, для слоя InFeAs ($T_{\rm g}$ = 300°С, $Y_{\rm Fe}$ = 0.25) аномальная составляющая имеет вид петли гистерезиса с выходом на насыщение в поле Н порядка 2500 Э. причем знаки нормальной и аномальной частей противоположны. Знак нормальной составляющей электронный характер подтверждает проводимости. Из нее может быть определена концентрация электронов и их подвижность. Концентрация электронов, в основном, зависит от T_{g} и изменяется в диапазоне от 1.5×10^{18} до 1.5×10^{19} см⁻³. Холловская подвижность изменяется от 270 до 60 см²/В с. Концентрация электронов зависит также и от ориентации подложки: так, для слоя InFeAs ($T_{\rm g}$ = 300° C, $Y_{\text{Fe}} = 0.25$) концентрация электронов выше в 4 раза при использовании подложки GaAs(111) по сравнению с GaAs(100).

Мы полагаем, что ферромагнитное поведение слоёв InFeAs, полученных методом ИЛН, имеет кластерную природу. В процессе роста могут образовываться кластеры как Fe, так и FeAs. Различное содержание этих фаз в слоях, полученных в разных режимах, может быть одной из причин отличия магнитооптических свойств слоёв. Атомы Fe, находящиеся в узлах индия, являются нейтральной примесью [1], а *n*-тип проводимости обусловлен собственными дефектами, присутствие которых связано с низкотемпературным процессом эпитаксии. Этот вывод подтверждается результатами экспериментов по облучению сформированных слоев легкими ионами Не⁺ с энергией 40 кэВ, производящими точечные дефекты, в основном вакансии и антиструктурные дефекты. Облучение было выполнено при комнатной температуре мишени на ускорителе ИЛУ-3. Облучение приводит к повышению концентрации электронов в слоях, особенно при дозе выше 1014 см-2, и снижению их подвижности.

Работа выполнена в рамках реализации государственного задания (проекты № 8.1054.2014/К и № 3.285.2014/К) Минобрнауки России и при поддержке РФФИ (грант №15-02-07824 а).

Литература

 M. Tanaka, S. Ohya, P. N. Hai // Applied Physical Review, V. 1, 011102 (2014).

Свойства высокотемпературного алмазоподобного ферромагнетика на основе кремния с самоорганизованным сверхрешёточным распределением примеси марганца

Е.С. Демидов^{1*}, В.В. Подольский², В.П. Лесников², В.В. Карзанов¹, А.А. Тронов¹, В.Н. Трушин²

1 Нижегородский государственный университет им Н. И. Лобачевского (ННГУ), просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

2 Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950. *demidov@phys.unn.ru

Представлены новые данные исследования свойств слоёв разбавленного магнитного полупроводника (РМП) Si:Mn, полученных лазерным методом при температурах T_g=200-400°C на монокристаллических подложках GaAs, Si и впервые на Ge. Ферромагнетизм слоев контролировался спектроскопией ферромагнитного резонанса (ФМР), магнитооптическими и магнитотранспортными измерениями. Представлены данные анализа угловых зависимостей ФМР и их количественного анализа при температурах 77-300 К, определены величины истинных намагниченностей, вклада кристаллической анизотропии и обменного взаимодействия между областями со взаимно перпендикулярными ориентациями сверхрешёток. Рентгеноструктурные измерения Si:Mn показывают наличие неизвестного ранее соединения Si_xMn_y. Обсуждается применимость модели примесной зоны в трактовке природы спинового упорядочения в РМП Si_{3×}Mn_x.

Введение

Сосуществование магнетизма и полупроводниковых свойств в разбавленных магнитных полупроводниках (РМП) увеличивает функциональные возможности спинтроники. Возможность лазерного синтеза тонких слоев 30-110 нм РМП на основе GaSb, InSb, Ge и Si, легированных Mn, с температурой Кюри Т_с выше 500 К были продемонстрированы ранее [1-4]. Вариант РМП на основе кремния особенно привлекателен в связи с совместимостью с наиболее распространённой кремниевой микроэлектроникой. Недавно [5,6] кристаллическая структура Si:Мп была исследована высокоразрешающей электронной микроскопией (HRTEM) и локальной электронной дифракцией (LAED) в направлениях <110> и <100>. Лазерная технология позволяет достигнуть насыщения твёрдого раствора с 15% Мп в кремнии для РМП Si:15% Мп (или Si_{2.5}Mn_{0.5}) с высокой электрической и магнитной активностью Mn, сохранением алмазоподобной кристаллической структуры и эпитаксиальным ростом слоёв Si:Mn на GaAs с самоорганизованным формированием сверхрешетки. В настоящем сообщении представлены новые данные исследования слоёв РМП Si:Мп толщиной до 300 нм, полученных лазерным методом при температурах T_g=200-400°C на монокристаллических подложках GaAs, Si и впервые на Ge. Обсуждается применимость модели примесной зоны в трактовке природы спинового упорядочения в РМП Si_{3-x}Mn_x.

Методика эксперимента

Применялась технология импульсного осаждения из лазерной плазмы (ИОЛП) слоёв Si:Mn на монокристаллических подложках GaAs, Si, Ge, описанная в [1,2]. Измерения ФМР на ЭПР-спектрометре Bruker EMX в Х-диапазоне, намагниченности и магнитотранспортных свойств проводились при температурах 77-300 К в полях до 1.5 Тл. Рентгеноструктурные измерения проводились на рентгеновском дифрактометре Shimadzu 7000.

Результаты и обсуждение

В [5,6] установлено, что РМП Si:Mn/GaAs(100) представляет собой ранее неизвестное соединение переменного состава Si_{3-x}Mn_x (0<x<1) с однофазной алмазоподобной структурой, высоким кристаллическим совершенством и самоорганизованным формированием сверхрешёточной структуры с периодом, равным утроенному расстоянию между ближайшими атомными слоями (110) и интервалу между слоями (110), легированными атомами Мп и ориентированными вдоль направления роста плёнки Si:Mn. Слои Si:15%Mn (или Si_{2.5}Mn_{0.5}) состоят из

блоков с размерами 15-50 нм с взаимно перпендикулярными ориентациями сверхрешёточных модуляций. Атомы марганца в легированных этой примесью слоях (110) располагаются в виде одноатомных полосок, которые чередуются с кремниевыми одноатомными полосками в согласии с данными рентгеноспектрального анализа и ферромагнитного резонанса.



Рисунок 1. Спектры ФМР при 293К 50 нм слоя РМП Si:15%Mn на GaAs(100) при вращении образца вокруг оси <110> слева и <010> справа, внизу соответствующие угловые зависимости резонансного поля в центре спектра.

Существенная анизотропия спектров ФМР в случае Si:Mn/GaAs для трёх геометрий измерений ФМР на рисунках 1, 2 в согласии с данными HRTEM и LAED свидетельствует о существенно анизотропной кристаллически упорядоченной структуре этого РМП. Сложная структура спектров вызвана присутствием 4 типов блоков с различной ориентацией модуляций сверхрешётки с обменным взаимодействием между ними. Вклад одноосной анизотропии является неожиданно большим и отрицательным как для наших лазерных РМП Si:Mn, так и для полученных методом MBE РМП GaAs: Mn в [7]. Метод ИОЛП позволяет синтезировать сравнительно толстые слои Si:Мn до 300 нм на монокристаллических подложках GaAs, Si и впервые на Ge. Согласно [8] акцепторные уровни перезарядки 2+/3+ и 3+/4+ замещающих атомов Mn в Si располагаются несколько выше потолка валентной зоны кремния. Это обстоятельство и высокая концентрация примеси Mn дают основание полагать образование

примесной зоны вблизи потолка валентной зоны кремния в соединении Si_{3-x}Mn_x и связать природу ферромагнетизма этого РМП не с РККИ – механизмом спинового упорядочения магнитных атомов Mn, как предполагалось ранее, а с моделью примесной зоны со своеобразным проявлением сверхрешёточной структуры в энергетическом спектре электронов. Рентгеноструктурные измерения лазерных слоёв РМП Si:Mn показывают наличие неизвестного ранее соединения Si_xMn_y.



Рисунок 2. То же, что и на рисунке 1, при вращении образца вокруг оси <100> при 293 К слева и при 100 К справа.

Работа поддержана грантами РФФИ 05-02-17362, 08-02-01222а, 11-02-00855а, АВЦП РНП ВШ 2.1.1/2833, 2.1.1/12029 и грантом-соглашением 2013 г. № 02.В.49.21.0003 между Министерством образования и науки и Нижегородским государственным университетом им. Н.И. Лобачевского.

- Е. С. Демидов, Ю. А. Данилов, В. В. Подольский и др. // ПЖЭТФ, Т.83, 664 (2006).
- Yu.A. Danilov, E.S. Demidov, Yu.N. Drosdov et al. // JMMM, V. 300, e24 (2006).
- Е. С. Демидов, В. В. Подольский, В. П. Лесников и др. // ЖЭТФ, Т.133, 1 (2008).
- E.S. Demidov, B.A. Aronzon, S.N. Gusev et al. // JMMM, V. 321, 690 (2009).
- Е. С. Демидов, Е. Д. Павлова, А. И. Бобров // ПЖЭТФ, 96, 790 (2012).
- Е.С. Демидов, В.В. Подольский, В.П. Лесников и др. // ПЖЭТФ, Т.100, 818 (2014).
- Xinyu Liu and Jacek K. Furdyna // J. Phys.: Condens. Matter, V. 18, R245 (2006).
- 8. Е. С. Демидов // ФТТ, 34, 18 (1992).

Time-resolved photoluminescence of ferromagnetic InGaAs/GaAs/δ<Mn> structures

M.V. Dorokhin^{1*}, Yu.A. Danilov¹, B.N. Zvonkov¹, M.A.G. Balanta², M.J.S.P. Brasil², F. likawa², P.B. Demina¹, E.I. Malysheva¹

1 Physico-Technical Research Institute, Lobachevsky State University of Nizhni Novgorod, Gagarin ave.23/3, Nizhni Novgorod, Russia, 603950 2 Instituto de Física "GlebWataghin"- Universidade Estadual de Campinas - Campinas-SP, Brasil 13083-859 *dorokhin@nifti.unn.ru

The time dependencies of both intensity and circular polarization degree of photoluminescence for the structures with InGaAs/GaAs quantum well and δ <Mn>-layer were investigated. It was found that δ -doping parameters strongly affect both radiative recombination and spin relaxation times of carriers in the quantum well. The latter is attributed to Mn-carrier interaction.

Introduction

The diodes with magnetic field controlled circularly polarized light emission are one of the basic elements of the spintronics [1]. The prospective option is a diode operating on the basis of direct spin polarization of carriers in the active region due to the interaction with the ferromagnetic layer (δ <Mn>) [1,2]. However, theoretical modeling of such diodes operation requires additional investigations. In this paper we present the results of an investigation of the polarization characteristics of the time-resolved photoluminescence (PL) of InGaAs/GaAs structures with δ <Mn>-layer in GaAs barrier. We believe that our results can help better understanding the mechanism of carriers-Mn interaction.

Experimental details

The structures were fabricated by a two-stage epitaxial growth method. First, a n-GaAs buffer layer (Si doped), 10 nm In_{0.16}Ga_{0.84}As QW and an undoped GaAs spacer layer ($d_s = 2 - 8$ nm) were sequentially grown at 600°C on n⁺GaAs (001) substrates by metalorganic vapor phase epitaxy (MOVPE). Next, the δ doped <Mn> layer (0.1 monolayer) and 40 nm GaAs cap layer were grown at 400°C in the same reactor by laser sputtering of Mn and GaAs targets, respectively. The reference QW sample without $\delta < Mn >$ -layer was also grown by only MOVPE at 600°C. The schemes of structures are shown at insert to Fig.1. Time-resolved PL was obtained at 10 K using a Ti:Sa laser and a streak-camera system (time resolution ~30 ps). The samples were exposed by light pulses with right (σ^+) circular polarization. The excitation wavelength was 850 nm (the carriers were generated directly in the QW). The PL spectrum is shown at Fig.1. One can see the peak at the wavelength ~ 900 nm, which corresponds to the radiative transition in the QW [2].



Figure 1. PL spectrum of investigated sample, $d_s = 8$ nm, T = 77 K. Insert shows the scheme of an investigated sample.

The PL intensity vs time dependencies were derived for the part of the spectrum with the width of 1.5 nm and the center wavelength of 900 nm (maximum of the QW emission). Right (σ^+) and left (σ^-) circularly polarized emissions were consequently analyzed using standard quarter-wave plate and polarizer measurement system [1,2]. The total PL intensity was defined as $I_{summ}(t) = I^+(t)+I^-(t)$ (1) where $I^+(I^-)$ are the (σ^+) and (σ^-) polarized PL intensities. The polarization degree was calculated as:

$$P_{\rm pl}(t) = (\Gamma(t) - \Gamma(t))/I_{\rm summ}(t).$$
⁽²⁾

Experimental results and discussion

Fig.2 shows time dependence of the PL intensity for samples with different d_s . The calculated decay time of the PL intensity (τ) for samples depends on d_s . The biggest time of 294 ps was obtained for the sample with-

out $\delta < Mn >$. Introduction of $\delta < Mn >$ -layer leads to a decrease of τ to ~ 210 ps for $d_s = 8$ nm. The decrease of d_s leads to a monotonic decrease of the decay time which can be approximated by formula $\tau \sim d_s$.



Figure 2. Dependence of $I_{summ}(t)$ for investigated samples.

The probable reason for the decrease of PL decay time is the increase of non-radiative recombination rate with d_s decrease due to increasing probabilities of recombination with Mn impurity atoms and the defects in lowtemperature cap layer. This is in a good agreement with PL quenching for samples with low d_s reported in [2]. Time dependencies of a $P_{\rm EL}$ are shown at Fig.3. One can see two distinct types of $P_{\rm EL}(t)$ curves depending on the spacer layer thickness (Fig.3a and b). For big d_s (6 and 8 nm) the curves are similar to the one obtained for the reference sample (Fig.3a). Two slopes of polarization decay are seen: steep slope, which is related with the fast spin relaxation of holes, and a slow decrease of $P_{\rm EL}$, which is associated with the spin relaxation of electrons [3]. The spin relaxation time for holes (τ_h) can be estimated from Fig.3a. For the reference sample $\tau_{\rm h}$ was found to be 54 ps which is a consisted result for the sample with 10 nm wide QW [4]. Introduction of $\delta < Mn >$ leads to the increase of τ_h to the values of 214 ps for $d_s = 8$ nm and 107 ps for $d_s = 6$ nm. With further decrease of d_s the $P_{\rm EL}(t)$ curves change (Fig.3b). Within the experimental error, there remains only one slope of $P_{\rm EL}$ decay with relatively high relaxation times, over 300 ps. The exact determination of spin relaxation times is difficult due to fast decay of the PL intensity.

The diagram of spin-dependent transitions in the QW for 850 nm excitation is shown at Fig.3c. Due to excitation energy being relatively high, both heavy and light hole levels are involved in the absorption.



Figure 3. a) The $P_{EL}(t)$ dependence for samples with thick d_s and for the reference sample; b) the $P_{EL}(t)$ dependence for samples with thick d_s ;c) the diagram of absorption (bold lines) and emission (pale) transitions in the QW system in selected excitation.

For the emission wavelength of 900 nm only the heavy holes participate in emission. The initial polarization degree depends on the level of excitation and can vary from 1 to 0.5. However the $P_{\rm EL}(0)$ is hard to determine due to the resolution of our set-up. The decay of $P_{\rm EL}$ with *t* is related with the spin scattering of electrons and holes. The distinction in the $P_{\rm EL}(t)$ curves for the samples with δ <Mn> are then due to the different spin scattering. The latter is strongly affected by the interaction of carriers with Mn in δ -layer. Thus, the increase of spin scattering times is attributed to such interaction. The important finding of the work is a way to control time characteristics of polarization degree by the variation of structures parameters. These results can be used to improve theoretical models [2, 3]. The work was supported by RFBR (15-02-07824, 14-07-31280) Ministry of Education and Science of Russian Federation (project 8.1054.2014/K).

References

- M. Holub, P. Bhattacharya // J. Phys. D: Appl. Phys. V.40, R179 (2007).
- M.V. Dorokhin, Yu.A. Danilov, P.B. Demina, et al. // J. Phys. D-Appl. Phys. V.41, 24 (2008).
- V.L. Korenev, I.A. Akimov, S.V. Zaitsev, et al. // Nature Commun. V.3, 959 (2012).
- P. Schneider, J. Kainz, S. D. Ganichev, et al. // J. Appl.Phys. V.96, 420 (2004).

Исследование высокотемпературного ферромагнетизма нестехиометрических сплавов Mn_xSi_{1-x} (х≈0,5) методом ФМР

А.Б. Дровосеков¹*, С.В. Капельницкий², Н.М. Крейнес¹, О.А. Новодворский³, В.В. Рыльков², А.О. Савицкий¹, В.В.Тугушев², А.В. Шорохова³, S. Zhou⁴

1 Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, ул. Косыгина, 2, Москва, 119334.

2 Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182.

3 Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, ул. Святоозерская 1, Шатура, Московская обл., 140700.

4 Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, Institute of Ion Beam Physics and Materials Research, Bautzner Landstrasse 400, Germany, Drezden, 01328. *drovosekov@kapitza.ras.ru

В широком диапазоне температур 4 – 350 К методом ферромагнитного резонанса (ФМР) исследована серия образцов тонких пленок Mn_xSi_{1-x} с различной концентрацией x = 0,44 – 0,63, приготовленных методом импульсного лазерного осаждения. Образцы с концентрацией марганца x = 0,44 и x = 0,63 парамагнитны в температурном интервале 20 – 300 К. Для образцов в диапазоне концентраций 0,52 – 0,55 данные ФМР показывают наличие ферромагнетизма с высокими значениями *T*_C ~ 300 К. Ферромагнитные образцы демонстрируют наличие существенной анизотропии 2-го порядка типа легкая плоскость и анизотропии 4-го порядка типа легкая ось, нормальная пленке.

Недавно было обнаружено, что тонкие пленки нестехиометрических сплавов Mn_xSi_{1-x} с концентрацией ионов марганца вблизи 50% демонстрируют ферромагнитные свойства вплоть до температур порядка комнатной [1]. Наблюдаемые значения температуры Кюри $T_C \sim 300$ К превышают на порядок величину T_C монокристаллов MnSi (~ 30 K) и других известных устойчивых силицидов марганца. Наличие высоких значений T_C подтверждалось при исследовании магнитооптических и магнитотранспортных свойств, а также данными измерений статической намагниченности, однако причины данного явления до сих пор окончательно не ясны.

В настоящей работе высокотемпературный ферромагнетизм тонких пленок Mn_xSi_{1-x} исследуется методом ФМР. Изучаются четыре образца с концентрациями марганца x = 0,44; 0,52; 0,55; 0,63, исследованные ранее другими методиками в работе [1], а также три новых образца с концентрациями x = 0,53; 0,535; 0,54. Образцы пленок сплава толщиной 70 нм приготовлены методом импульсного лазерного осаждения на подложках Al_2O_3 (0001) при температуре 340 К. Состав пленок контролировался методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии.

Спектры ФМР полученных образцов исследовались в широком диапазоне частот (7 – 60 ГГц), температур (4 – 350 К) и магнитных полей (0 – 30 кЭ). Эксперименты проводились для различных ориентаций поля относительно плоскости пленки. Анизотропия резонанса в плоскости отсутствует. Наблюдаемые линии поглощения имеют лоренцевскую форму.

Поведение линии резонанса в зависимости от температуры для случая поля, приложенного в плоскости пленки, проиллюстрировано на рис. 1 для нескольких исследованных образцов. Пленки с концентрацией марганца x = 0,44 и x = 0,63 демонстрируют пик резонансного поглощения в поле, соответствующем парамагнитному резонансу $f = \gamma H$ с величиной гиромагнитного отношения $\gamma \approx 3$ ГГц/кЭ, что соответствует величине фактора $g \approx 2,14$. Пара-



Рисунок 1. Зависимость резонансного поля от температуры на частоте 17,4 ГГц для образцов с различной концентрацией марганца. Пунктирной линией показано расчетное положение парамагнитного резонанса для фактора *g* = 2,14. На вставке – примеры записей резонанса при температуре 77 К.

Том 1

магнетизм этих образцов наблюдается в диапазоне температур 20 – 300 К. Этот результат находится в соответствии с данными работы [1].

При низких температурах в диапазоне концентраций x = 0.52 - 0.55 пленки демонстрируют существенный сдвиг пика поглощения в меньшие поля относительно парамагнитных образцов (см. рис. 1). При повышении температуры резонансное поле увеличивается и при T ~ 300 K выходит на значение, соответствующее парамагнитному резонансу.

Наблюдаемый сдвиг линии связан с наличием ферромагнитного момента пленок при низких температурах. Наличие ферромагнетизма образцов с x = 0,52 - 0,55 согласуется с данными работы [1]. Положение линии ФМР для случая поля, приложенного в плоскости пленки, описывается формулой Киттеля:



Рисунок 2. Температурная зависимость параметра *К*_{II}*M*, входящего в формулу Киттеля для частоты ФМР, тонкой пленки для образцов с различной концентрацией Mn.



Рисунок 3. Зависимость частоты резонанса от поля в области низких температур (*T* < 100 K) для образца с концентрацией марганца x = 0.52. Точки – эксперимент, линии – расчет с учетом легкоосной анизотропии 4-го порядка.

$$f = \gamma \sqrt{H(H + K_{\parallel}M)} , \qquad (\phi 1)$$

где K_{\parallel} – константа анизотропии 2-го порядка типа легкая плоскость. В общем случае она складывается из анизотропии формы (размагничивающего фактора) образца 4π и магнитной анизотропии K_2 вещества пленки: $K_{\parallel} = 4\pi + K_2$.

На рис. 2 приведена экспериментальная температурная зависимость параметра $K_{\parallel}M$, полученная с помощью формулы (ф1) для изучаемых пленок. Для ферромагнитных образцов с концентрацией x = 0,52 - 0,55 величина $K_{\parallel}M$ при низких температурах составляет около ≈ 10 кЭ. Кривая $K_{\parallel}M(T)$ для образца с x = 0,52 имеет типичную «бриллюэновскую» форму с $T_{\rm C} \approx 300$ К. Для пленок с $x \ge 0,535$ эта зависимость менее выпуклая, что может быть обусловлено фазовой неоднородностью образцов. На это также указывает более широкая по сравнению с x = 0,52 линия ФМР (см. вставку на рис. 1).

Полученное максимальное значение параметра $K_{\parallel}M$ значительно превышает величину $4\pi M \approx 6$ кЭ, рассчитанную на основании данных по статической намагниченности [1]. Этот результат, вероятно, связан с существенной магнитной анизотропией пленок 2-го порядка типа легкая плоскость. Наличие магнитной анизотропии образцов подтверждается исследованием частотной зависимости резонансного поля для случаев его ориентации как в плоскости пленки, так и нормально к ней (рис. 3).

В случае магнитного поля, нормального пленке, частота ФМР определяется выражением:

$$f = \gamma (H - K_{\parallel}M + K_4M), \qquad (\phi 2)$$

где *K*₄ – константа анизотропии 4-го порядка типа легкая ось, нормальная плоскости.

Сравнение экспериментальных данных для образца с x = 0,52 в области низких температур с теоретическими зависимостями (ϕ 1), (ϕ 2) (рис. 3) приводит к большим величинам эффективных полей анизотропии: $K_2M \approx 4$ кЭ и $K_4M \approx 3$ кЭ. Наблюдаемая анизотропия исследуемых образцов может быть связана с особенностями микроструктуры пленок и упругими деформациями, возникающими на границе с подложкой.

Литература

 В.В. Рыльков, С.Н. Николаев, К.Ю. Черноглазов и др. // Письма в ЖЭТФ, Т. 96, 272 (2012).

Ферромагнитный инжектор CoPt в светоизлучающих диодах Шоттки на основе наноразмерных структур InGaAs/GaAs

А.В. Здоровейщев², М.В. Дорохин^{1,2}, П.Б. Демина², А.В. Кудрин², О.В. Вихрова², М.В. Ведь¹, Ю.А. Данилов², И.В. Ерофеева², Р.Н. Крюков¹, Д.Е. Николичев¹

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, физический факультет, пр. Гагарина, 23, корп.3, Нижний Новгород, 603950. 2 НИФТИ Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп.3, Нижний Новгород, 603950. *zdorovei@gmail.com

Впервые показана возможность создания ферромагнитного инжектора в спиновом светоизлучающем диоде InGaAs/GaAs на основе близкого к эквиатомному сплава CoPt, имеющего ярко выраженную перпендикулярную анизотропию намагниченности. Проведено комплексное исследование физических свойств экспериментальных образцов спиновых светоизлучающих диодов.

Контакты к полупроводниковым структурам на основе ферромагнитных металлов занимают важное место в технологии спинтроники [1]. Большое значение придаётся задачам создания тонких плёнок с осью лёгкого намагничивания, лежащей перпендикулярно направлению роста [2]. При использовании таких пленок появляются возможности снижения диапазона рабочих магнитных полей и получения остаточной намагниченности без внешнего магнитного поля, что существенно упрощает и удешевляет схемы использования приборов спинтроники. Например, подобные плёнки могут найти применение в спиновых светоизлучающих диодах [3]. Перпендикулярная магнитная анизотропия в тонких металлических пленках была продемонстрирована ранее в материалах на основе близких к эквиатомным сплавов CoPt (наряду со сплавами Со₅₀Pd₅₀, Fe₅₀Pt₅₀, Fe₅₀Pd₅₀) [1, 2]. Такие материалы преимущественно применялись в качестве магнитных сред хранения информации высокой плотности. Целью данной работы было изучение возможности создания эффективного ферромагнитного инжектора в спиновом светоизлучающем диоде InGaAs/GaAs (ССИД) на основе близких к эквиатомным сплавов CoPt, имеющих ярко выраженную перпендикулярную анизотропию намагниченности.

Методика эксперимента

Светоизлучающие структуры были сформированы методом газофазной эпитаксии при атмосферном давлении и представляли собой эпитаксиальные слои с квантовыми ямами (КЯ) InGaAs/GaAs. На поверхность структур методом электроннолучевого послойного осаждения наносился ферромагнитный контакт Шоттки на основе сплава CoPt. Отметим, что основным методом получения пленок CoPt является магнетронное распыление, причем в качестве материала подложки широко используется MgO различных ориентаций [1, 2]. В данной работе был использован принципиально новый метод получения CoPt-пленок – низкотемпературное электронно-лучевое послойное осаждение атомов Со и Рt (толщины слоев варьировались в диапазоне 0,3-0,5 нм) с последующим 3-часовым высокотемпературным отжигом (400-550°С) в условиях высокого вакуума. Состав пленки корректировался за счет изменения толщины слоев Со и Рt. Для повышения кристаллического качества границы ферромагнетик/полупроводник перед нанесением слоя ферромагнитного материала на поверхность GaAs наносился туннельно-тонкий слой Al₂O₃ (в качестве диффузионного барьера). По данным электронографических исследований обнаружено, что полученная металлическая пленка имеет структуру поликристалла. В работе проводилось комплексное исследование физических свойств полученных экспериментальных образцов. Кривые намагниченности измерялись на магнетометре переменного градиента силы при комнатной температуре.

Результаты и обсуждение

В случае приложения магнитного поля перпендикулярно поверхности образца наблюдается петля гистерезиса с выходом намагниченности на насыщение в магнитном поле 70 мТл (рис. 1 кривая HPP). При ориентации магнитного поля параллельно поверхности в доступном магнитном поле намагниченность (165 мТл) не насыщается (рис. 1 кривая HIP). Это подтверждает ферромагнитные свойства CoPt при комнатной температуре с ярко выраженной анизотропией намагниченности, причем ось легкого намагничивания лежит в направлении перпендикулярном поверхности. Измерения экваториального эффекта Керра на длинах волн лазерного излучения 800 нм и 980 нм подтвердили полученные магнитные свойства.



Рисунок 1. Кривые намагниченности (300 К). Направление приложения магнитного поля перпендикулярно (кривая HPP) и параллельно поверхности (кривая HIP).

Исследования электролюминесценции (ЭЛ) диодов при температуре 77 К показали, что на спектре ЭЛ образца с контактом CoPt наблюдаются пики, соответствующие КЯ InGaAs/GaAs, лежащим в приповерхностной области (глубина залегания ближней к поверхности КЯ 15 нм). Наличие таких пиков свидетельствует о том, что реактивный Со, диффундирующий из ферромагнитного слоя, вносит минимальные нарушения в структуру приповерхностной области ССИД.

В представленных на рис. 2 зависимостях степени циркулярной поляризации ЭЛ ($P_{\Im J \Pi}$) от магнитного поля для структуры с контактом Со (кривая 1) в диапазоне полей до 0,3 Тл наблюдается близкая к линейной $P_{\Im I}(B)$. В магнитном поле ±3,5 Тл (вставка к рис. 2) имеет место насыщение $P_{\Im I}$. Наибольшее значение степени поляризации составляет 0,1. Для структуры с контактом CoPt (кривая 2) наблюдается зависимость с петлёй гистерезиса и насыщением в магнитном поле ±100 мТл, причём максимальное значение $P_{\Im I}$ ниже, чем в случае с контактом Со, и составляет 0,017. Наблюдаемая в обоих случаях циркулярная поляризация ЭЛ вызвана инжекцией спин-поляризованных дырок из ферромагнитного контакта [3]. Вид зависимости $P_{\Im I}(B)$ при этом определяется ферромагнитными свойствами инжектора [3]. Отличие кривых 1 и 2 на рис. 2 обусловлено различием ферромагнитных свойств Со и СоРt. Снижение максимальной величины $P_{\Im I}$ для слоя с контактом CoPt, по сравнению с контактом Со, можно связать с рассеянием спина на дефектах, внесенных в GaAs при формирования высокотемпературного сплава CoPt.



Рисунок 2. Зависимость *Р*_{Эл} от магнитного поля (*B*) для образца с контактом Со при температуре измерения ЭЛ (*Т*_{Эл}) 20 К (кривая 1, вставка) и СоРт при *Т*_{Эл}=20 К и 150 К (кривые 2 и 3 соответственно).

Более высокое значение $P_{3,7}$ для структуры с Со можно также связать с повышением времени спиновой релаксации в сильном магнитном поле, поскольку насыщение $P_{3,7}$ достигалось в более высоких магнитных полях. Отметим, что петля гистерезиса на зависимости $P_{3,7}(B)$ сохраняется при увеличении температуры измерения ЭЛ ($T_{3,7}$) до 150 К (рис. 2 кривая 3). При более высоких значениях $T_{3,7}$ степень циркулярной поляризации излучения КЯ измерить не удалось из-за эффекта температурного гашения ЭЛ используемых нами КЯ.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (15-02-07824a, 14-07-31280 мол_а) и государственных заданий Минобрнауки России (8.1054.2014/К, 3.285.2014/К, 2014/134). Авторы выражают благодарность в.н.с. НИФТИ ННГУ Б.Н. Звонкову за выращивание структур.

- H. Sato, T. Shimatsu, Y. Okazaki et al. // J. Appl. Phys., V. 103, P. 07E114 (2008).
- П.Д. Ким, И.А. Турпанов, С.В. Столяр и др. // ЖТФ, Т. 74, В. 4, С.53-57 (2004).
- N.V. Baidus, M.I. Vasilevskiy, M.J.M. Gomes et al. // Appl. Phys. Lett., V. 89, n. 18, P. 181118 (2006).

Неустойчивость плоской доменной стенки при протекании электрического тока

Е.А. Караштин^{1,2*}, **А.А.** Фраерман^{1,2}

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950. eugenk@ipmras.ru

Показано, что при приложении электрического тока в плоскости блоховской доменной стенки появляется новый механизм её устойчивости или неустойчивости, связанный с наличием у такой стенки топологического заряда. В случае бесконечного ферромагнетика приложение тока в одном направлении приводит к неустойчивости доменной стенки, в то время как для противоположного направления тока стенка остаётся устойчивой. Это направление определяется тороидным моментом системы; возникновение указанного свойства связано с её магнитостатической энергией. Рассмотрен также случай ферромагнитного слоя.

Влияние электрического тока на материалы с магнитным упорядочением в настоящее время привлекает значительное внимание. В частности, возможность изменения магнитного состояния туннельного магнитного контакта с помощью тока представляет практический интерес для создания магнитной памяти [1]. Спин-торк-эффект [2], используемый в прототипах устройств хранения и обработки информации, заключается в простейшем случае в том, что в ферромагнетике с анизотропией типа "лёгкая ось" блоховская доменная стенка движется под воздействием электрического тока, приложенного перпендикулярно её поверхности. Поведение такой стенки в токе, приложенном вдоль её поверхности, требует дополнительного изучения.



Рисунок 1. Геометрия системы.

Хорошо известно, что доменная стенка в бесконечном ферромагнетике устойчива в связи с поверхностным натяжением [3]. При рассмотрении ферромагнитного слоя оказывается, что магнитостатическая энергия, возникающая на его краях, приводит к неустойчивости доменной стенки [4]. В данной работе показано, что при приложении электрического тока в плоскости доменной стенки появляется новый механизм, влияющий на её устойчивость или неустойчивость, который связан с наличием топологического заряда.

Для описания динамики магнитного момента используется уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ) с учётом электрического тока [5]:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \left[\mathbf{M}, \mathbf{H}_{eff} \right] + \alpha \left[\mathbf{M}, \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right] + b(\mathbf{j}, \nabla) \mathbf{M} - c \left[\mathbf{M}, (\mathbf{j}, \nabla) \mathbf{M} \right], \quad (1)$$

здесь намагниченность **M** нормирована на намагниченность насыщения M_s и является единичным вектором, эффективное магнитное поле $H_{eff} = H - \delta w / \delta M$, H - магнитное поле, которое связано с намагниченностью **M** квазистатическими уравнениями Максвелла, функционал плотности энергии w нормирован на квадрат намагниченности насыщения и содержит обменную энергию и энергию анизотропии. Распределение намагниченности в доменной стенке записывается в параметризации Слончевского [3]:

$$\mathbf{M} = (n\sin\theta\cos\varphi, n\sin\theta\sin\varphi, m\cos\theta), \qquad (2)$$

$$= \varphi(x,t), \theta = 2 \arctan\left(\exp\left(\frac{y-q(x,t)}{\Delta}\right)\right), \tag{3}$$

 Δ — толщина доменной стенки, координаты выбраны, как показано на рисунке 1, ϕ и q описывают возмущение формы доменной стенки, п определяет направление закрученности намагниченности в стенке, топределяет знак тороидного момента системы. Интегрируя уравнение ЛЛГ по координатам у и z и разлагая его в ряд Фурье по времени и координате x, нетрудно получить зависимость инкре-

Ø

мента (мнимой части частоты) от длины волны возмущения k_x. Тогда положительный знак инкремента означает неустойчивость системы по отношению к возмущению с соответствующим k_x.

При пропускании электрического тока вдоль поверхности доменной стенки в системе возникает новый механизм неустойчивости, который можно объяснить следующим образом. С учётом магнитостатической энергии намагниченность возмущённой доменной стенки локально поворачивается в направлении касательной к её поверхности. Это приводит к появлению топологического заряда, знак которого различается для различных направлений отклонения стенки от равновесного положения (рисунок 2). Такой заряд можно связать с участками виртуальных скирмионов. Скирмионы движутся в направлении, перпендикулярном приложенному току. Для одного из направлений тока скирмионы удаляются друг от друга и стенка является устойчивой, в то время как для другого направления тока скирмионы приближаются друг к другу и развивается неустойчивость.



Рисунок 2. Механизм устойчивости (а) и неустойчивости (b) доменной стенки в токе. Сплошной линией показано положение доменной стенки, штриховые линии соответствуют её границам. Участки стенки, имеющие разный знак топологического заряда, заштрихованы в разных направлениях (красный и синий). Пунктирной линией показаны виртуальные скирмионы, аппроксимирующие части доменной стенки.

Вычислив длину волны 1/k_x, для которой величина инкремента максимальна, можно грубо оценить характерный масштаб возникающей в слое доменной структуры D. На рисунке 3 представлена зависимость D от полутолщины слоя d, рассчитанная для характерных параметров Co. Наиболее существенное влияние тока наблюдается для ультратонких слоёв: при приложении тока в одном направлении доменная стенка становится устойчивой (точка A на рисунке 3), в то время как приложение тока в противоположном направлении приводит к значительному изменению характерного масштаба D (например, для $d/\Delta \sim 0.028$ масштаб уменьшается вдвое).



Рисунок 3. Зависимость характерного масштаба D от полутолщины слоя d. Сплошная (чёрная) линия соответствует нулевому току, штриховая (красная) и пунктирная (синяя) — $j_x = 10^8 \text{ A/cm}^2$ и $j_x = -10^8 \text{ A/cm}^2$. Штрихпунктирной линией показана асимптотика для d, стремящегося к нулю и бесконечности. Точка A — точка, в которой доменная стенка становится устойчива в токе. Точка B соответствует значению d, при котором D в токе вдвое меньше, чем в отсутствие тока.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 14-02-00448) и фонда "Династия".

- J. A. Katine, E. E. Fullerton // JMMM, 320, 1217 (2008).
- J. C. Slonczewski // JMMM, 159, L1 (1996);
 L. Berger // Phys. Rev. B, 54, 9353 (1996).
- А. Малоземов, Дж. Слонзуски. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982.
- 4. F. B. Hagedorn // J. Appl. Phys., 41, 1161 (1970).
- 5. Z. Li, S. Zhang // PRL, 93, 127204 (2004).

Femtosecond opto-magnetism: from fundamentals to nanoscale dynamics

A.V. Kimel^{1,2}

1 Radboud University Nijmegen, Heyendaalseweg 135, Nijmegen, The Netherlands.

2 Московский государственный технический университет МГТУ МИРЭА, пр. Вернадского, 78, 119454, Москва.

*a.kimel@science.ru.nl

The action of electric field of light on electronic dipoles, being the largest perturbation in physics of light-matter interaction, conserves the spin of electron. Nevertheless, an effective optical control of magnetism becomes possible due to spin-orbit interaction. Here we review the fundamentals and recent progress in the area of femtosecond opto-magnetism.

Introduction

The ever increasing demand for faster information processing has triggered an intense search for ways to manipulate magnetically stored bits at the short timescale. However, there are many fundamental questions concerning the mechanisms of ultrafast control of magnetism which are still poorly understood. This is mainly because an ultrashort stimulus brings a medium into a strongly non-equilibrium state where a conventional description of magnetic phenomena in terms of thermodynamics is no longer valid. Obviously, if the pulse duration is much shorter than the time of thermal equilibration in the spin system (~100 ps), such a pulse brings the medium into a strongly non-equilibrium state, where a conventional description of magnetic phenomena in terms of thermodynamics is no longer valid. Generation of magnetic field pulses much shorter than 100 ps and strong enough to reverse magnetization (>1T) is an extremely challenging technical problem. As the result the dynamics of the magnetization reversal at the sub-100 ps time-scale remains to be a very intriguing and rather unexplored area of modern magnetism. To solve the problem of generation of an ultrashort and strong pulse of effective magnetic field we suggest to employ a femtosecond laser pulse.

Results

In my lecture I will discuss how to generate such ultrashort pulses of effective magnetic field and employ these pulses for investigation of ultrafast magnetization dynamics. It will be shown that circularly polarized femtosecond laser pulses can excite and coherently control the spins in magnetic materials [1]. The effect of this optical pulse on a magnetic system was found to be equivalent to the effect of an equally short magnetic field pulse with strengths up to several Tesla. I will demonstrate that the mechanisms of magnetic switching triggered by such pulses can be very counterintuitive. One example is illustrated in Figure 1. The figure shows single-shot magneto-optical images obtained in $(Sm,Pr)FeO_3$ at different delays after excitation with a 100 fs pulse of effective magnetic field. Intuitively one expects that a magnetic domain is written during the action of magnetic field pulse. Unlike the expectations, the system hardly shows any sign of spin reorientation the first 2 ps and actual formation of a magnetic domain occurs long after the action of the field pulse [2].



Figure 1. Writing magnetic domains with 60 fs polarized laser pulses. The out-of-plane component of the magnetization can point "up" (black) or "down" (white). Circularly polarized pulses with opposite helicities (σ + and σ -) create magnetic domains with opposite orientation of the magnetization. Linearly polarized (π) pulses produce a multidomain state. Each picture shows an area of approximately 70 ×70 µm² [2]

Aiming to reduce the size of the recorded bit, we have investigated ultrafast all-optical magnetic recording sub-100 ps temporal and nanometer spatial resolution. Using computational methods, we reveal the feasibility of nanoscale magnetic switching even for an unfocused laser pulse. This effect is achieved via structuring the sample such that the laser pulse experiences refraction and interferences resulting in its focusing into a part of the structure, the position of which can be controlled by the structure design. Time-resolved studies with the help of photo-emission electron microscopy reveal that nanoscale switching employing the focusing properties of the structure itself can be pushed into sub-100 ps regime [3].

Acknowledgements

The authors thank The Netherlands Organization for Scientific Research (NWO), the Foundation for Fundamental Research on Matter (FOM), the European Research Council Grant Agreement No. 257280 (Femtomagnetism) as well as the program "Leading Scientist" of the Russian Ministry of Education and Science (14.Z50.31.0034).

References

- A. V. Kimel, A. Kirilyuk, P. A. Usachev, R. V. Pisarev, A. M. Balbashov, R. V. Pisarev, and Th. Rasing. Ultrafast non-thermal control of magnetization by instantaneous photomagnetic pulses // Nature, 435 655 (2005).
- J. de Jong, I. Razdolski, A. M. Kalashnikova, A. Balbashov, R. V. Pisraev, A. Kirilyuk, Th. Rasing and A. V. Kimel. Coherent control of the route of an ultrafast magnetic phase transition via low-amplitude spin precession // Phys. Rev. Lett., 108, 157601 (2012).
- L. le Guyader, M. Savoini, S. El Moussaoui, M. Buzzi, A. Tsukamoto, A. Itoh, A. Kirilyuk, T. Rasing, A. V. Kimel & F. Nolting. Nanoscale sub-100 picosecond all-optical magnetization switching in GdFeCo microstructures // Nature Communications, 6, 5839 (2015).

Исследование магнитооптического отклика двумерных периодических магнитоплазмонных структур

И.А. Колмычек^{1*}, А.Н. Шайманов¹, А.В. Барышев^{2,3}, Т.В. Мурзина¹

1 МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Ленинские горы, ГСП-2, Москва, 119991.

2 ФГУП ВНИИА, ул. Большая Ордынка, 24, Москва, 119017.

3 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021. *irisha@shg.ru

Экспериментально исследованы резонансные оптические и нелинейно-оптические эффекты, связанные с возбуждением локальных поверхностных плазмонов, плазмон-поляритонов и волноводных мод в упорядоченном двумерном массиве золотых нанодисков в диэлектрической магнитной пленке.

Введение

Тематика исследования связана с наблюдающимся в настоящее время высоким интересом к изучению магнитных и плазмонных наноструктур, связанным с возможностями их использования для управления параметрами взаимодействующего с ними излучения, перспективой создания новых устройств хранения информации, магнитооптических сенсоров и меток. Совмещение в одной пространственнопериодической структуре магнитооптических и плазмонных свойств определяет многообразие их оптических и магнитооптических характеристик и предоставляет возможность наблюдения уникальных эффектов [1,2].

Образцы

Исследованные образцы представляют собой двумерные массивы золотых нанодисков, расположенных в узлах квадратной решетки на кварцевой подложке. Высота дисков 30 нм, средний диаметр 100 нм, период решетки варьируется от 200 до 400 нм. На нанодиски напылен слой висмут-замещенного железоиттриевого граната (ЖИГ) толщиной 100 нм.

Методом частотно-угловой спектроскопии пропускания изучены оптические свойства образцов; на рис. 1 приведен типичный частотно-угловой спектр пропускания для структуры с периодом d=400 нм. В районе длины волны 800 нм наблюдается минимум пропускания, который не смещается при изменении угла падения θ и соответствует возбуждению плазмонного резонанса в нанодисках золота. Кроме того, в этом спектральном диапазоне наблюдается особенность, положение которой сдвигается в длинноволновую область спектра при увеличении угла падения. Можно показать, что закон дисперсии этой особенности $k_{wg}(\omega)$ совпадает с законом дисперсии волноводной моды

$$k_0 \sin \theta + 2m\pi / d = k_{wg}$$
для $m = 1$.

Следует отметить, что вдали от области возбуждения локального поверхностного плазмона (ЛПП) волноводная мода проявляется в спектре пропускания как минимум, тогда как в области ЛПП она проявляется как максимум пропускания, т.е. уменьшает эффективность его возбуждения [3].





Измерены частотно-угловые спектры экваториального магнитооптического эффекта в геометрии на прохождение, которые показали различное поведение магнитооптического отклика в окрестности разных типов резонансов. Характеристикой эффекта является магнитный контраст, вычисляемый по формуле $\rho = (T(\uparrow) - T(\downarrow))/(T(\uparrow) + T(\downarrow))$, где $T(\uparrow)$ и $T(\downarrow)$ - коэффициенты пропускания образца при противоположных направлениях внешнего магнитного поля. Следует отметить, что для магнитной пленки с симметричными интерфейсами интенсивностный магнитооптический эффект в такой геометрии наблюдаться не должен [4]. В нашем случае он появляется за счет несимметричности границ пленки железоиттриевого граната, преимущественно вследствие наличия на границе раздела ЖИГ/кварц золотых нанодисков.



Рисунок 2. Спектры пропускания (сплошная линия) и магнитного контраста (пунктирная линия) для структуры с периодом 400 нм для угла падения 36.

Спектры пропускания и магнитного контраста приведены на рис. 2. Видно, что в условиях возбуждения ЛПП и волноводной моды в структуре наблюдается возрастание магнитного контраста вплоть до 0.1 %, сопровождающееся сменой его знака. Данный эффект обусловлен зависимостью закона дисперсии волноводной моды от намагниченности структуры, аналогично наблюдавшемуся для магнитоплазмонных кристаллов [2].

исследованы В работе впервые нелинейнооптические эффекты в планарных 2D магнитоплазмонных структурах. Измерены спектры интенсивности генерации второй гармоники (ВГ) в геометрии на прохождение при различных углах падения зондирующего излучения; спектр интенсивности ВГ для структуры с периодом 400 нм представлен на рис. 3. В качестве накачки было использовано излучение фемтосекундного титан-сапфирового лазера (диапазон перестройки 720-850 нм). Видно, что вблизи минимумов пропускания структуры, соответствующих возбуждению локальных поверхностных плазмонов в нанодисках золота, наблюдается усиление интенсивности ВГ, что связано с резонансным возрастанием локального поля в структуре в этих условиях.

Для двумерных магнитных плазмонных структур были измерены спектры магнитного нелинейнооптического эффекта на частоте ВГ. По аналогии с линейной магнитооптикой, мерой эффекта является магнитный контраст ВГ:

$$\rho_{2\omega} = (I_{2\omega}(\uparrow) - I_{2\omega}(\downarrow)) / (I_{2\omega}(\uparrow) + I_{2\omega}(\downarrow)) ,$$

где $I_{2\omega}(\uparrow)$ и $I_{2\omega}(\downarrow)$ - интенсивности ВГ для противоположных направлений магнитного поля. Спектр магнитного контраста ВГ при угле падения зондирующего излучения 36 представлен на рис. 3. Видно, что в области возбуждения ЛПП и волноводной моды наблюдается сложная картина спектра магнитного контраста ВГ, что связано с интерференцией вкладов двух резонансных особенностей.



Рисунок 3. Спектр магнитного контраста второй гармоники (квадратные точки) и спектры интенсивности ВГ при противоположных направлениях магнитного поля (круглые точки) в структуре с периодом 400 нм, угол падения 36.

- V.I. Belotelov, I.A. Akimov, M. Pohl et al.// Nature Nanotechnology, V. 6, 370 (2011).
- A. L. Chekhov, V. L. Krutyanskiy, A. N. Shaimanov et al.// Optics Express, V.22, 17762 (2014).
- S. Linden, A. Christ, J. Kuhl et al. // Appl. Phys. B, V.73, 311 (2001).
- 4. А.К. Звездин, А.К. Котов. Магнитооптика тонких пленок. Наука, 1988, 192 с.
- R.-P. Pan, H.D. Wei, Y.R. Shen// Phys. Rev. B, V. 39, 1229 (1989).

Роль локальной геометрии в формировании спиновой и орбитальной структуры соединений переходных металлов

К.И. Кугель^{1*}, Д.И. Хомский², А.О. Сбойчаков¹, С.В. Стрельцов^{3, 4}

1 Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, ул. Ижорская, 13, Москва, 125412.

2 II. Physikalisches Institut, Universität zu Köln, Zülpicher Str., 77, Köln, 50937 Germany.

3 Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990.

4 Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002. *kugel@orc.ru

Исследованы характерные особенности орбитальной и спиновой структуры переходных металлов, содержащих цепочки металл-кислородных МО₆ октаэдров с общими гранями. В этой геометрии мы анализируем вид эффективного обменного гамильтониана в случаях двукратно (e_g^{σ}) и трехкратно (t_{2g}) вырожденных орбиталей. Тригональные искажения, типичные для октаэдров с общими гранями, приводят к расщеплению t2g уровня на синглет a_{1g} и дублет e_g^{π} . Для дублетов e_g^{σ} и e_g^{π} в случае одного электрона или дырки на центре мы приходим к описанию эффективного взаимодействия между спинами и орбиталями в рамках гамильтониана гейзенберговского типа, имеющего необычно высокую симметрию SU(4).

Сильнокоррелированные электронные системы с орбитальным упорядочением уже многие годы являются предметом активного исследования в физике твёрдого тела. Орбитальное упорядочение не только сопровождается изменениями кристаллической структуры (или вызывается ими), но и в значительной степени определяет магнитные свойства многих материалов, например оксидов переходных металлов. Кроме обычного решёточного (ян-теллеровского) механизма орбитального упорядочения, чисто электронный (обменный) механизм тоже может вести как к орбитальному, так и к магнитному упорядочению, которые таким образом оказываются взаимосвязанными.

В случае двукратного орбитального вырождения в простых кристаллических решётках, например в перовскитах АМО₃, где октаэдры МО₆ имеют общие вершины, типичная ситуация такова, что ферро-орбитальное упорядочение приводит к антиферромагнитному обменному взаимодействию между спинами, а антиферро-орбитальное упорядочение способствует спиновому ферромагнетизму. Это утверждение стало уже чем-то вроде «фольклора», и оно часто используется для объяснения или предсказания типа магнитного упорядочения в конкретных системах. Однако оно применимо только для систем с определённым типом геометрии, а именно там, где реализуется 180-градусный сверхобмен металл-кислород-металл (М-О-М). В твёрдых телах реализуется много других ситуаций, где это общее положение (ферро-орбитали-антиферро-спины и наоборот) не работает. Одна из таких ситуаций

возникает тогда, когда у соседних ионов переходного металла имеется два общих кислорода, т.е. для систем, где октаэдры МО₆ имеют общую сторону и сверхобмен М-О-М уже 90-градусного типа. Такая геометрия типична, например, для В-позиций в шпинелях, где обменное взаимодействие для egэлектронов ферромагнитно как при ферро-, так и антиферро-орбитальном упорядочении. Обе эти ситуации, когда октаэдры МО₆ имеют либо общую вершину, либо общую сторону, довольно хорошо изучены теоретически. Существует, однако, еще и третья, хуже изученная ситуация, когда октаэдры МО₆ имеют общую грань. Здесь сверхобмен осуществляется через три кислорода. В этом случае ситуация с орбитальным упорядочением и с соответствующим обменным взаимодействием (спиновым и орбитальным) практически не исследовалась. Тем не менее, существует множество соеди-

нений переходных металлов с такой геометрией (см. рис. 1). Таковы, например, гексагональные кристаллы BaCoO₃ и CsCuCl₃, содержащие бесконечные цепочки октаэдров с общими гранями, и ряд подобных систем с конечными отрезками таких цепочек, в частности BaIrO₃ или BaRuO₃.



Рисунок 1. Цепочка металл-кислородных октаэдров с общими гранями. Красные кружки – ионы металла, синие – ионы кислорода.

Первая задача, которую следует рассмотреть для таких систем, касается возможных форм спинового и орбитального обмена при такой геометрии.

Мы исходим из гамильтониана Хаббарда для системы с двукратным орбитальным вырождением

 $H = \sum_{\langle i,j \rangle, \alpha, \beta, \sigma} t_{ij}^{\alpha\beta} c_{i\alpha\sigma}^{+} c_{j\beta\sigma} + \frac{U}{2} \sum_{i,\sigma,\sigma',\alpha,\beta} n_{i\alpha\sigma} n_{i\beta\sigma'} (1 - \delta_{\alpha\beta} \delta_{\sigma\sigma'}) (1)$ где индексы *i*, *j* – номера узлов, *α*, *β* – номера орбиталей, принимающие значения 1 и 2. Первый член описывает переходы электронов с центра на центр (угловые скобки означают суммирование по ближайшим соседям), второй – кулоновское отталкивание двух электронов на одном центре. Мы здесь опустили для простоты члены, отвечающие внутиатомному обмену, ответственному за правило Хунда.

В случае двукратного орбитального вырождения возможно ввести по аналогии со спином s = 1/2 и псевдоспин $\tau = 1/2$, описывающий линейные комбинации орбиталей 1 и 2. Известно, что в пределе сильных корреляций t/U << 1, (1) во втором порядке теории возмущений по t/U сводится к эффективному спин-орбитальному гамильтониану, включающему *s*- и τ -операторы. Если интегралы перескока отличны от нуля только для одинаковых орбиталей и не зависят от вида орбиталей $t^{11} = t^{22} = t$, $t^{12} = 0$, то такой эффективный гамильтониан приобретает очень симметричный вид [1]

$$H = \frac{t^2}{U} \sum_{\langle i,j \rangle} \left(\frac{1}{2} + 2\mathbf{s}_i \mathbf{s}_j \right) \left(\frac{1}{2} + 2\mathbf{\tau}_i \mathbf{\tau}_j \right).$$
(2)

Этот гамильтониан (дважды гейзенберговский) имеет SU(4) симметрию, и необычные свойства такой SU(4) модели активно обсуждались в литературе. Однако в реальных материалах орбитальная часть эффективного гамильтониан имеет обычно весьма громоздкий и анизотропный вид далекий от модели Гейзенберга. Это в основном связано с зависимостью интегралов перескока от вида орбиталей и от направления перескока.

Мы попытались проанализировать возможный вид спин-орбитального гамильтониана в до сих пор не исследовавшемся случае структур типа цепочки октаэдров, показанной на рис. 1. Атомы металла расположены вдоль тригональной оси (ось z), т.е. система симметрична относительно поворотов на 120° вокруг оси z. В таких координатах базисные волновые функции для e_g орбиталей записываются в виде

$$|d_{1,2}\rangle = \sin\frac{\alpha}{2}|x^2 - y^2\rangle \mp \cos\frac{\alpha}{2}|xz\rangle,$$

$$|e_{1,2}\rangle = -\sin\frac{\alpha}{2}|xy\rangle \mp \cos\frac{\alpha}{2}|yz\rangle,$$
(3)

где угол α характеризует возможное растяжение или сжатие октаэдров вдоль оси *z* (для идеальных октаэдров α = arccos(1/3)) [2]. Индексы 1 и 2 отвечают двум соседним ионам металла, кислородное окружение которых отличается поворотом на 180°. Тригональные (вдоль *z*) искажения ведут к расщеплению трехкратно вырожденных t_{2g} -уровней на синглет a_{1g} и дублет e_g^{π} . Для e_g^{π} функций можно записать выражение аналогичное (3)

$$|c_{1,2}\rangle = \cos\frac{\alpha}{2}|x^{2} - y^{2}\rangle \pm \sin\frac{\alpha}{2}|xz\rangle,$$

$$|b_{1,2}\rangle = -\cos\frac{\alpha}{2}|xy\rangle \pm \sin\frac{\alpha}{2}|yz\rangle.$$
 (4)

Вычисление интегралов перескока через *р*орбитали всех трех промежуточных ионов кислорода с использованием параметров Слэтера-Костера приводит к соотношениям $t^{11} = t^{22} = t$, $t^{12} = 0$ как для дублета (3), так и для (4). То же соотношение выполняется и для прямых перескоков. В результате мы получаем симметричный гамильтониан вида (2).

Таким образом, мы нашли вид спин-орбитального сверхобмена для соединений переходных металлов с двукратным и трехкратным орбитальным вырождением, когда соседние ионы окружены кислородными октаэдрами с общими гранями. Одним удивительным результатом нашего исследования является то, что в отличие от систем с двукратным орбитальным вырождением типа перовскитов со 180-градусными М-О-М связями, где орбитальная часть в гамильтониане имеет довольно сложную анизотропную форму, в геометрии с общими гранями для орбиталей реализуется симметричная модель гейзенберговского типа. Мы демонстрируем, что для частично заполненного дублета e_g^{π} вид сверхобменного гамильтониана практически такой же, как и для «настоящих» е_g-электронов, но в этом случае орбитальный момент не заморожен и ненулевая спин-орбита приводит к весьма нетривиальным эффектам, требующим отдельного рассмотрения.

- К. И. Кугель, Д. И. Хомский // УФН, т. 136, 621–664 (1982).
- K. I. Kugel, D. I. Khomskii, A. O. Sboychakov, S. V. Streltsov // ArXiv:1411.3605.

Эволюция зарядового упорядочения в мультиферроике LuFe₂O₄ при высоких давлениях

Ю.Б. Кудасов^{1,2*}, Д.А. Маслов^{1,2}

1 Саровский физико-технический институт НИЯУ «МИФИ», ул. Духова, 6, Саров, 607186.

2 Российский федеральный ядерный центр - ВНИИЭФ, пр. Мира, 37, Саров, 607188.

*yu_kudasov@yahool.com

В настоящей работе показано, что при повышении давления происходит переход зарядового упорядочения фазы низкого давления в антиферроэлектрическую фазу (Fe²⁺ и Fe³⁺ занимают противоположные слои бислоя). При этом ионы Fe²⁺ в тетраздрическом окружении лигандов с электронной структурой t_{2g}eg оказываются ян-теллеровскими, что приводит к попарному сближению ближайших ионов Fe²⁺ и Fe³⁺ в соседних бислоях, т.е. к полной их димеризации. Показано также, что такая димерная структура должна иметь значительный магнитный момент. Обсуждаются результаты расчетов зарядовой структуры фазы высокого давления.

Мультиферроики привлекают внимание теоретиков и экспериментаторов благодаря перспективам применения этих материалов в новых электронных устройствах [1]. Феррит лютеция LuFe₂O₄ занимает особое место в ряду мультиферроиков, поскольку он является редким примером сегнетоэлектрика второго рода, в котором кристаллическая симметрия относительно инверсии снимается за счет зарядового упорядочения ионов Fe²⁺ и Fe³⁺ [2].

Феррит лютеция является гексагональным кристаллом, в котором ионы железа образуют двойные треугольные слои (бислои) и имеют номинальную валентность 2.5. Данные рентгеноструктурного анализа и рассеяния нейтронов показали, что в действительности в бислоях имеется равное число ионов Fe^{2+} и Fe^{3+} . Причем в каждом слое реализуется трехподрешеточное зарядовое состояние (см., например, рис. 1а).

В работе [3] была предложена модель зарядового упорядочения ионов железа, которая сводится к модели Изинга с дальним взаимодействием: два зарядовых состояния ионов железа и дальнодействующее (кулоновское) взаимодействие между ними. При высоких температурах «универсальной» фазой в модели Изинга на треугольной решетке с антиферромагнитным взаимодействием является частично разупорядоченная антиферромагнитная (PDA) фаза [4]. Как было показано в работе [3], «универсальной» фазой на треугольных бислоях является так называемая димерная частично разупорядоченная фаза (DPDA). В ней 1/3 часть ионов железа находится в зарядовых димерах (пары Fe²⁺-Fe³⁺, см. рис. 1б). Расчеты показали, что такое состояние устойчиво в широком диапазоне параметров (межслойное расстояние, характер взаимодействий) [3].



Рисунок 1. Зарядовое упорядочение в бислоях LuFe₂O₄: (а) трехподрешеточное, (б) DPDA-фаза, (в) ферриэлектрическая фаза FE. Цветом выделено зарядовое состояние ионов железа. Большие сферы относятся к верхнему слою, малые – к нижнему.

При высоких давлениях (в районе 5-7 ГПа) феррит лютеция претерпевает фазовый переход, в результате которого изменяются электрофизические характеристики (проводимость и т.д.), а также возникают искажения кристаллической решетки (модуляция кристаллической структуры) [5].

В настоящей работе мы провели расчеты фазовой диаграммы LuFe₂O₄ при высоких давлениях в рамках модели [3]. Важным обстоятельством оказалась сильная анизотропия сжимаемости, приводящая к уменьшению относительного расстояния между слоями в бислое. Результаты расчета фазовой диаграммы представлены на рис. 2. D – параметр межбислойного взаимодействия и другие условия расчета по модели [3].

На рис. 2 видно, что при очень незначительном изменении межслойного расстояния в бислое происходит переход в ферриэлектрическую фазу (FE), структура которой показана на рис. 1в.



Рисунок 2. Фазовая диаграмма высокого давления LuFe₂O₄. При повышении давления уменьшается относительное межбислойное расстояние *h*. *T*₁ и *T*₂ – характерные температуры (двумерное и трехмерное упорядочение [3]).

Переход в FE-фазу имеет важные следствия. Ионы Fe²⁺ находятся в вырожденном состоянии (${}^{3}e_{g}{}^{3}t_{2g}$). В любой трехподрешеточной зарядовой структуре (рис.1а и 1б) симметрия относительно поворота на 120⁰ снимается зарядовым упорядочением [6]. Это, в частности, приводит к «изинговскому» поведению магнитной подсистемы. При переходе в FE-состояние, как хорошо видно на рис. 1в, Fe²⁺-симметрия относительно вращений восстанавливается, и ионы Fe²⁺ опять оказываются в вырожденном состоянии. Это должно приводить к ян-теллеровским искажениям кристаллической решетки, что действительно наблюдается в фазе высокого давления феррита лютеция [5].

Из полученных результатов можно сделать еще два важных вывода: (а) из рис. 2 видно, что переход в фазу высокого давления должен иметь существенную температурную зависимость, и (б) фаза высокого давления должна быть магнитной, поскольку кристаллические искажения снимают вырождение ионов Fe^{2+} .

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 13-02-01194).

- J. van den Brink, D. I. Khomskii // J. Phys.: Condens. Matter, 20, 434217 (2008).
- N. Ikeda, H. Ohsumi, K. Ishii, et al. // Nature (London), 436, 1136 (2005).
- Yu.B. Kudasov, D.A. Maslov // Physical Review B, V. 86, 214427 (2012).
- Ю.Б. Кудасов, А.С. Коршунов, В.Н. Павлов, Д.А. Маслов // УФН, Т. 182, 1249 (2012).
- J. Rouquette, J. Haines, A. Al-Zein et al. // Phys. Rev. Lett., V.105, 237203 (2010).
- H. J. Xiang et al. // Physical Review B, V. 80, 132408 (2009).

Спиновые эффекты, индуцированные термическими возмущениями в гибридных наноструктурах

И.И. Ляпилин*, М.С. Окороков, В.В. Устинов

Институт физики металлов УрОРАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620137. *Iyapilin@imp.uran.ru

Методом неравновесной статистической физики исследованы спиновые эффекты, индуцированные термическими возмущениями, составляющие спиновый эффект Зеебека, реализующийся в ферромагнитном диэлектрике гибридной наноструктуры

Введение

Первым эффектом, открывшим новое направление в спинтронике- влияние термических возмущений на спиновые эффекты (спинкалоритроника [1]), был спиновый эффект Зеебека (СЭЗ) [2], наблюдавшийся в проводящих кристаллах Ni₈₁Fe₁₉. Впоследствии, СЭЗ наблюдался в различных материалах – как полупроводниковых, так и металлических ферромагнетиках [3]. Изучение СЭЗ в системе немагнитный проводник/магнитный изолятор LaY₂Fe₅O₁₂ [4] показало, что этот эффект не может быть описан в рамках стандартных подходов описания термоэлектрических эффектов [2]. В отличие от проводящих кристаллов, где перенос спинового углового момента обусловлен зонными носителями заряда, в непроводящих магнитных материалах реализация СЭЗ связана с возбуждением системы локализованных спинов. Перенос углового момента при СЭЗ обусловлен спин-волновым током (спиновой волной), основу которого составляют возбуждения подсистемы локализованных спинов (магноны). Рассмотрение термически индуцированных эффектов требует корректного описания термического возмущения. Существует несколько возможных сценариев учета таких возмущений [5].

Изучаемая модель

Рассмотренная модель состоит из нормального металла и ферромагнитного диэлектрика, находящегося в неоднородном температурном поле. Считалось, что в нормальном металле имеет место спиновая аккумуляция, полученная каким либо способом, например используя спиновый эффект Холла. Электроны проводимости нормального металла на границе интерфейса обменным взаимодействием связаны с подсистемой локализованных спинов ферромагнитного диэлектрика. Неупругое рассеяние электронов на локализованых спинах, сопровождаемое испусканием или поглощением магнонов, приводит к отклонению системы локализованных спинов от равновесного состояния. В качестве дополнительного механизма рассеяния магнонов рассмотрено магнон-фононное взаимодействие. Каждая из подсистем (электронная, магнонная и фононная) характеризовалась своей температурой: спиновая подсистема электронов проводимости - температурой $\beta_s^{-1} = T_s$; подсистема локализованных спинов - температурой $\beta_m^{-1} = T_m$, а решеточная (фононная) - $\beta_m^{-1} = T_m$.

Неравновесный статистический оператор

Для анализа термо-спин эффектов мы применили метод неравновесного статистического оператора (HCO) [6], который дает универсальное построение отклика слабонеравновесных систем на возмущения термического типа. Явный вид HCO, удовлетворяющего уравнению Лиувилля представим в виде:

$$\rho(t) = \rho_q(t) - \int_{0}^{0} dt' e^{\in t'} e^{iLt'} \left(\frac{\partial}{\partial t'} + iL\right) \rho_q(t+t') + \dots$$
$$\rho_q(t) = \rho_0 - \int_{0}^{1-\infty} \rho_0^{\lambda} \delta S(t) \rho_0^{1-\lambda} d\lambda + \dots \quad , \rho_0 = e^{-S_0}$$

где $\delta S(t) \approx S(t) - S_0$ – малое отклонение неравновесной энтропии от равновесной. *L* – оператор Лиувилля:

 $\exp(itL)A = \exp(itH/\hbar)A\exp(-itH/\hbar)$. ρ_0 - оператор равновесного распределения Гиббса.

В приближении эффективных параметров выражение для отклонения энтропии может быть представлено в виде

$$\delta S = \Delta \int d\vec{r} \left\{ \delta \beta_s(\vec{r}) H_s(\vec{r}) - \beta \sum_{\nu} N_e^{\nu}(\vec{r}) \delta \mu_e^{\nu}(\vec{r}) + \right\}$$

$$\begin{split} &+\delta\!\beta_m\!\left(\vec{r}\right)\!H_m\!\left(\vec{r}\right)\!+\delta\!\beta_p\left(\vec{r}\right)\!H_p\left(\vec{r}\right)\!\}\;,\\ \text{где }\Delta\!A\!=\!A\!-\!S\!p(\rho_0\;A), \quad \!\!\delta\!\beta_i\!=\!\beta_i\!-\!\beta,(i\!=\!s,m,p),\,\beta^{-1}\!=\!T\;, \end{split}$$

 $\delta \mu_e^{V} = \mu_e^{V} - \mu_e, (v = \uparrow, \downarrow) -$ отклонение химического потенциала от равновесного значения. Оператор плотности числа электронов $N_e(r)$ и операторы плотности энергии подсистем $H_s(r), H_m(r), H_p(r)$.

Вычисляя оператор производства энтропии $\overset{\bullet}{S}(t) = (\partial / \partial t)S(t) + (i\hbar)^{-1}[S(t), H]$ найдем явный вид оператора $\rho(t)$. Усреднив по неравновесному оператору $\rho(t)$ операторные уравнения движения для подсистем (i,m), мы построили макроскопические уравнения, имеющие смысл локальных законов сохранения плотности энергии подсистем. Так для магнитной подсистемы, после фурье-преобразования имеем

$$\begin{split} \left\langle \dot{H}_{m}(\bar{q}) \right\rangle &= L_{\partial u \phi} \delta \beta_{m}(\bar{q}) - L^{e}_{mop\kappa} \beta \delta \mu_{e}(\bar{q}) + \\ &+ L^{e}_{mop\kappa} \delta \beta_{s,m}(\bar{q}) + L^{p}_{mop\kappa} \delta \beta_{p,m}(\bar{q}) \,. \end{split}$$

Здесь $\delta \beta_{i,k} = \beta_i - \beta_k$ и

$$\begin{split} L_{\partial u \phi} &= q^{\alpha} q^{\chi} \frac{-1}{h^2} \int\limits_{-\infty}^{0} dt' e^{\in t'} \left(I_m^{\alpha}(\vec{q}), I_m^{\chi}(-\vec{q}) \right) \\ L_{mop\kappa}^e &= \int\limits_{0}^{0} dt' e^{\in t'} \left(\dot{H}_{m,ms}(\vec{q}), \dot{H}_{s,ms}(-\vec{q}) \right) \\ L_{mop\kappa}^p &= \int\limits_{-\infty}^{0^{\infty}} dt' e^{\in t'} \left(\dot{H}_{m,mp}(\vec{q}), \dot{H}_{p,mp}(-\vec{q}) \right), \end{split}$$

где $I_m(q) = (\hbar \omega_m / M) \sum_j S_j^z \{P_j; \delta(x - x_j^V)\}$ - плотность потока магнонной энергии в подсистеме (m). $H_{\lambda,\lambda k} = (i\hbar)^{-1}[H_{\lambda}, H_{\lambda k}], H_{\lambda k}$ – описывает взаимодействие между подсистемами (λ) и (k).

 $(A,B) = \int_{0}^{1} d\lambda Sp \left\{ AB (i\hbar\lambda\beta + t') \rho_0 \right\}.$

Первое слагаемое в правой части макроскопического уравнения описывает диффузию магнонов, обусловленную градиентом температуры. Остальные определяют влияние электронной (спиновой) и решеточной (фононной) подсистем на изменение энергии магнонной подсистемы посредством взаимодействия с ней. При этом роль спиновой подсистемы сводится к генерации магнонов вследствие неупругого рассеяния их на интерфейсе (металл/диэлектрик). Роль фононной системы оказывается двоякой: процессы магнон-фононной релаксации сказываются на характере релаксации энергии магнонной подсистемы, однако, как известно, фононная подсистема может также выступать и в роли «усилителя» процессов переноса (тепла, заряда) посредством эффектов увлечения [3]. Из анализа следует, что создаваемый градиентом температуры поток магнонов, в зависимости от его направления, приводит к передачи углового момента от магнонной подсистемы в электронную и наоборот. Эффективность передачи энергии между подсистемами определяется температурами соответствующих подсистем. Отличный от нуля вклад в спинволновой ток будет в случае, если температуры соответствующих подсистем различны. Кроме того, тепловые потоки способствуют как реализации термически индуцированного спин-торк эффекта [7], так и спин-торк эффекта обусловленного магнонами [8].

- 1. Editorial // Sol. St. Comm. V.150, 459 (2010).
- K. Uchida, S. Takahashi, K. Harri, et. al. // Nature, V. 445, 778 (2008).
- C. M. Jaworski, J. Yang, S. Mack, et. al. // Nat. Mater, V. 9, 898 (2010).
- K. Uchida, J. Xiao, H. Adachi, et. al. // Nat. Mater. V. 9, 894 (2010).
- R. Kubo, M. Yokota, S. Nakajima // J. Phys. Soc. Japan, V. 12, 1203 (1957); J. M. Luttinger // Phys. Rev. V. 135, (1964); L. Osager //Phys. Rev. V. 37, 405 (1931).
- Д. Н. Зубарев, В. Г. Морозов, Г. Репке // Статистическая механика неравновесных процессов. Москва, Физматлит, 2002. т.1, 2.
- M. Hatami, G. E Bauer, Q. F. Zhang, et. al. // Phys. Rev. Lett. V. 99, 066603 (2007).
- P. Yan, X. C. Wang, X.R. Wang, et. al. // Phys. Rev. Lett. V. 107, 177207 (2011).

Исследование влияния технологических факторов на параметры тонких магнитных пленок и АМР-сенсоров на их основе

Н.А. Дюжев, А.С. Юров, Р.С. Преображенский, К.Ю. Самойлова, Н.С. Мазуркин^{*}, М.Ю. Чиненков

1 Национальный исследовательский университет «МИЭТ», 124498, Москва, Россия *mazurkin-n@yandex.ru

Наноразмерные магнитные тонкие пленки и многослойные структуры представляют большой интерес для создания на их основе сенсоров магнитного поля. Наше исследование посвящено выращиванию тонких магнитных пленок на различных подложках с целью выбора оптимальной и созданию на основе полученных пленок анизотропных магниторезистивных (AMP) сенсоров. Для оптимизации технологии изготовления AMP-сенсоров предложена специальная топология, в которой рисунок магнитного слоя повторяет рисунок проводящего. Расчеты AMP-сенсоров, полученных по данной топологии, показали увеличение чувствительности до 20% по сравнению с классической топологией.

Введение

Магниторезистивные сенсоры, основанные на АМР-эффекте, представляют большой интерес и широко используются для измерения магнитных полей. В данной работе описана технология получения наноразмерных магнитных пленок пермаллоя (FeNi) с помощью магнетронного осаждения (PVD) и создан сенсор магнитного поля на ее основе, в которой рисунок магнитного слоя повторяет рисунок проводящего.

Создание тонких магнитных пленок

При напылении пермаллоя (Ni80Fe20) на подложку Si/SiO₂ с помощью магнетронного напыления при мощности напыления 150 Вт, диаметре мишени 100 мм, времени напыления 300 с, расстоянии между магнетроном и подложкой 112 мм, давлением Ад 0,5 Па и температуре подложки 270 °С, была получена пленка толщиной около 30 нм, обладающая существенной неравномерностью поверхностного сопротивления Rs по пластине, достигающей более 50%, что не может быть объяснено изменением ее толщины. В дальнейших экспериментах было установлено, что при снижении температуры подложки до 150°С неравномерность поверхностного сопротивления снижается до величины не более 3%, однако эта температура ниже оптимальной [1, 2, 3]. ОЖЕ-анализ показал, что происходит диффузия кислорода из SiO₂ в пермаллой. Для устранения этого эффекта, был проведен ряд экспериментов,

показавших, что оптимальной подложкой является Si₃N₄ (80нм)/SiO₂(300нм) (таблица 1).

Таблица 1. Зависимость равномерности поверхностного сопротивления от типа подложки и ее температуры при напылении

Подложка	Температура подложки, °С	Среднее содер- жание кислоро- да в пленке, %	Не равномер- ность Rs, ±%
Si	150	0,8	2.4
Si	270	9,4	76
SiO ₂	270	8,9	51
Al ₂ O ₃	270	6,5	53
SiO ₂ /Si ₃ N ₄	270	1	3.4

Как можно видеть из таблицы 1, содержание кислорода в пленке пермаллоя напрямую коррелируется с равномерностью Rs. Чем меньше содержание кислорода, тем более равномерной получается пленка, достигая лучших показателей при использовании композитной подложки SiO₂(300нм)/Si₃N₄(80 нм).

АМР-эффект, полученный на данных пленках сразу после напыления, не превышает 1.5%. Для дальнейшего увеличения АМР-эффекта в пленке до 2,5% был проведен отжиг в вакууме (10⁻⁵ мм.рт.ст.) при температуре 350 °C в течении 3 часов в магнитном поле ~5.6 кА/м. После отжига значение коэрцитивной силы составило ~ 120 А/м, поле анизотропии ~400 А/м.

Заключение

Таким образом, нами было показано, что существует зависимость характеристик тонких пермаллоевых пленок как от материала подложки, на которой она выращивается, так и от температуры осаждения. Для создания пленок пермаллоя в оптимальном температурном диапазоне 250-270 °C наилучшей является композитная подложка SiO₂/Si₃N.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научнотехнологического комплекса России на 2014-2020 годы» ГК № 14.578.21.0007. Уникальный идентификатор соглашения RFMEFI57814X0007.

- Kwiatkowski, W., Tumanski, S. // X Phys. E 19 502-515 (1986).
- Hoffmann, H. // Thin Solid Films 58 223-233 (1979).
- Asama, K., Takahashi, K., Hirano, M. // AIP Con\$ Proc. 18 110-114 (1973).

Циркулярно-поляризованная электролюминесценция диодов Зеннера на основе наноструктур InGaAs/GaAs/(A₃,Mn)B₅

Е.И. Малышева^{1*}, М.В. Дорохин^{1,2}, А.В. Здоровейщев¹, М.В. Ведь²

1 НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп. 3, Нижний Новгород, 603950. 2 ННГУ им.Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950. *malysheva@phys.unn.ru

Исследована электролюминесценция диодов Зеннера на основе наноструктур InGaAs/n-GaAs/n+-GaAs/GaMnAs и InGaAs/n-GaAs/n+-GaAs/GaMnSb. Наблюдаемая циркулярная поляризация излучения квантовой ямы InGaAs/GaAs обусловлена инжекцией спин-поляризованных электронов из валентной зоны ферромагнитного полупроводника. На основе температурных зависимостей степени поляризации оценивалась точка Кюри, которая для GaMnSb составила 250 К.

Введение

Структуры на основе магнитных полупроводников находят применение в современной электронике и оптоэлектронике как элементы новых приборов на спин-поляризованных носителях [1]. Особенностью большинства известных видов ферромагнитных полупроводниковых инжекторов является дырочная проводимость, поэтому приборы на их основе функционируют за счёт инжекции спинполяризованных дырок [1]. Малое время спиновой релаксации дырок затрудняет использование такого дизайна ферромагнитного инжектора, особенно в светоизлучающих диодах либо в лазерных структурах, имеющих толстые ограничивающие и волноводные слои. В работе [2] была предложена конструкция ССИД, основанная на межзонном туннелировании электронов из валентной зоны GaMnAs в зону GaAs – диод Зеннера в структуре с квантовой ямой (КЯ) Al_xGa_{1-x}As/GaAs. Структуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии.

В настоящей работе исследована циркулярнополяризованная люминесценция диодов Зеннера на основе гетероструктур GaMnAs/GaAs/InGaAs. В основе работы таких диодов лежит фундаментальный принцип туннелирования спин-поляризованных носителей из ферромагнитного слоя с последующим переносом в активную область полупроводника и рекомбинацией с испусканием циркулярно-поляризованного излучения. Возможность межзонного туннелирования спинполяризованных электронов из слоя ферромагнитного полупроводника (как правило, р-типа проводимости) возникает за счёт изгиба зонной диаграммы при контакте с n+ областью.

Методика эксперимента

Структуры были сформированы комбинированным эпитаксиальным методом, описанным в [3]. На подложках p-GaAs при температуре 600°С последовательно выращивались буферный слой p-GaAs, квантовая яма In_{0.16}Ga_{0.84}As:С (концентрация $p \sim 8 {\bullet} 10^{17} \mbox{ см}^{-3},$ ширина $d_{\rm QW}$ = 16 нм), тонкий слой нелегированного GaAs (d \approx 6 нм), n – GaAs (n~10¹⁷, $d \approx 50$ нм), n – GaAs (n ~ 10¹⁸, d ≈ 20 нм), n – GaAs (n ~ 10^{19} , d ≈ 20 нм) при температуре 600°С. Затем, при температуре 340°С методом лазерного распыления Mn и GaAs мишеней были выращены GaMnAs (d \approx 40 нм) и GaAs (d \approx 6 нм) – *структу*ры А. Для выращивания GaMnSb – инжектора использованы мишени Mn и GaSb, толщина слоя GaMnSb оценивалась по скорости роста и составила ~ 10 нм – структуры E (рис. 1).



Рисунок 1. Схема структуры с контактом GaMnSb.

Для формирования диодной структуры на поверхность образцов наносился омический Au контакт методом электронно-лучевого испарения в вакууме.


Рисунок 2. Зависимость степени циркулярной поляризации от магнитного поля для структуры A (слева) и Б(в центре); зависимость степени циркулярной поляризации от температуры (справа) для структуры A и Б.

На сформированных диодах были проведены исследования электролюминесценции (ЭЛ) при смещении диодов в туннельном режиме: на Аu контакт подавался отрицательный относительно базы потенциал. Исследования степени циркулярной поляризации ЭЛ в магнитном поле, приложенном перпендикулярно поверхности образца, проведены в интервале температур 10 – 250 К. Степень циркулярной поляризации ЭЛ (*P*) оценивалась по формуле

$$P = (I_1 - I_2)/(I_1 + I_2), \tag{1}$$

где *I*₁, *I*₂ – относительные интенсивности люминесценции, измеренные для света, поляризованного по левому и по правому кругу соответственно.

Результаты исследований

При введении диодов в магнитное поле их ЭЛ излучение становится циркулярно-поляризованным. При температуре измерений 10 К для обоих типов структур получены нелинейные магнитополевые зависимости степени поляризации с петлёй гистерезиса (рис. 2 слева и в центре). Предположительно, наблюдаемая циркулярная поляризация обусловлена инжекцией спин-поляризованных электронов из валентной зоны ферромагнитного полупроводника. Наличие петли гистерезиса свидетельствует о повороте оси легкого намагничивания в направлении, перпендикулярном плоскости слоя GaMnAs (GaMnSb). При повышении температуры магнитополевые зависимости структур А и Б ведут себя различным образом (рис. 2 справа). В структурах А значение P быстро уменьшается с ростом T и при температурах выше 30 К становится сравнимым с погрешностью измерений. Для структур Б характерна более слабая температурная зависимость степени поляризации, однако с ростом температуры значение Р также монотонно уменьшается. Температурная зависимость степени поляризации определяется магнитными свойствами инжектора [1].

Быстрое уменьшение степени поляризации для структур А обусловлено приближением к точке Кюри ферромагнитного GaMnAs, которая по оценкам составляет 30 К. Это согласуется с линейным характером зависимости Р(В) для структуры А, измеренной при 30 К (рис. 2 слева, кривая 2). Для GaMnSb инжектора точка Кюри, по-видимому, превышает 250 К, что подтверждается нелинейным характером зависимости *P*(*B*) для структуры Б при температуре 250 К (рис. 2 центр, кривая 2). Отсутствие петли гистерезиса при 250 К связано с уменьшением коэрцитивного поля с температурой. Измерение при температуре выше 250 К затруднительно из-за температурного гашения ЭЛ. Таким образом, впервые исследована циркулярная поляризация ЭЛ излучения в диодах Зеннера на основе гетероструктур InGaAs/n-GaAs/n+-GaAs/GaMnSb.

Работа выполнена в рамках реализации госзадания (проекты № 8.1054.2014/К и № 3.285.2014/К) Минобрнауки России и при поддержке РФФИ (гранты № 15-02-07824_а, № 14-07-31280_мол_а).

Авторы выражают глубокую признательность Б.Н. Звонкову за выращивание структур для исследований.

- M. Holub, P. Bhattacharya // J. Phys. D: Appl. Phys., V. 40, R179 (2007).
- P. Van Dorpe, Z. Liu, W. Van Roy, et.al. // Appl. Phys. Lett., V. 84, 3495 (2004).
- М.В. Дорохин, Е.И. Малышева, А.В. Здоровейщев, и др. // ФТП, Т. 46, № 12, 1554 (2012).

Фазовое разделение и управление магнитным полем локальными полярными состояниями в манганитах

Р.Ф. Мамин^{1,2}

1 Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН, Сибирский тракт 10/7, Казань, 420029. 2 Казанский (Приволжского) федеральный университет, ул. Кремлевская 8, Казань, 420008. mamin@kfti.knc.ru

Обсуждается возникновение полярных состояний и магнитоэлектрических явлений вследствие фазового разделения с зарядовыми неоднородностями в режиме до порога протекания. Рассмотрено влияния магнитного поля на результаты записи наноразмерных полярных состояний на поверхности слабо легированных манганитов под воздействием электрического поля от иглы атомного силового микроскопа.

Введение

Возможность появление поляризации и мультифункционального поведения вследствие зарядового упорядочения обсуждалась в работе [1]. Возникновение фазового разделения с зарядовыми неоднородностями приводит к различным неожиданным явлениям [2]. Мы рассмотрим появление поляризации при динамике зарядовых неоднородностей [3].

Фазовое разделение и локальные полярные состояния

В данной работе обсуждается возможность полярных состояний и магнитоэлектрических явлений вследствие фазового разделения с зарядовыми неоднородностями в режиме, когда зарядовые неоднородности образуются до порога протекания [3].



Рисунок 1. Распределение параметра порядка $\eta(r)$ и плотности заряда $\Delta \rho = \rho(r) - \overline{\rho}$ вдоль диаметра шара в неоднородном состоянии, полученном при компьютерном моделировании; Q_s - интегральная концентрация неравновесного заряда на расстоянии *r* от центра шара.

В рамках феноменологической теории показано, что выраженные изменения электрических и появление магнитоэлектрических свойств могут произойти, если концентрация носителей заряда локально изменяется контролируемым образом. Кулоновское взаимодействие определяет распределение заряда и характерный размер фазово-разделенных состояний, которые формируются в виде капель (рисунок 1). Сдвиг отрицательно заряженных капель относительно положительно заряженной матрицы во внешнем электрическом поле создает поляризацию. При приложении периодического электрического поля эта поляризация будет проявляться в эффективной величине диэлектрического отклика (рисунок 2). Если прикладывать поле через иглу атомного силового микроскопа, то можно локально создавать полярные состояния, контролируемым образом изменяя структуру поляризации.



Рисунок 2. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости в La_{0.875}Sr_{0.125}MnO₃ на частоте 4кГц в нулевом магнитном поле в магнитном поле 4 Т в режиме нагрев в поле после охлаждения в поле.

В рамках этой модели обсуждено экспериментальное наблюдение колоссального магнитоёкостного эффекта в легированных манганитах [4]. Результаты по исследованию диэлектрической проницаемости в монокристаллах в La_{0.875}Sr_{0.125}MnO₃, измеренной в отсутствии магнитного поля и в магнитном поле 4 Т, представлены на рисунке 2. Наблюдается увеличение эффективной диэлектрической проницаемости в магнитном поле более чем в 50 раз.

Влияние магнитного поля на локальные полярные состояния в манганитах

Свойства локальных состояний, вызванных электрическим полем от иглы атомного силового микроскопа (АФМ), в монокристаллах La_{0.9}Sr_{0.1}MnO₃ и La_{0.89}Sr_{0.11}MnO₃ [5, 6] могут быть связаны с явлением фазового разделения с зарядовыми неоднородностями. Так как зарядовые неоднородности связаны с возникновением локального магнитного порядка, магнитное поле будет влиять на возникающую структуру. В результате мы получаем влияние внешнего магнитного поля на локальные полярные состояния, которые обладают пьезоэлектрическими свойствами, что проявляется в пьезо-моде АФМ. На рисунке 3 представлены результаты изменения размера индуцированной области от длительности импульса электрического поля, прикладываемого к игле АФМ. Можно явно выделить две области роста индуцированного состояния. На рисунке 4 показана зависимость поверхностного потенциала от времени в различных магнитных полях. Обнаруже-



Рисунок 3. Зависимость видимого размера индуцированной области от продолжительности импульса постоянного электрического поля амплитуды +5 В в La_{0.89}Sr_{0.11}MnO₃.

но сильное изменение поверхностного потенциала даже в относительно слабом магнитном поле.



Рисунок 4. Зависимость поверхностного потенциала, измеренного в Кельвин моде АФМ, в центре индуцированной области, от продолжительности импульса постоянного электрического поля амплитуды +5 В в La_{0.89}Sr_{0.11}MnO₃.

Таким образом, исследовано влияние внешнего магнитного поля на результат записи наноразмерных полярных состояний под воздействием электрического поля от иглы АФМ. Эти явления рассматриваются в рамках модели, которая предполагает наличие не перколированных зарядовых неоднородностей вследствие фазового разделения.

Работа выполнена за счет средств субсидии, выделенной в рамках государственной поддержки Казанского (Приволжского) федерального университета в целях повышения его конкурентоспособности среди ведущих мировых научно-образовательных центров. Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 14-02-01154 а.

- J. van den Brink and D. I. Khomskii // J. Phys.: Condens. Matter, V. 20, 434217 (2008).
- E. Dagotto, T. Hotta, and A. Moreo // Physics Report, V. 344, 1 (2001).
- R. F. Mamin and V. V. Kabanov // New Journal of Physics, V. 16, 073011 (2014).
- R. F. Mamin, T. Egami, Z. Marton, S. A. Migachev // Physical Review B, V. 75, 115129 (2007).
- R. F. Mamin, I. K. Bdikin and A. L. Kholkin // Apply Physics Letters, V. 94, 222901, (2009).
- 6. R. F. Mamin, D. A. Bizyaev, and A. A. Bukharaev // Bull. of Russ. Acad. Sci.: Phys., V. 75, 5 (2011).

Особенности температурного изменения функциональных параметров спиновых клапанов с синтетическим антиферромагнетиком

М.А. Миляев^{1*}, Л.И. Наумова¹, Т.П. Криницина¹, Д.В. Благодатков¹, В.В. Устинов¹

1 Институт физики металлов УрО РАН, 620990 Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18 *milyaev@imp.uran.ru

Методом магнетронного напыления приготовлены спиновые клапаны Ta/Ni₈₀Fe₂₀/Co₉₀Fe₁₀/Cu/Co₉₀Fe₁₀/AФM/Ta с тремя типами антиферромагнетиков (AФM): Mn₇₅Ir₂₅, Fe₅₀Mn₅₀, (Co₉₀Fe₁₀/Ru/Co₉₀Fe₁₀/Fe₅₀Mn₅₀. Исследованы полевые зависимости магнитосопротивления в температурном интервале (20÷180) °C, а также влияние термомагнитной обработки на температуру блокировки. Для образца с синтетическим антиферромагнетиком установлен линейный характер уменьшения величины магнитосопротивления при увеличении температуры, минимальный гистерезис и относительно высокая температурная стабильность функциональных параметров.

Введение

Важными для практического использования спиновых клапанов функциональными параметрами являются: величина магниторезистивного эффекта, чувствительность к магнитному полю, гистерезис, поле обменного сдвига и температура блокировки. Последний параметр в значительной степени зависит от типа антиферромагнетика, а именно от величины энергии однонаправленной анизотропии, формируемой в интерфейсной области между ферромагнетиком (ФМ) и антиферромагнеником (АФМ) в процессе напыления наноструктуры или с помощью термомагнитной обработки. В данной работе для приготовления спиновых клапанов использованы АФМ: Fe₅₀Mn₅₀ (1), Mn₇₅Ir₂₅ (2) и синтетический антиферромагнетик (С-АФМ), представляющий собой комбинацию обменно-связанной через прослойку Ru (8Å) пары ФМ слоев Co₉₀Fe₁₀ и слоя Fe₅₀Mn₅₀ - Co₉₀Fe₁₀/Ru/Co₉₀Fe₁₀/Fe₅₀Mn₅₀ (3). Известно [1], что использование синтетического АФМ позволяет значительно увеличить поле обменного сдвига спиновых клапанов без ухудшения их температурных характеристик. Согласно [2], АФМ (2) обладает на 100 °С более высокой температурой блокировки в сравнении с АФМ (1). Однако как показали проведенные исследования, без дополнительной термомагнитной обработки спиновые клапаны с тонкими (50-60 Å) слоями Mn₇₅Ir₂₅ обладают наиболее низкой температурной стабильностью среди исследованных спиновых клапанов. Сравнение магниторезистивных характеристик,

полученных при различных температурах для спиновых клапанов с тремя указанными типами антиферромагнетиков, проведено в данной работе.

Оформление тезисов

Магнетронным напылением с использованием установки MPS-4000 С6 на подложках из стекла были приготовлены спиновые клапаны композиций Ta/NiFe/CoFe/Cu/CoFe/(FeMn, MnIr)/Ta и Ta/NiFe/ CoFe/Cu/CoFe/Ru/CoFe/FeMn/Ta. Описание метода приготовления спиновых клапанов первого и второго типов, способов оптимизации их магниторезистивных свойств, а также характерные толщины слоев приведены в [3, 4]. Для температурных исследований были выбраны образцы с близкими значениями гигантского магниторезистивного (ГМР) эффекта, но с различным типом и толщиной АФМ слоев: *t*_{FeMn}= 150Å, *t*_{MnIr}= (50,60, 100)Å и *t*_{FeMn}= 100Å в С-АФМ. Формулой образца с С-АФМ является: Ta(50Å)/NiFe(30Å)/CoFe(35Å)/Cu(25Å)/CoFe(35Å)/ Ru(8Å)/CoFe(30Å)/FeMn(100Å)/Ta(20Å). Измерения магнитосопротивления проведены в температурном интервале (20÷180) °С в магнитных полях ± 2 кЭ. Сопротивление измерялось четырехконтактным методом при протекании тока в плоскости слоев. Магнитосопротивление определялось как $\Delta R/R_s = [(R(H) - R_s)/R_s] \times 100\%$, где R(H) – сопротивление в магнитном поле, R_s – в поле магнитного насыщения. Отжиг образцов при различных температурах проводился в условиях вакуума $(P = 10^{-4} \Pi a)$ и в магнитном поле H = 2 кЭ.

Результаты и обсуждение

На рисунке 1 приведены полевые зависимости исходных (без термомагнитной обработки) образцов спиновых клапанов. Видно, что замена слоя FeMn(100Å) (кривая 1) на синтетический АФМ (кривая 3) приводит к многократному увеличению поля обменного сдвига. Измерение полевых зависимостей магнитосопротивления при различных температурах показали, что величина ГМР-эффекта для всех использованных типов спиновых клапанов уменьшается с повышением температуры по закону, близкому к линейному. Вблизи температуры блокировки (T_b) формы зависимостей $\Delta R/R_s(H)$ значительно искажаются, а при T > T_b происходит 180°-переворот оси однонаправленной анизотропии и появляются характерные зависимости $\Delta R/R_s(H)$ в области отрицательных значений магнитного поля.



Рисунок 1. Полевые зависимости магнитосопротивления спиновых клапанов с различным типом антиферромагентика: 1 – Fe₅₀Mn₅₀, 2 – Mn₇₅Ir₂₅, 3 – C-AΦM. *H*_{ex} – поле обменного сдвига петли гистерезиса закрепленного ФМ слоя.



Рисунок 2. Зависимость поля обменного сдвига *H*_{ex} от температуры для спиновых клапанов с различным типом антиферромагнетика.

Из рисунка 2 видно, что температура блокировки, при которой исчезает обменное смещение, для образца с С-АФМ несколько ниже, чем в случае использования FeMn(150Å). Однако характерная для спиновых клапанов зависимость $\Delta R/R_s(H)$ для образца с С-АФМ сохраняется вплоть до температуры в 120 °C, что на (10-20) °C выше, чем у образцов с FeMn(150Å) и MnIr(100). Было также установлено, что у образца с С-АФМ температура блокировки почти не изменяется после часового отжига образца при температуре T = 200 °C. При этом термомагнитная обработка позволяет повысить магнитосопротивление и уменьшить гистерезис. Соответствующие кривые $\Delta R/R_s(H)$ приведены на Рисунке 3. Ширина низкополевой петли гистерезиса для указанных кривых составляет: 6 Э (20 °C) и 4 Э (120 °C). Скачкообразное изменение сопротивления происходит вблизи Н = 10 Э при изменении магнитного поля на величину менее 1 Э.



Рисунок 3. Полевые зависимости магнитосопротивления спинового клапана с С-АФМ, измеренные при различных температурах после часового отжига образца в магнитном поле 2 кЭ при T = 200 °C.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «СПИН» РК-01201463330 при поддержке РФФИ (№13-02-00749), НШ-1540.2014.2 и Президиума УрО РАН (№13-2-021-НПО).

- K.-M. H. Lenssen, A.E.T Kuiper et al. // J. Appl. Phys. V. 87(9) 6665 (2000).
- H. N. Fuke, K. Saito et al. // J. Appl. Phys. V. 81(8), 4004 (1997).
- В. В. Устинов, М. А. Миляев и др. // ФММ, Т. 113 (4), 363 (2012).
- Л. И. Наумова, М. А. Миляев и др. // ФММ, Т. 115 (4), 376 (2014).

Ферромагнитный резонанс в системах многослойных ферромагнитных нанодисков на треугольной решетке

В.Л. Миронов^{1*}, Е.В. Скороходов¹, J.A. Blackman²

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Department of physics, University of Leicester, Leicester LE1 7RH, UK.

*mironov@ipmras.ru

Представлены результаты теоретических исследований эффектов магнитостатического взаимодействия в геометрически фрустрированных массивах анизотропных (анизотропия формы) однослойных и многослойных ферромагнитных нанодисков, организованных в различные пространственные конфигурации с треугольной симметрией. Обсуждаются особенности процессов перемагничивания и ферромагнитного резонанса в таких системах.

В работе приводятся результаты теоретических исследований магнитных состояний, особенностей процессов перемагничивания и спектров ферромагнитного резонанса в геометрически фрустрированных системах многослойных ферромагнитных наночастиц, упорядоченных на решетке с треугольной симметрией [1] (рис. 1).



Рис. 1. Массив двухслойных (а) и трехслойных (б) частиц на решетке с треугольной симметрией.

В расчетах использовалась простейшая модель анизотропных диполей. При этом предполагалось, что магнитное поле наночастиц соответствует полю равномерно намагниченного шара со встроенной анизотропией, соответствующей анизотропии формы эллиптического диска. Резонансные частоты, соответствующие модам однородной прецессии, рассчитывались из линеаризованных уравнений Ландау-Лифшица с учетом магнитостатического взаимодействия между частицами. Петли гистерезиса для перемагничивания массивов частиц во внешнем поле рассчитывались методом Монте-Карло.

Показано, что использование многослойных стеков значительно расширяет возможности для создания магнитно-фрустрированных систем за счет дополнительного сильного взаимодействия между слоями. В частности, межслоевое взаимодействие приводит к значительному расщеплению спектра ферромагнитного резонанса (ФМР) таких систем. Показано, что намагничивание и перемагничивание двух- и трехслойных систем сопровождается переходами между различными состояниями с ферромагнитным, антиферромагнитным или смешанным ферромагнитно-антиферромагнитным упорядочением моментов в различных слоях, которые сопровождаются существенными изменениями спектров ΦMP.

Кроме того, большие перспективы для инженерии магнитных состояний и модификации спектров ФМР связаны с возможностью изменения соотношения магнитных моментов частиц, принадлежащих к разным слоям, и межслойных расстояний в массиве. В частности, рассмотрена трехслойная система с уменьшенным магнитным моментом частиц в среднем слое. Показано, что в этом случае реализуется значительное расщепление спектра ФМР из-за начального расщепления резонансных частот отдельных частиц, образующих массив.

Потенциально, системы многослойных стеков могут быть использованы при разработке приборов СВЧ микроэлектроники, перестраиваемых внешним магнитным полем.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (15-02-04462), программ Президиума РАН и Министерства образования и науки Российской Федерации.

Литература

1. V.L. Mironov, E.V. Skorohodov, J.A. Blackman // J. Appl. Phys., 115, 184301 (2014).

Генерация оптической второй гармоники в ферромагнитных наноструктурах с неоднородным распределением намагниченности

Т.В. Мурзина^{1*}, И.А. Колмычек¹, В.Л. Крутянский¹, А.А. Никулин¹, Е.А. Караштин², М.В. Сапожников², А.А. Фраерман²

1 Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Ленинские горы д.1, стр. 2, 119991, Россия, ГСП-1, Москва. 2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. *murzina@mail.ru,

Представлен обзор эффектов, сопровождающих генерацию оптической второй гармоники в структурах с неоднородным распределением намагниченности: в неупорядоченных массивах магнитных наночастиц, ферромагнитных слоистых структурах и магнитофотонных кристаллах, в частицах с вихревой намагниченностью. Рассмотрены основные механизмы соответствующих нелинейно-оптических эффектов.

Введение

Магнитные наноструктуры представляют большой интерес ввиду возможности реализации в них разных типов магнитного упорядочения и, соответственно, наблюдения новых типов оптических и нелинейно-оптических эффектов. Многообразие свойств определяется широкими возможностями формирования магнитных структур различного дизайна, состава и расположения наноэлементов в массиве. С другой стороны, важной задачей является развитие новых эффективных, дистанционных и невозмущающих методов диагностики магнитных наноструктур. В связи с этим перспективными являются нелинейно-оптические методы исследования, основанные на эффекте генерации оптической второй гармоники (ВГ). Высокая чувствительность данного метода к основным свойствам и состоянию поверхностей и скрытых границ раздела центросимметричных сред хорошо известна и используется для изучения наноструктур [1, 2].

В докладе обсуждаются эффекты, наблюдающиеся при генерации ВГ в различных типах наноструктур с неоднородным распределением намагниченности. Рассмотрены квадратичные нелинейно-оптические эффекты в многослойных магнитных пленках, в неупорядоченных массивах магнитных наночастиц в немагнитной матрице, в планарных ансамблях частиц с вихревым распределением намагниченности и др. Также изучались эффекты резонансного усиления линейных и нелинейных магнитооптических эффектов в плазмонных и фотонных магнитных структурах (магнитофотонных и магнитоплазмонных кристаллах).

Обсуждаемые эффекты

Одним из наиболее интересных обсуждаемых результатов является экспериментальная визуализация методом генерации ВГ магнитного тороидного момента в структурах с макроскопической вихревой намагниченностью, а также в планарных антиферромагнитных трехслойных структурах. Показано, что соответствующий вклад в квадратичную поляризацию линейно зависит от приложенного внешнего магнитного поля, аналогично магнитному нелинейно-оптическому эффекту Керра, однако принимает наибольшее значение при максимально неоднородном распределении намагниченности в структуре. В случае планарного массива наночастиц кобальта нецентросимметричной (треугольной) формы такое состояние соответствует вихревой намагниченности частиц для трехслойной структуры ферромагнетик/немагнитный диэлектрик. Показано, что наиболее сильно составляющая второй гармоники, пропорциональная магнитному тороидному моменту системы, проявляется при циркулярной поляризации зондирующего излучения

Феноменологическое описание нелинейной поляризации на удвоенной частоте в таких структурах находится в качественном соответствии с экспериментальными данными. В частности, показано, что в процессе генерации ВГ необходим учет квадратичных по намагниченности составляющих нелинейной поляризации, в том числе имеющих симметрию обменного взаимодействия между ферромагнитными слоями. Ранее квадратичные по намагниченности вклады в нелинейную поляризацию наблюдались, например, в случае однородных ферромагнитных пленок [4] и мультислойной структуре Fe/Cr/Fe [5].

Рассмотрены результаты, полученные при исследовании генерации ВГ в неупорядоченном массиве суперпарамагнитных частиц ядро/оболочка (Fe₂O₃/Au) в немагнитной диэлектрической матрице, размер частиц составляет около 30 нм. Показано, что в отсутствие внешнего магнитного поля излучение второй гармоники наблюдается в форме гиперрэлеевского рассеяния второго порядка, т.е. диффузно и деполяризовано. Анализ угловой ширины индикатрис рассеяния показывает, что в структуре диэлектрической пленки частицы формируют агрегаты, размер которых достигает сотни наномеров.

В то же время, наложение на такую структуру магнитного поля приводит к появлению когерентной (т.е. зеркальной и поляризованной) составляющей ВГ. Методом интерферомерии ВГ показано, что фаза этой составляющей ВГ изменяется на 180 град. при смене направления поля. В рамках развитой модели показано, что данный эффект возникает вследствие корреляций пространственных флуктуаций квадратичной и магнитной поляризуемостей наночастиц при учете неоднородности локального статического магнитного поля.

На основе анализа данных литературы рассмотрен принцип работы микроскопии магнитоиндуциро-

ванной второй гармоники, позволяющей, например, визуализировать доменную структуру поверхности ферромагнитных пленок. Отличительной особенностью метода является, во-первых, способность изучать намагниченность приповерхностных областей центросимметричных сред, во-вторых, высокие значения магнитного контраста интенсивности второй гармоники. Эти свойства могут быть использованы для получения дополнительной, по сравнению с более традиционными методами линейной магнитооптики, информации о магнитных свойствах поверхности или наноструктур.

Обсуждено усиление линейного и нелинейного магнитооптического отклика магнитоплазмонных и магнитофотонных структур. Показано, что в области резонанса локальных поверхностных плазмонов или плазмон-поляритонов, а также вблизи края фотонной запрещенной зоны возможно наблюдение значительного усиления магнитоиндуцированных нелинейно-оптических эффектов.

- J. Reif, J. C. Zink, C. M. Schneider, and J. Kirschner // Phys. Rev. Lett., V. 67, 2878 (1991).
- T.V. Murzina, E.M. Kim, R.V. Kapra et al. // Phys. Rev. B, V. 73, 140404(R) (2006).
- M. Inoue, R. Fujikawa, A. Baryshev et al. // J. Phys. D: Appl. Phys., V. 39, R151 (2006).
- E. D. Mishina, A. I. Morosov, A. V. Mishina et al. // Phys. Rev.B, V. 75, 064401 (2007).
- A. A. Rzhevsky, B. B. Krichevtsov, D. E. Bürgler and C. M. Schneider // Phys. Rev. B, V. 75, 144416 (2007).

Нарушение универсальности дробового шума в квазиравновесных спиновых фильтрах

Т.Т. Хейккила¹, К.Э. Нагаев^{2*}

1 Университет Аальто, Финляндия, FI-00076.

2 Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, Москва, 125009. *nag@cplire.ru

Показано, что нарушение закона Видемана-Франца из-за электрон-электронного рассеяния в контактах ферромагнетик - нормальный металл - ферромагнетик с большой концентрацией примесей может приводить к сильному подавлению дробового шума при заданном токе. Для параллельной намагниченности электродов и в отсутствие нормальной прослойки между ними получается стандартное значение шума для немагнитного металла, но наличие прослойки приводит к немонотонной зависимости шума от толщины. В случае антипараллельной намагниченности электродов и в отсутствие нормальной прослойки отношение дробового шума к пуассоновскому значению 2*eI* уменьшается с увеличением поляризации проводимости в ферромагнетике и полностью исчезает, когда она достигает 100%.

Введение

Дробовой шум часто используется для определения скорости энергетической релаксации в микро- и наноструктурах. Это связано с тем, что его величина пропорциональна средней температуре электронов в них. При низких температурах основной механизм энергетической релаксации - диффузия горячих электронов в берега. Обычно такая релаксация подчиняется закону Видемана–Франца [1], который устанавливает пропорциональность между теплопроводностью с одной стороны, и электропроводностью и температурой с другой. Это приводит к универсальности отношения F=St/2eI, которое оказывается равным $\sqrt{3}/4$ и не зависит от геометрии образца [2, 3].

Недавно было найдено [4], что в системах с магнитным упорядочением две электронные подсистемы с разными проекциями спина могут обмениваться энергией, не обмениваясь зарядом. Это приводит к нарушению закона Видемана–Франца и должно отклонять параметр F от его универсального значения. Цель работы - вычисление этих отклонений.

Модель

Рассматриваемая система представляет собой спиновый клапан, где ферромагнетики одинаковой длины *LF* соединены друг с другом через слой нормального металла *N* длиной *LN* и проводимостью ол. Электроны в спиновой подзоне с большей плотностью состояний имеют проводимость σ_M , а в подзоне с меньшей плотностью состояний - σ_m . Степень поляризации ферромагнетиков определяется величиной $P = (\sigma_M - \sigma_m)/(\sigma_M + \sigma_m)$. Предполагается, что проводимость нормальной и ферромагнитных частей системы имеет диффузионный характер, а сопротивление границ раздела между ними пренебрежимо мало. Считается, что рассеяние с переворотом спина отсутствует, а все размеры системы намного превосходят длину электронэлектронного рассеяния, так что локальное распределение электронов можно считать квазиравновесным. Между левым и правым электродами приложена разность потенциалов eV = $\mu_L - \mu_R >> k_B T$.

Результаты

В случае параллельной намагниченности электродов F равно стандартному значению как в случае очень длинной, так и очень короткой нормальной части N. В первом случае ферромагнитные части структуры не играют роли вообще, а во втором случае выполнение закона Видемана–Франца следует из симметрии системы. Профили температуры вдоль системы одинаковы для электронов с обеими проекциями спина, и поэтому теплообмен между ними отсутствует. Отклонение F от $\sqrt{3}/4$ возможно лишь при промежуточных значениях L_N . В пределе P = 1 его значение достигает минимума F = 0.27.

В случае антипараллельной намагниченности электродов накопление спинов возникает даже при нулевой длине нормальной части и профили температуры для электронов с разными проекциями спина различны. Поэтому теплообмен между ними приводит к нарушению закона Видемана–Франца и уменьшению параметра F. Это уменьшение наиболее ярко проявляется в пределе малой LN и высокой степени поляризации ферромагнетиков. Оно противоречит интуитивным представлениям о том, что уменьшение проводимости спинового клапана по сравнению с параллельной намагниченностью должно увеличивать параметр F как в случае рассеяния с переворотом спина в парамагнитном металле [5].

Заключение

Теплообмен между системами электронов с разным направлением спинов приводит к нарушению закона Видемана–Франца и подавлению относительной величины дробового шума в наноструктурах, содержащих магнитные материалы. Этот эффект можно использовать для определения параметров электрон-электронного рассеяния в таких материалах.

- R. Franz and G. Wiedemann // Ann. Phys. Chem., V. 165, 497 (1853).
- K.E. Nagaev // Physical Review B, V. 52, 4740 (1995).
- E. V. Sukhorukov and D. Loss // Physical Review B, V. 59, 13054 (1999).
- M. Hatami, G. E. W. Bauer, Q. Zhang et al. // Physical Review Letters, V. 99, 066603 (2007).
- E. G. Mishchenko // Physical Review B, V. 68, 100409 (2003).

Спиновый транспорт в эпитаксиальных гетероструктурах манганит/рутенат

Г.А. Овсянников^{1,2*}, В.В. Демидов^{1#}, И.В. Борисенко¹, А.М. Петржик¹, Ю.Н. Хайдуков³, Л. Мустафа³

1 ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, у. Моховая 11-7, Москва125009.

2 Chalmers University of Technology, Department of Microtechnology and Nanoscience, Gothenburg, S-41296, Sweden.

3 Max-Planck Institute for Solid State Research, 70569, Stuttgart, Germany.

*gena@hitech.cplire.ru, #demidov@cplire.ru

С помощью ферромагнитного резонанса, СКВИД-магнитометра и рефлектометрии поляризованных нейтронов были исследованы структурные и магнитные свойства гетероструктур La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃/LaMnO₃/SrRuO₃ (LSMO/LMO/SRO) при толщинах LMO от 0 до 20 нм. При температурах T ≤ 100K СКВИДом обнаружено уменьшение магнитного момента в плоскости подложки. Это можно связать с обменным взаимодействием, наблюдающимся в структурах SRO/LSMO, и приводящим к антиферромагнитному упорядочению на границе. Магнитосопротивление меза-структуры LSMO/LMO/SRO уменьшается с увеличением толщины прослойки LMO. При толщине прослойки d_{LMO} = 13 нм наблюдается гистерезис по магнитному полю в полях порядка сотен Эрстед. Полученное значение магнитосопротивления, вероятно, во многом определяется нестехиометрией прослойки LMO по кислороду, в результате чего она становится ферромагнитной и проводящей.

Введение

Многослойные структуры из оксидных материалов привлекают повышенное внимание, поскольку их кристаллографические особенности позволяют реализовать эпитаксиальный рост гетероструктур из двух и более слоев, а полученные границы разделов материалов обладают существенно иными свойствами, чем контактирующие материалы [1]. В данной работе рассматриваются гетероструктуры из пленок манганитов La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ и рутенатов SrRuO₃ (далее LSMO и SRO соответственно), в которых наиболее сильно проявляются особенности оксидных гетероструктур. LSMO и SRO обладают перовскитной кристаллической структурой, что обеспечивает эпитаксиальный рост гетероструктур, а отличительной особенностью SRO является отрицательная магнитная поляризация и большая величина поля одноосной магнитной анизотропии [2-3]. Было показано, что антиферромагнитная связь между LSMO и SRO обусловлена Mn–O–Ru-связью на границе [4, 5] и определяется кристаллической структурой, магнитокристаллической анизитропией, намагниченностью и толщиной слоев.

Методика эксперимента

Эпитаксиальные плёнки LSMO, SRO и LMO толщиной 10-100 нм и гетероструктуры из них напылялись на подложки из NdGaO₃ (NGO) и LaAlO₃ (LAO) посредством лазерной абляции с использованием KrF-лазера (длина волны λ=248 нм). Рост плёнок проходил при температуре 600-800°С и давлении кислорода 0.2-0.3 мБар [3, 6, 7].

Параметры магнитной анизотропии вычислялись из угловых зависимостей спектров ферромагнитного резонанса (ФМР), которые снимались в так называемой параллельной ориентации, когда внешнее магнитное поле всё время находилось в плоскости образца, в процессе его вращения вокруг нормали. Методика определения параметров магнитной анизотропии заключается в обработке угловых зависимостей резонансных полей спектров ФМР [7]. Структурные свойства слоев и границ раздела были исследованы методами рентгеновской и нейтронной рефлектометрии.

Магнитная анизотропия

На рис. 1 приведены температурные зависимости параметров магнитной анизотропии гетероструктур на подложке из NGO SRO/LSMO/(110)NGO, LSMO/SRO и LSMO/LMO/SRO. Толщина слоя LSMO в обоих вариантах равнялась 40 нм, а слоя SRO – 28 нм для первого варианта и 14 нм для второго. Из рисунка видно, что в первом случае, когда слой LSMO наносится непосредственно на подложку, температурное изменение параметров плоскостной магнитной анизотропии плёнки LSMO качественно совпадает с температурными зависимостями однослойной структуры LSMO/(110)NGO и одноосная анизотропия растёт с понижение температуры. Однако в том случае, когда на подложку

сначала наносится слой SRO, а уже на него пылится слой LSMO, то, начиная с температуры, плоскостная одноосная анизотропия начинает резко уменьшаться и становится заметно меньше двуосной кубической анизотропии уже при азотной температуре. Следует подчеркнуть, что оси лёгкого намагничивания не меняют своего направления во всём исследованном температурном интервале для указанных двухслойных структур



Рисунок 1. Температурные зависимости полей одноосной магнитной анизотропии H_u = 2K_u/M₀ и кубической анизотропии H_c = 2K_c/M₀, где K_u – константа одноосной анизотропии, K_c – константа двуосной кубической анизотропии в структурах SRO/LSMO (кружки), LSMO/SRO (квадраты) и LSMO/LMO/SRO (треугольники).

Намагниченность гетероструктур

На рис. 2 показаны температурные зависимости намагниченностей плёнок LSMO в структурах LSMO/SRO и SRO/LSMO (см. рис. 1), полученные из угловых зависимостей спектров ФМР. Из рисунка видно, что в области температур, где слой SRO находится в ферромагнитном состоянии, экспериментальные точки явно расходятся с расчётными кривыми, параметры которых определялись из экспериментальных точек в области температур выше ферромагнитного перехода SRO. Такое воздействие существенно зависит от свойств переходного слоя, который возникает на границе LSMO/SRO [5].

Величина магнитосопротивления меза-структуры, созданной из гетероструктуры с помощью литографии и ионного травления, уменьшается с увеличением толщины прослойки LMO и при этом практически не зависит от направления приложенного внешнего магнитного поля. В отсутствие LMO прослойки наблюдается отрицательное магнитосопротивление, которое, вероятно, вызвано отрицательной намагниченностью SRO слоя.



Рисунок 2. Температурная зависимость намагниченности эпитаксиальной плёнки LSMO в структурах LSMO/SRO (кружки) и SRO/LSMO (треугольники). Линиями показаны расчётные зависимости намагниченностей этих структур без учета взаимодействия слоев

Авторы выражают благодарность А. Калабухову, Ю.В. Кислинскому, А.А. Климову, К.И. Константиняну, А.В. Шадрину за помощь в проведении экспериментальных исследований и полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке проектов РФФИ 14-07-00258 и 14-07-93105, гранта научная школа НШ-4871.2014.2

- 1. M. Bibes, J.E. Villegas, A. Barthelemy//Adv. Phys.V.60, 5 (2011).
- G. Koster, L.Klein. W.Siemons et al. //Rev. Mod. Phys., V.84, 253 (2012).
- А.М. Петржик, Г.А. Овсянников, А.В. Шадрин и др.,//ЖЭТФ Т.146, 844 (2014).
- X. Ke, M. S. Rzchowski, L. J. Belenky et al// Appl. Phys. Lett. V.84, 5458(2004).
- M. Ziese, F. Bern, E. Pippel, D. Hesse, and I. Vrejoiu //NanoLett, V.12, 4276 (2012).
- V.V. Demidov, G.A. Ovsyannikov, A.M. Petrzhik, et al. // J. Appl. Phys. V.113, 163909 (2013).
- В.В. Демидов, И.В. Борисенко, А.А. Климов и др. //ЖЭТФ, Т. 139, 943 (2011).

Влияние неоднородности распределения намагниченности на чувствительность анизотропных магниторезистивных сенсоров

Н.А. Дюжев¹, А.С. Юров¹, Р.Ю. Преображенский^{1*}, Н.С. Мазуркин¹, М.Ю. Чиненков¹

1 Национальный исследовательский университет «МИЭТ», 124498, Москва, Россия * cogtepsum@gmail.com

В настоящей работе описываются некоторые методы приближенного расчета микромагнитных распределений в элементах с большими линейными размерами, а также проводится сравнение величины чувствительности сенсора, полученной по микромагнитной модели, с экспериментальными данными и величинами, полученными по однородной модели перемагничивания.

Введение

В настоящее время большинство инженерных расчетов сенсоров магнитного поля на анизотропном магниторезистивном (AMP) эффекте проводится в предположении однородной намагниченности ферромагнитной пленки, являющейся структурным элементом устройства [1]. Использование этой модели, способной приближенно учитывать влияние анизотропии формы магнетика, позволяет получать погрешность расчета чувствительности АМРсенсора, не превышающую, в большинстве случаев, 3%. Однако в случае большой величины поля анизотропии формы магнетика и малой величины внешнего поля, погрешность расчетов по модели однородного перемагничивания сильно возрастает, достигая значений, превышающих 30%. Это связано с тем, что в слабых полях и при сильном поле анизотропии формы намагниченность в магнетике распределяется неоднородно.

Метод расчета

Альтернативой однородной модели служит микромагнитная модель [2], позволяющая рассчитывать направление вектора намагниченности в каждой точке исследуемой ферромагнитной структуры. Методы микромагнитного моделирования требуют значительных вычислительных ресурсов. Вычислительная трудоемкость задачи растет с увеличением геометрических размеров компьютерных моделей. Поскольку AMP-сенсоры имеют геометрические размеры порядка сотен микрометров, микромагнитное моделирование становится неоправданно ресурсоемким. Однако можно использовать некоторые приближения микромагнитной модели, которые могли бы позволить получить более достоверные результаты за приемлемое время. В данной работе использовались следующие методы аппроксимации модели: увеличение размера расчетной ячейки микромагнитной модели и уменьшение геометрического размера модели по одной из осей координат.



Рисунок 1. Изменение размера микромагнитного распределения.

Последний метод заключается в искусственном уменьшении длины модели магнитной полоски, являющейся структурным элементом сенсора. При дальнейшем электрофизическом расчете сенсора полученные распределения «растягиваются» до необходимой длины, как показано на рисунке 1. Главный минус такого решения – менее корректный расчет размагничивающих полей, связанных с формой структуры, что может привести к значительному снижению расчетного гистерезиса по сравнению с экспериментальным.

Размер расчетной ячейки в модели составлял от 25 до 50 нм. Микромагнитное моделирование проводилось в программном пакете ООММF, моделирование электрофизических характеристик сенсора проводилось в пакете COMSOL Multiphysics.

Несмотря на то, что увеличение размера ячейки напрямую ведет к снижению точности расчета, а уменьшение геометрических размеров – к менее корректному расчету размагничивающих полей, микромагнитная модель с перечисленными приближениями показала расхождение экспериментальных и расчетных значений около 4%. Соответствующие зависимости продемонстрированы на Рисунке 2.



Рисунок 2. Зависимость величины выходного сигнала сенсора от угла поворота внешнего поля, полученная экспериментально (штрих-пунктирная линия с маркерами), рассчитанная по однородной (сплошная линия) и микромагнитной (пунктирная линия) моделям.

Микромагнитное моделирование структур со сложной геометрией

Данная модель применялась для конструкции сенсора, модифицированной с целью упрощения процесса создания прибора. В такой конструкции форма элементов сенсора, выполненных из магнитного слоя, повторяет форму шунтирующих элементов «barber-pole» структуры. Магнитные элементы приобретают сложную форму, и распределение намагниченности в них имеет заметные неоднородности, как показано на рисунке 3.



Рисунок 3. Распределение намагниченности в структуре со сложной геометрией.

Расчет электрофизических характеристик на основе полученных микромагнитных распределений показал возрастание чувствительности структуры почти на 70%, что продемонстрировано на Рисунке 4. Этот эффект может быть связан с тем, что неоднородности распределения намагниченности компенсируют неоднородности распределения токовых линий.



Рисунок 4. Зависимость величины выходного сигнала сенсора от величины внешнего поля, рассчитанная для структуры с простой (пунктирная линия) и сложной (сплошная линия) геометрией.

Заключение

Таким образом, в результате проведенных расчетов показано, что методы микромагнитного моделирования позволяют значительно улучшить качество расчетов анизотропных магниторезисторов. Кроме того, только с использованием микромагнитных моделей можно предсказать влияние формы ферромагнитных элементов сенсора на его чувствительность.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научнотехнологического комплекса России на 2014-2020 годы» ГК № 14.578.21.0007. Уникальный идентификатор соглашения RFMEFI57814X0007.

- 1. Tumanski S. Thin film magnetoresistive sensors. CRC Press, 2001.
- Miltat J., Albuquerque G., Thiaville A. An introduction to micromagnetics in the dynamic regime //Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I. Springer Berlin Heidelberg, 2002. C. 1-33.

Люминесцентные свойства спиновых светоизлучающих диодов с легированными Mn слоями

А.В. Рыков^{1,2*}, М.В. Дорохин^{1,2}, Е.И. Малышева¹, П.Б. Дёмина¹, О.В. Вихрова¹

1 НИФТИ ННГУ, пр. Гагарина, 23, корп. 3, Нижний Новгород, 603950.

2 ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950. *rikov@nifti.unn.ru

Исследованы люминесцентные свойства светоизлучающих диодов на основе гетероструктур GaAs/InGaAs со слоями, легированными Mn. Получены зависимости степени циркулярной поляризации электролюминесценции от температуры и некоторых ростовых параметров (содержание Mn, концентрация дырок). Полученные результаты могут быть использованы для сопоставления с моделями ферромагнетизма в легированных Mn слоях.

Введение

Спиновый светоизлучающий диод (ССИД) - перспективный прибор спинтроники, испускающий циркулярно-поляризованное излучение, управляемое магнитным полем. Перспективными представляются структуры, в которых поляризация носителей по спину происходит непосредственно в активной области за счёт обменного взаимодействия между ферромагнетиком и носителями в полупроводнике. Преимущество таких структур заключается в отсутствии потери спиновой поляризации при диффузии носителей [1]. В работе исследован набор ССИД, представляющих собой структуры с квантовой ямой InGaAs/GaAs и легированным Mn слоем, разделённые тонким спейсером.

Методика эксперимента

Структуры были получены комбинированным методом газофазной эпитаксии (ГФЭ) и лазерного распыления. На первом этапе при температуре 650°С на подложке *n*-типа выращен буферный слой GaAs толщиной 0.6 мкм, легированный кремнием $(n \sim 10^{17} \text{ см}^{-3})$. Затем сформирована КЯ In_xGa_{1-x}As (ширина ямы 10 нм, содержание In x = 0.10 - 0.26) и спейсерный слой GaAs толщиной 2-10 нм. На втором этапе при температуре 400°С выращен легированный Mn слой GaAs, а затем покровный слой нелегированного GaAs с использованием распыления Mn- и GaAs-мишеней. Содержание Mn оценивалось в долях монослоя (МС) и варьировалось в пределах 0.1-0.4 МС. Один МС соответствует слоевой концентрации атомов Mn 6.3×10¹⁴ см⁻². Для повышения концентрации дырок в активной области изготовлен ряд структур, содержащих дельталегированный слой углерода вблизи КЯ со стороны подложки. Слоевая концентрация углерода варьировалась в пределах (0.5 - 2.5)× 10^{12} см⁻². Степень циркулярной поляризации P_C электро- (ЭЛ) и фотолюминесценции (ФЛ) измерялась в зависимости от магнитного поля при варьировании температуры в диапазоне 10–90 К и в магнитном поле до 3 кЭ. Величина P_C определялась по относительной интенсивности лево- и правополяризованных компонент излучения:

$$P_C = (I_+ - I_-)/(I_+ + I_-). \tag{1}$$

Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации ЭЛ в диапазоне температур 10 – 50 К для структуры со спейсером 2 нм (для всех исследованных структур характер зависимостей подобен). На зависимостях видны характерные участки быстрого роста в полях до ~100 Э, которые связаны с постепенным насыщением намагниченности ферромагнитного Mnслоя. Участки линейного роста связаны с зеемановским расщеплением уровней в КЯ, величина которого пропорциональна магнитному полю, а заполнение уровней зависит от температуры. При достижении температуры Кюри зависимость становится линейной. Известно, что зависимости степени циркулярной поляризации люминесценции определяются параметрами намагниченности ферромагнитного слоя [2]. Поэтому по свойствам люминесценции можно делать выводы о магнитных свойствах исследуемых материалов. Как было показано ранее [3], полученные зависимости степени поляризации обусловлены обменным взаимодействием ионов Mn и дырок в КЯ.



Рисунок 1. Зависимости степени циркулярной поляризации ЭЛ от магнитного поля при различных температурах. На вставке: рассчитанная (линия) и измеренная экспериментально (точки) температурная зависимость относительной намагниченности

Характер обменного взаимодействия может быть установлен из полученных экспериментальных зависимостей. Так, температурная зависимость P_C может быть сопоставлена с относительной намагниченностью (вставка к рис. 1), рассчитанной согласно описанию намагниченности в перколяционной модели ферромагнетизма [4].



Рисунок 2. Степень циркулярной поляризации ФЛ в зависимости от слоевой концентрации дырок

Эффективность обменного взаимодействия определяется параметрами структур. В частности, концентрация свободных носителей определяет характерное расстояние взаимодействия ионов магнитной примеси. Помимо этого, значение степени поляризации линейно зависит от концентрации дырок в структуре (рис. 2), что согласуется с моделями обменного взаимодействия. Слоевая концентрация дырок была рассчитана методом эффекта Холла.

На рисунке 3 показана степень циркулярной поляризации ЭЛ при 500 Э за вычетом компоненты P_C , связанной с зеемановским расщеплением, в зависимости от концентрации Mn. Теоретическое описание полученной немонотонной зависимости $P(Q_{\rm Mn})$ требует дополнительного исследования. В то же время смена знака циркулярной поляризации при $Q_{\rm Mn} = 0.3$ MC также характерна для модели обменного взаимодействия [5].



Рисунок 3. Степень циркулярной поляризации ЭЛ в зависимости от концентрации Mn

Таким образом, полученные экспериментальные зависимости степени циркулярной поляризации согласуются с моделью обменного взаимодействия в структурах InGaAs/GaAs:Mn. Результаты могут быть использованы для количественного описания спиновой поляризации в подобных структурах.

Работа выполнена в рамках реализации гос. задания (№ 8.1054.2014/К и № 3.285.2014/К) Минобрнауки России и при поддержке РФФИ (№15-02-07824 а).

- M. Holub, P. Bhattacharya // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. V.40. P.R179–R203.
- О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, М.В. Дорохин и др. // Письма в ЖТФ. 2009. Т.35. №14. С.8.
- M.V. Dorokhin, Yu.A. Danilov, P.B. Demina, et al. // J. of Phys. D-Appl. Phys. 2008. V. 41. P. 24.
- И.Я. Коренблит, Е.Ф. Шендер // УФН. 1978. Т. 126. С. 233-268.
- R.C. Myers, A.C. Gossard and D.D. Awschalom, Phys. Rev. B. 69, 161305(R) (2004).

Высокотемпературный ферромагнетизм пленок Si_{1-x}Mn_x (x = 0.51-0.55), полученных импульсным лазерным осаждением

В.В. Рыльков^{1,2*}, А.С. Семисалова³, С.Н. Николаев¹, К.Ю. Черноглазов¹, В.В. Тугушев¹, Ю.М.Чесноков¹, А.Л. Васильев¹, И.А. Лихачев¹, Э.М. Пашаев¹, А.В. Зенкевич⁴, Ю.А. Матвеев⁴, О.А. Новодворский⁵, А.В. Шорохова⁵, А.С. Веденеев², А.Г. Темирязев², Н.С. Перов³, Э.Т. Кулатов⁶, S. Zhou⁷

1 Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», пл. Курчатова, 1, Москва, 123182.

2 Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, Московская обл., 141190.

3 Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, 119991.

4 Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская обл., 141700.

5 Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, Шатура, Московская обл., 140700.

6 Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, 11999.

7 Institute of Ion-Beam Physics and Materials Research, Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, D-01314 Dresden, Germany. *vvrylkov@mail.ru

Выполнены сравнительные исследования свойств нестехиометрических пленок Si_{1-x}Mn_x (х≈0.51-0.55), полученных методом импульсного лазерного осаждения на подложках Al₂O₃ (0001) при 340°С в обычной («прямое» осаждение) и теневой геометрии (в присутствии буферного газа Kr). В обоих случаях пленки Si_{1-x}Mn_x при х≈0.52 демонстрируют высокотемпературный ферромагнетизм (ФМ) с температурой Кюри T_C > 300 К и положительного знака аномальный эффект Холла (АЭХ). Обнаружено, что в пленках, полученных в теневой геометрии, АЭХ с понижением температуры изменяет знак с положительного на отрицательный при 7 ~ 30 К. Обсуждаются особенности структуры пленок, возможные механизмы высокотемпературного ФМ и смены знака AЭX.

Si_{1-x}Mn_x-сплавы с составом, близким к моносилициду MnSi, интересны своими магнитными свойствами и перспективны для применений в спинтронике. Эти сплавы могут быть выращены в виде тонких пленок на Si- или Al₂O₃-подложках и обладают высокотемпературным (ВТ) ферромагнетизмом (ФМ) с температурами Кюри *T_C* > 300 К [1-4].

Ранее нами были исследованы пленки Si_{1-x}Mn_x (*х*≈0.52-0.55) [2, 4], полученные методом импульсного лазерного осаждения (ИЛО) в обычной геометрии, когда рабочая поверхность подложки Al₂O₃ (0001) была обращена в сторону лазерного факела осаждаемых частиц («прямое» осаждение). При х≈0.52 Si₁₋ _xMn_x пленки обладали $T_C \approx 330$ К и имели мозаичную структуру с размерами блоков ~1 мкм согласно данным атомно- и магнитно-силовой микроскопии. В настоящей работе представлены результаты сравнительных исследований пленок Si_{1-x}Mn_x, полученных в теневой геометрии (ТГ) методом ИЛО в условиях осаждения элементов, распыляемых из мишени, при малой энергии, за счет столкновения с атомами буферного газа [5].

Пленка Si_{1-х}Mn_х была выращена в ТГ в присутствии газа Кr (давление ~10⁻² мбар) на Al₂O₃ (0001) подложке размером 10x15 мм² при температуре 340°C с использованием стехиометрической мишени MnSi. Для определения состава и толщины пленки использовался метод спектроскопии обратного резерфордовского рассеяния. Толщина пленки *d* зависела от расстояния до мишени L и с ростом L уменьшалась от 270 до 70 нм на длине $\delta L \approx 15$ мм. При этом в диапазоне толщин d = 160-70 нм ($\delta L \approx 10$ мм) состав пленки слабо зависел от $L (x \approx 0.514 - 0.517)$. Для магнитных и транспортных исследований полученная структура была разрезана на 7 полосок размером ≈2х10 мм² с разной толщиной Si_{1-x}Mn_x пленок.

На рис. 1 приведены температурные зависимости намагниченности насыщения $M_s(T)$ для трех образцов с толщинами *d* = 70-160 нм. Вид зависимостей свидетельствует о наличии в образцах двух магнитных фаз: ВТ фазы с *T_C* ≈370 К и низкотемпературной (НТ) фазы с *T_C* ≈46 К, причем относительный вклад последней явно растет с увеличением толщины пленки. Подобное поведение не наблюдается в Si_{1-x}Mn_x-пленках, полученных в геометрии «прямого» осаждения (рис. 2). При х≈0.52 изменение намагниченности насыщения M_s не превышает 6 % в диапазоне T = 10-100 К и хорошо следует закону Блоха [5]. Более того, в этом случае M_s слабо растет с уменьшением T даже в усло-



Рис. 1. Температурные зависимости намагниченности насыщения M_s для пленок Si_{1-x}Mn_x с различной толщиной и одинаковым значением $x \approx 0.516$, полученных в ТГ. На вставке - температурные зависимости магнитного момента *J*, нормированного на площадь пленок. Сплошные линии – расчетные зависимости $M_s(T)$



Рис. 2. Температурные зависимости намагниченности насыщения M_s для пленок Si_{1-x}Mn_x с $x \approx 0.52$ и 0.53 ($d \approx 70$ нм), полученных при «прямом» лазерном осаждении. Сплошная линия – расчетная зависимость $M_s(T)$

виях проявления эффектов фазового расслоения при $x\approx0.53$ (рис. 2). Необычным для Si_{1-x}Mn_x-пленок, полученных в TГ, оказалось поведение аномального эффекта Холла (АЭХ). Обнаружено, что в образцах с толщиной пленки \geq 90 нм АЭХ изменяет знак с положительного на отрицательный при $T \leq 30$ К (см. рис. 3). В образце с $d\approx70$ нм знак АЭХ не изменяется, хотя холловское сопротивление ρ_H падает в \approx 10 раз при уменьшении T от 160 до 5 К. Между тем в ранее изученных пленках знак АЭХ был положительным, причем при $x\approx0.52$ величина ρ_H практически не изменялась ниже $T \approx 200$ К [2, 3].

Результаты рентгенодифракционного анализа показывают, что в ТГ пленках доминирует текстурированная фаза MnSi со структурой B20, которая, как известно, обладает АЭХ отрицательного знака и $T_C \approx 30$ К [6]. Данные электронной микроскопии (включая высокоразрешающую) и микроанализа также свидетельствуют о наличии в образцах верхнего



Рис. 3. Магнитополевая зависимость холловского сопротивления ρ_{H} при *T*=9 К для образца Si_{1-x}Mn_x (x=0.516; *d*=88 нм), полученного в ТГ. На вставке слева - зависимость $\rho_{H}(T)$ при *B* = 1.2 Тл; справа - кривая $\rho_{H}(B)$ при *T*=40 К

слоя зерен MnSi в виде колонок с поперечным размером около 50 нм и структурой B20. Помимо этого обнаружен заглубленный слой толщиной ~10 нм, расположенный на подложке, который не зависит от толщины пленки и состоит из округлых гранул малых размеров (~5 нм) с повышенной плотностью магнитных дефектов. Согласно [7], именно в подобном слое может иметь место значительный рост T_C , т.е. появление BT ФМ, связанного с размерными и деформационными эффектами. При понижении температуры за счет эффектов близости инициируется HT ФМ в верхней части пленки с пониженной концентрацией магнитных дефектов, увеличивающих T_C до 46 К.

Таким образом, эффекты расслоения ТГ Si_{1-x}Mn_xпленок по размерам кристаллитов играют принципиальную роль в ФМ упорядочении, причем ВТ ФМ и НТ ФМ слои дают вклады различных знаков в эффективное значение АЭХ пленки.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (13-07-12087, 13-07-00477, 14-07-91332).

- S. Kahwaji, R.A. Gordon, E.D. Crozier et al. // Phys. Rev. B, V. 85, 014405 (2012).
- В.В. Рыльков, С.Н. Николаев, К.Ю. Черноглазов и др. // Письма в ЖЭТФ, Т. 96, 272 (2012).
- V.V. Rylkov, E.A. Gan'shina, O.A. Novodvorskii et al. // Europhys. Lett., V. 103, 57014 (2013).
- S. Kahwaji, R.A. Gordon, E.D. Crozier et al. // Phys. Rev. B, V. 88, 174419 (2013).
- V.V. Rylkov, A.S. Bugaev, O.A. Novodvorskii et al. // J. Magn. Magn. Mater., 2015 (acceptable for publication).
- M. Lee, Y. Onose, Y. Tokura et al. // Phys. Rev. B, V. 75, 172403 (2007).
- V.N. Men'shov, V.V. Tugushev, S. Caprara, E.V.Chulkov // Phys. Rev. B, V. 83, 035201 (2011).

Особенности отражения нейтронов от систем с геликоидальным распределением магнитной индукции

М.С. Рябкова^{1,2*}, Д.А. Татарский^{1,2}, А.А. Фраерман^{1,2}

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, дер. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 607680.

2 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

*m.rjabkova@gmail.com

В работе рассчитано рассеяние неполяризованных нейтронов системой с геликоидальным распределением магнитного поля. Рассмотрены системы с намагниченностью в виде спирали с осью, параллельной и перпендикулярной границе раздела. В борновском приближении рассчитаны угловые зависимости коэффициента отражения. Показано наличие пространственного расщепления компонент с переворотом спина, проведена оценка величины расщепления.

При движении неполяризованных нейтронов в системах с некомпланарным пространственным распределением магнитной индукции существует эффект невзаимности, ранее предсказанный в теоретической работе [1]. В работе [2] впервые наблюдалась невзаимность прохождения неполяризованных нейтронов через систему двух магнитных зеркал во внешнем поле. В кристаллах MnSi при низких температурах и приложении внешнего магнитного поля реализуется некомпланарное распределение магнитной индукции типа конической магнитной спирали [3].

В данной работе рассмотрена задача отражения неполяризованных нейтронов от системы с геликоидальным распределением магнитного поля.

Уравнение Шредингера, описывающее взаимодействие нейтронов с магнитным веществом [4],

$$\left(-\left(\hbar^{2}/2m_{n}\right)\Delta+V_{0}\hat{I}-\mu\hat{\sigma}\mathbf{B}(\mathbf{r})\right)\hat{\psi}(\mathbf{r})=E\hat{\psi}(\mathbf{r}),$$

где m_n – масса нейтрона, μ – магнитный момент нейтрона, $\hat{\boldsymbol{\sigma}}$ – вектор матриц Паули, V_0 – ядерный потенциал, $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ – индукция магнитного поля.

Напомним, что под невзаимностью мы понимаем случай, когда дифференциальное сечение рассеяния меняется при смене направления движения частиц, но без изменения знака магнитного поля (как этого требует теорема взаимности)

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega}(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{B}) \neq \frac{\partial \sigma}{\partial \Omega}(-\mathbf{k}', -\mathbf{k}, \mathbf{B}), \qquad (1)$$

где \mathbf{k} – волновой вектор падающей волны, $\mathbf{k'}$ – волновой вектор рассеянной волны, \mathbf{B} – магнитное поле.

Будем считать, что ядерный потенциал не зависит от координат, а распределение магнитной индукции имеет вид $\mathbf{B}(z) = (b\cos(qz), b\sin(qz), B_z)$, где $q = 2\pi/d$, d - шаг спирали.

Рассмотрим сначала случай, когда ось спирали направлена вдоль границы раздела среды (рис. 1). В борновском приближении дифференциальное сечение рассеяния имеет вид

$$\frac{\partial \sigma^{(1)}}{\partial \Omega} (\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \left(\frac{m_n}{2\pi\hbar^2}\right)^2 \times \left((V_0^2 + \mu^2 B_z^2) \delta(\mathbf{q}_z) + (\mu b)^2 (\delta(\mathbf{q}_z + \mathbf{q}) + \delta(\mathbf{q}_z - \mathbf{q})) \right) \times \\ \delta(\mathbf{q}_y) \left(\frac{4\sin^2(\mathbf{q}_x \mathbf{L})}{\mathbf{q}_x^2}\right)$$
(2)

где $q_z = k_z - k_z$, L – толщина структуры.



Рисунок 1. Отражение нейтронов от структуры с намагниченностью в виде конической спирали с осью, параллельной границе раздела сред.

Из (2) видно, что рассеянный пучок распадается на три: зеркальный и два дифрагированных (рис. 1).

Можно произвести оценку величины расщепления по углу: $\Delta \theta \approx \lambda/d$, для нейтронов с длиной волны λ =1 нм и кристалла MnSi с шагом спирали d=30 нм, получаем $\Delta \theta \approx 10^{-1}$ рад.

Если ось спирали перпендикулярна границе раздела, то в первом порядке по теории возмущений дифференциальное сечение рассеяния имеет вид

$$\frac{\partial \sigma^{(1)}}{\partial \Omega} (\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \left(\frac{m_n}{2\pi\hbar^2}\right)^2 (V_0^2 + \mu^2 B_z^2 + (\mu b)^2) \times \delta(q_z) \delta(q_y) (\frac{4\sin^2(q_x L)}{q_z^2})$$
(3)

Рассеянный пучок также расщепляется на три: зеркальный и два спин-отщепленных (рис. 2). Расщепление по углу можно оценить как $\Delta \theta \approx 2 \mu B_z / E_{кин} \approx 10^{-8} \cdot B_z$ рад, экспериментально измеримыми являются углы порядка 10^{-3} рад, которые недостижимы при значениях магнитной индукции, соответствующих геликоидальной структуре в MnSi.



Рисунок 2. Отражение нейтронов от структуры с намагниченностью в виде конической спирали с осью, перпендикулярной границе раздела.

Можно заметить, что (2) и (3) не удовлетворяют условию (1), то есть невзаимные эффекты не проявляются в первом порядке по теории возмущений. Во втором порядке теории возмущений в выражении для дифференциального сечения рассеяния появляется слагаемое вида

$$\frac{\partial \sigma^{(2)}}{\partial \Omega}(\mathbf{k},\mathbf{k}') = -2i \left(\frac{m_{\pi}}{2\pi \hbar^2}\right)^2 \mu^3 \int (\mathbf{B}(\mathbf{r}_1)[\mathbf{B}(\mathbf{r}_2),\mathbf{B}(\mathbf{r}_3)]) \times \frac{e^{i(\mathbf{k}'(\mathbf{r}_2-\mathbf{r}_3)+\mathbf{k}(\mathbf{r}_2-\mathbf{r}_3)+\mathbf{k}(\mathbf{r}_2-\mathbf{r}_3)}}{|\mathbf{r}_2-\mathbf{r}_3|} d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 d\mathbf{r}_3 + \kappa.c.,$$

видно, что оно удовлетворяет (1), то есть описывает эффект невзаимности.

В рамках теории возмущений установлено, что отраженный пучок будет расщепляться на три. Ожидается, что невзаимность будет выражаться в изменении интенсивностей незеркальных компонент. Экспериментальное наблюдение незеркального отражения возможно только для случая, когда ось спирали параллельна границе раздела. Величина невзаимности должна возрасти вблизи углов полного внешнего отражения.

Т.к. волновые функции нейтрона в спирали могут быть найдены точно [5], то задача об отражении неполяризованного пучка нейтронов также допускает точное решение.

Работа поддержана грантом РФФИ 14-02-31809.

- Д. А. Татарский, О. Г. Удалов, А. А. Фраерман // ЖЭТФ, 142, 710 (2012).
- D. A. Tatarskiy, A. V. Petrenko, S. N. Vdovichev et al. // arXiv:1412.3222v1 [cond-mat.mes-hall] (2014).
- S. Mühlbauer, B. Binz, F. Jonietz et al. // Science, 323, 5916 (2009).
- Ю. А. Изюмов, В. Е. Найш, Р. П. Озеров. Нейтронография магнетиков, М.: Атомиздат, 1981.
- 5. M. Calvo // Phys. Rev. B, 18, 5073 (1978).

Зависимость межслойного обмена в слоистой структуре Fe/Cr/Gd от толщины прослойки Cr

А.Б. Дровосеков¹, Н.М. Крейнес¹, А.О. Савицкий^{1*}, Е.А. Кравцов², Д.В. Благодатков², М.В. Рябухина², М.А. Миляев², В.В. Устинов²

Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, ул. Косыгина, 2, Москва, 119334.
 Институт физики металлов УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990.
 *sao1992@mail.ru

В работе изучалось влияние толщины прослойки Cr на величину межслойного взаимодействия в структуре Fe/Cr/Gd. C помощью методов СКВИД-магнитометрии и ФМР получены кривые намагничивания и спектры магнитного резонанса для данной структуры при различных толщинах Cr в широком интервале температур 4 – 300 К. В рамках модели среднего поля получены значения констант билинейного и биквадратичного межслойного взаимодействия.

Межслойное взаимодействие привлекает внимание исследователей как с точки зрения фундаментальных исследований, так и с прикладной. В слоистых структурах удается наблюдать такие явления, как осцилляции межслойного взаимодействия и неколлинеарное упорядочивание магнитных моментов. Вместе с тем осцилляции межслойного взаимодействия наблюдались в системах: переходный металл/прослойка/переходный металл или редкоземельный металл/прослойка/редкоземельный металл, тогда как в структурах типа переходный металл/прослойка/редкоземельный металл наблюдается только монотонное уменьшение величины межслойного взаимодействия [1]. Представляется интересным исследовать системы подобного типа. В данной работе изучались магнитные свойства системы Fe/Cr/Gd при разных толщинах прослойки Cr. Такая структура была впервые предложена в работе [2] в качестве системы с большим магнитным моментом и высокой температурой Кюри. Авторы предположили, что при внесении прослойки Сг определенной толщины в структуру Fe/Gd можно изменить тип магнитного упорядочивания слоев Fe и Gd с антиферромагнитного на ферромагнитный. Однако результаты этого исследования не позволяют сделать вывод об изменении знака межслойного взаимодействия.

Образцы и методы исследования

В работе исследовался набор сверхрешеток [Fe(31,5 Å)/Cr(t_{Cr})/Gd(45 Å)/Cr(t_{Cr})]₁₂ с различной толщиной прослоек хрома $t_{Cr} = 0 - 30$ Å. Образцы были выращены методом магнетронного напыления на кремниевых и стеклянных подложках и имели поликристаллическую структуру. Данные рентгеновской рефлектометрии демонстрировали хорошо определенную слоистую структуру приготовленных образцов с резкими межслойными границами (величина шероховатости составляет 2 – 3 Å). Магнитные свойства системы изучались методами СКВИД-магнитометрии и ферромагнитного резонанса (ФМР) в диапазоне температур 4 – 300 К.

Экспериментальные результаты

Данные измерений статической намагниченности и спектров ФМР структуры Fe/Cr/Gd свидетельствуют о быстром уменьшении величины антиферромагнитного межслойного взаимодействия с увеличением толщины прослойки Cr. Кривые намагничивания для образцов с толщинами Cr больше 10 Å уже не обнаруживают особенностей, которые можно было бы приписать наличию межслойного обмена. Вместе с тем направление сдвига по полю линии ФМР этих образцов при охлаждении ниже температуры Кюри гадолиния (T_C^{Gd}) отличается для образцов с различными толщинами Cr [3], что может свидетельствовать об изменении знака межслойного взаимодействия.

Для описания экспериментальных данных использовалась модель среднего поля. Рассматривались два обменносвязанных слоя, взаимодействие между которыми описывалось билинейным и биквадратичным членом. Причем известно [4], что в изучаемой системе имеется неоднородное распределение намагниченности в слое Gd, учет которого проводился разбиением слоя Gd на два подслоя, обладающих различными температурами Кюри. Данная модель позволила качественно описать температурные зависимости резонансного поля (H_{res}) и кривые намагничивания. Проведенный анализ позволяет связать поведение температурной зависимости H_{res} при уменьшении температуры ниже T_C^{Gd} с величиной межслойного взаимодействия. Увеличение H_{res} при уменьшении температуры свидетельствует об антиферромагнитном знаке межслойного взаимодействия, тогда как увеличение – о ферромагнитном. Экспериментальные данные по температурной зависимости H_{res} для образцов с различными толщинами Сг представлены на рис. 1.



Рис. 1. Начальный участок температурной зависимости H_{res} от температуры для нескольких образцов. На графике представлено отклонение H_{res} от его значения при T = 250 K

Значения констант межслойного обмена, полученные в модели среднего поля, представлены на рис. 2. На графике видны слабые осцилляции билинейного вклада в межслойное взаимодействие от толщины Cr. Наблюдаемый период осцилляций в системе Fe/Cr/Gd составляет ≈ 18 Å. Полученная величина находится в согласии с периодом длинноволновых осцилляций в системе Fe/Cr/Fe, который составляет около 16-18 Å. Это дает основания связать наблюдаемые осцилляции с обменным механизмом РККИ. При толщинах Cr меньше 10 Å величина межслойного взаимодействия быстро убывает с увеличением толщины Cr, что можно объяснить наличием прямого контакта слоев Fe и Gd при малых толщинах прослойки из-за шероховатости межслойных границ.

Амплитуда осцилляций межслойного взаимодействия в диапазоне толщин 10 – 30 Å на порядок меньше, чем для системы Fe/Cr/Fe. Такое различие в амплитудах осцилляций межслойного взаимодействия можно связать с особенностями отражения электронов от границ Fe-Cr и Fe-Gd [5].



Рис. 2. Зависимость констант межслойного взаимодействия от толщины прослойки Cr. *J*₁ – билинейный обмен, *J*₂ – биквадратичный обмен. Кружками представлены данные, полученные на образцах на стеклянной подложке, треугольниками – на кремниевой подложке

Заключение

В данной работе получена зависимость констант межслойного взаимодействия от толщины Cr в системе Fe/Cr/Gd. Билинейный вклад в энергию межслойного обмена имеет осциллирующий характер. Для описания экспериментальных данных требуется учет биквадратичного вклада в межслойное взаимодействие и неоднородного распределения намагниченности в слое Gd.

Литература

1. K. Takanashi, H. Kurokawa and H. Fujimori // Appl. Phys. Lett. **63**, 1585 (1993).

2. B. Sanyal, C. Antoniak, T. Burkert et al. // Phys. Rev. Lett. **104**, 156402 (2010).

 А.Б. Дровосеков, Н.М. Крейнес, А.О. Савицкий и др. // Нанофизика и наноэлектроника, Труды XVII международного симпозиума, 10–14 марта 2014, Нижний Новгород, том 1, стр. 137.

4. М.В. Рябухина, Е.А. Кравцов, Д.В. Благодатков и др. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, № 10, стр. 26 (2014).

5. P. Bruno //J. Condens. Matter. 11, 9403 (1999).

Двумерные решетки скирмионов в наноструктурированных магнитных пленках

М.В. Сапожников^{1, 2*}, С.Н. Вдовичев^{1, 2}, Н.С. Гусев^{1, 2}, С.А. Гусев^{1, 2}, О.Л. Ермолаева^{1, 2}, В.В. Карзанов², А.Ю. Климов¹, В.Л. Миронов^{1, 2}, Ю.В. Петров³, В.В. Рогов¹, А.А. Фраерман^{1, 2}

1 Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород.

2 Нижегородский государственный университет, Нижний Новгород.

3 Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург. *msap@ipmras.ru

В работе методами микромагнитного моделирования показана возможность стабилизации решеток магнитных скирмионов в наноструктурированных магнитных пленках с перпендикулярной анизотропией. Экспериментально продемонстрирована возможность формирования периодической магнитной структуры с периодом 100 нм. Такая плотность скирмионов кажется достаточной для проведения последующего наблюдения топологических транспортных эффектов.

Магнитные состояния, несущие топологический заряд, обнаруженные в магнитных хиральных материалах, привлекли к себе повышенное внимание благодаря необычным эффектам, которые они демонстрируют: топологическому эффекту Холла и их высокой подвижности в достаточно малых электрических токах (10 A/см²) [1]. Стабильность скирмионов в хиральных магнетиках обусловлена наличием достаточно слабого взаимодействия Дзялошинского–Мория, для нее необходимы низкие температуры. В нашей работе исследуется возможность путем наноструктурирования магнитной пленки с перпендикулярной анизотропией стабилизировать в ней двумерную решетку магнитных скирмионов в отсутствие взаимодействия Дзялошинского–Мория. Методами микромагнитного моделирования показано, что возможны два варианта реализации такой возможности – путем периодического изменения толщины пленки или путем периодического изменения ее материальных параметров (например, величины анизотропии). При этом для инициализации решетки скирмионов достаточно







Рисунок 2. Зависимость кривой намагничивания в перпендикулярном магнитном поле многослойной CoPt-пленки в зависимости от дозы облучения ионами гелия (указано количество ионов на см²)

намагничивать систему в однородном внешнем магнитном поле. При этом в системе последовательно формируются скирмионные решетки разной симметрии и плотности, каждая из которых остается устойчивой в нулевом магнитном поле (рис. 1б).

Аналогичным образом скирмион может быть стабилизирован, если локально изменить материальные параметры пленки, например, понизить величину перпендикулярной анизотропии. Это возможно в случае многослойной CoPt-пленки при облучении ее ионами гелия. При этом кривая намагничивания меняется в зависимости от дозы облучения, что свидетельствует об уменьшении анизотропии (рис. 2). Наноструктурирование многослойной пленки CoPt с локальным изменением анизотропии было проведено с использованием ионного гелиевого микроскопа Carl Zeiss Orion и системы литографии Nanomaker. Засвеченные ионами области имеют круглую форму диаметром 50 - 100 нм и периодически расположены в квадратную решетку. Атомно-силовое исследование поверхности продемонстрировало отсутствие какого-либо рельефа, в то время как магнито-силовые измерения (рис. 3) показали возникновение периодической магнитной структуры в процессе перемагничивания пленки. Цилиндрическая симметрия в распределении сиг-



Рисунок 3. Магнито-силовое изображение плоской многослойной структуры Co/Pt, периодически модифицированной (период 100 нм) облучением ионами Не (энергия 30 кэВ, доза 3×10¹⁵). Область засветки ионами имеет форму круга диаметром 50 нм. Общая площадь скана 1µм×1µм

нала около облученной области свидетельствует о скирмионном или вихревом распределении намагниченности в засвеченной области. При этом необходимо заметить, что поскольку в данном случае необлученная область сохранила перпендикулярную анизотропию, магнитный скирмион и вихрь имеют идентичную топологию. Высокая плотность топологического заряда в полученной структуре (100 µм⁻²) позволяет надеятся на возможность наблюдения топологических транспортных эффектов в таких образцах.

Работа поддержана грантами РФФИ. В работе использовано оборудование Междисциплинарного ресурсного центра по направлению «Нанотехнологии» СПбГУ и ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур".

- N. Nagaosa and Y. Tokura // Nature Nanotech. 8, 899 (2013).
- L. Sun, R. X. Cao, B. F. Miao, Z. Feng, B. You, D. Wu, W.Zhang, A. Hu, and H. F. Ding // Phys. Rev. Lett. 110, 167201 (2013).

Генерация второй гармоники в среде с геликоидальным распределением намагниченности

Е.К. Свечникова¹*, Е.А. Караштин^{1,2, *}, А.А. Фраерман^{1,2}

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950. *kttts@mail.ru

Показана возможность генерации второй гармоники при рассеянии электромагнитного излучения в среде с неколлинеарным распределением намагниченности, обусловленная протеканием спинового тока.

Известно, что протекание спинового тока в среде может обусловливать квадратичные оптические эффекты [1]. Явление удвоения частоты падающего излучения при рассеянии его в среде со спиновым током представляет интерес как возможный способ детектирования спинового тока.



Рисунок 1. Рассеяние излучения средой без центра инверсии с удвоением частоты

Генерация второй гармоники возможна только в среде без центра инверсии. В данной работе рассматривается среда, кристаллическая структура которой обладает центром инверсии, а распределение намагниченности – нет. Требование отсутствия центра инверсии выполняется для достаточно простых компланарных распределений, например, для структуры из двух слоёв, однородно намагниченных в различных, но не противоположных направлениях. Геликоидальное распределение выбрано как допускающее простое аналитическое рассмотрение удвоения частоты, обусловленного спиновым током.

Взаимосвязь спинового тока и эффекта возникновения поляризации в неколлинеарных магнетиках, замеченная в [2], в частном случае выражается в возможности удвоения частоты. Спиновый ток имеет смысл количества данной компоненты спина, переносимой в указанном направлении, и определяется как

$$\sigma_{ii} = \operatorname{Im}(\Psi^* \hat{\sigma}_i \nabla_i \Psi). \tag{1}$$

Здесь Ψ — одночастичная волновая функция электронов проводимости. В рассматриваемой задаче уравнение Шредингера для этой функции имеет вид:

$$-\Delta \Psi(\vec{r}) - J\vec{M}(\vec{r})\vec{\sigma}\Psi(\vec{r}) = E\Psi(\vec{r}), \qquad (2)$$

где распределение намагниченности

$$\vec{M}(\vec{r}) = (m\cos(qz), m\sin(qz), m_z),$$
 (3)
 $m^2 + m_z^2 = 1.$

Уравнение (2) может быть точно решено для распределения (3), что позволяет вычислить спиновый ток для такого распределения. После усреднения по периоду спирали отличной от нуля оказывается компонента σ_{zz} .

В низшем порядке по пространственным производным намагниченности можно предположить следующий вид выражения для спинового тока:

$$\sigma_{ij} = \alpha_{ijnml} M_n \nabla_l M_m \,. \tag{4}$$

Это предположение основано на симметрийных свойствах спинового тока: он меняет знак при инверсии координат и не меняет при обращении времени. Величина α_{ijnml} предполагается не зависящей от намагниченности среды и выбора системы пространственных координат. Вид этой величины может быть конкретизирован с учётом обменной симметрии, приводящей к неизменности α_{ijnml} при одинаковом повороте намагниченности и оси квантования:

$$\sigma_{ij} = s \,\varepsilon_{inm} M_n \nabla_i M_m = s \left[\vec{M}, \nabla_j \vec{M} \right]_i, \tag{5}$$

где *s* — произвольная константа. Для геликоидального распределения намагниченности выражение (5) дает тензор спиновых токов, совпадающий с рассчитанным квантово-механически и усредненным по равновесной функции распределения электронов.

Феноменологическое выражение для поляризации среды на удвоенной частоте падающего излучения:

$$P^{2\omega}{}_{i} = \beta_{ijknm} \sigma_{jk} E_n E_m \,. \tag{6}$$

Из выражения (6) следует, что учёт только обменного взаимодействия не достаточен для появления излучения на удвоенной частоте. Действительно, при когерентном повороте намагниченности компоненты электрического поля не изменяются, как и электрический ток, обусловленный обменным вза-имодействием. Поэтому не изменится и возникающая в среде поляризация $P^{2\omega}_i$, так как электрический ток есть её временная производная. Величина β_{ijknm} предполагается не зависящей от намагниченности изменяется. Таким образом, при когерентном повороте намагниченности изменяется, а левая – нет. Отсюда следует, что

 $\beta_{ijknm} = 0$ и $P^{2\omega}{}_{i} = 0$ без учёта каких-либо взаимодействий, кроме обменного. Таким дополнительным взаимодействием может быть, в частности, спин-орбитальное взаимодействие, которое является причиной возникновения аномального и спинового эффектов Холла [3].

В работе рассматривается удвоение частоты распространяющегося в среде электромагнитного излучения, обусловленное рассеянием электронов на примесях с учётом как обменного, так и спинорбитального взаимодействия. Микроскопический анализ, подобный применённому для рассмотрения спинового эффекта Холла в [3] и основанный на решении кинетического уравнения Больцмана для электронов проводимости, использован для рассмотрения механизмов возникновения и оценки величины эффекта.

Работа выполнена при поддержке РФФИ.

- Jing Wang, Bang-Fen Zhu, Ren-Bao Li // PRL 104, 256601 (2010).
- Hosho Katsura, Naoto Nagaosa, A.V. Balatsky // PRL 95, 057205 (2005).
- 3. Shufeng Zhang // PRL 85, 393 (2000).

Ферромагнитный резонанс в однослойных и многослойных магнитных микрополосках

Е.В. Скороходов^{1,2*}, В.Л. Миронов^{1,2}, Ю.В. Хивинцев³, Р.В. Горев¹, С. Н. Вдовичев^{1,2}, Р.Р. Якубов², Ю.А. Филимонов³

1 Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, ГСП-105, 603950. 2 ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950. 3 СФ Института радиотехники и электроники РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019. evgeny@ipmras.ru

Экспериментально исследовано влияние магнитостатического взаимодействия на спектр поглощения СВЧ-излучения в массивах однослойных и многослойных ферромагнитных микрополосок пермаллоя.

В последние годы наблюдается устойчивый интерес к изучению динамических свойств планарных ферромагнитных микроструктур. Это, прежде всего, связано с возможностью использования таких структур в качестве элементной базы СВЧспинтроники [1-3]. Для исследования высокочастотной динамики намагниченности используется явление ферромагнитного резонанса (ФМР). Традиционная методика исследования ФМР состоит в измерении зависимостей СВЧ-мощности, поглощаемой образцом, помещенным в резонатор с фиксированной частотой накачки, от величины внешнего магнитного поля.

В настоящей работе проведены исследования ФМР в массивах микрополосок из пермаллоя Ni₈₀Fe₂₀. Образцы изготавливались из тонких (толщиной 30 нм) пленок пермаллоя методом электронной литографии и химического травления. Маска в электронном резисте формировалась с помощью растрового микроскопа SUPRA 50VP (фирма Carl Zeiss) с приставкой литографии ELPHY PLUS (фирма Raith). На финишной стадии массив полосок формировался посредством "lift-off" процесса. Размеры полосок составляли 3000 × 500 × 30 нм. Общий размер массивов полосок составлял 2 × 2 мм. Ферромагнитный резонанс (ФМР) исследовался на ЭПР-спектрометре Bruker EMXPlus-10/12 (фирма Bruker). Частота переменного электромагнитного поля составляла 9,8 ГГц, мощность – 10 мВт. Внешнее магнитное поле изменялось в диапазоне 0 - 1,5 Тл.

В эксперименте исследовались микрополоски, организованные в массивы с различной пространственной конфигурацией: одиночные невзаимодействующие частицы (рис. 1а), сильновзаимодействующие группы частиц (пары и тройки, рис. 16,в). Расстояние между группами частиц составляло более 3 мкм, между микрополосками в парах и тройках - 400 нм. Общий размер массивов полосок составлял 2 × 2 мм. Магнитное поле прикладывалось в плоскости подложки вдоль длинной оси микрополосок.



Рис. 1. РЭМ-изображения одиночных микрополосок (а) и групп микрополосок: пары (б) и тройки (в)



Рис. 2. Нормированные спектры ФМР для однослойных уединенных (а), сдвоенных (б) и строенных (в) микрополосок

На рис. 2. приведены спектры ФМР для массивов однослойных микрополосок с различным пространственным расположением. Видно, что в результате магнитостатического взаимодействия наблюдается смещение резонансных пиков в сторону более высоких полей. Также наблюдается подавление одной из мод.

Кроме того, нами проведены исследования многослойных микрополосок тех же размеров. Пространственное расположение полосок соответствовало рис. 1а, но полоски состояли из двух и трех слоев пермаллоя, разделенных прослойкой Та толщиной 5 нм, что исключало обменную связь между слоями. На рис. 3 показаны спектры ФМР для однослойных, двуслойных и трехслойных уединенных микрополосок. Из полученных результатов видно, что в результате межслоевого магнитостатического взаимодействия наблюдается смещение резонанс-



Рис. 3. Нормированные спектры ФМР для однослойных (а), двуслойных (б) и трехслойных (в) микрополосок

ных пиков в сторону более высоких полей. Также наблюдается подавление одной из мод.

В докладе обсуждаются результаты микромагнитного моделирования модового состава резонансных колебаний намагниченности микрополосок, а также особенности ферромагнитного резонанса в системах микрополосок с другими пространственными конфигурациями.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (15-02-04462) и программ Президиума РАН. В работе использовано оборудование ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур".

- 1. J.P. Park // Phys. Rev. Letters, 89, 277201 (2002).
- S.O. Demokritov, et al. // Appl. Phys. Lett., 82, 607 (2003).
- 3. M. Bailleul // Phys. Rev. Lett., 91, 137204 (2003).

Управляемый пиннинг доменной стенки в ферромагнитной нанопроволоке полями рассеяния наночастиц

В.Л. Миронов^{*}, О.Л. Ермолаева, Е.В. Скороходов

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950. *mironov@ipmras.ru

Представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований эффектов контролируемого пиннинга/депиннинга доменных стенок в ферромагнитной нанопроволоке полями рассеяния наночастиц. Показана возможность управления энергией пиннинга за счет изменения конфигурации намагниченности в подсистеме однодоменных наночастиц. Обсуждаются возможности создания логических ячеек с перестраиваемыми функциями.

В работе приводятся результаты микромагнитного моделирования и экспериментальных исследований особенностей процессов перемагничивания в системе, состоящей из ферромагнитной нанопроволоки и двух наночастиц, расположенных параллельно оси нанопроволоки, которые выполняют роль магнитного затвора. На рис. 1 представлены потенциальные профили, соответствующие прохождению доменной стенки (ДС) через систему частиц при двух различных ориентациях магнитных моментов частиц относительно намагниченности нанопроволоки [1]. Как видно из рисунков потенциальный барьер Е_{DI} и, следовательно, поле депиннинга Н_{DI} для первой конфигурации I (рис. 1a) больше, чем барьер Е_{DII} и поле депиннинга Н_{DII} для второй конфигурации II (рис. 1б).

В эксперименте методом магнитно-силовой микроскопии исследовалась система из пермаллоя с размерами: толщина нанопроволоки и частиц 15 нм, ширина нанопроволоки – 100 нм, длина – 3 мкм, латеральные размеры наночастиц –100 × 300 нм. Экспериментально показано, что поле депиннинга в конфигурации I составляет 200 Э, в то время как для конфигурации II оно составляет 150 Э. Таким образом, разность между полями депиннинга в двух конфигурациях составляет 50 Э.

Это приводит к интересной возможности реализации на основе данной системы перестраиваемой логической ячейки, выполняющей две различные логические фукции. Если рабочее магнитное поле меньше чем поле депиннинга в конфигурации II $(H < H_{DII})$, то реализуется выполнение операции «XOR». Однако если рабочее магнитное поле больше чем поле депиннинга в конфигурации II $(H > H_{DII})$, но меньше, чем поле депиннинга в конфигурации II $(H > H_{DII})$, но меньше, чем поле депиннинга в конфигурации II $(H > H_{DII})$, но меньше, чем поле депиннинга в конфигурации II $(H > H_{DII})$, но меньше, чем поле депиннинга в конфигурации I $(H < H_{DII})$, то реализуется выполнение операции «OR».



Рис. 1. Профиль потенциальной энергии ДС для различных конфигураций магнитных моментов частиц (а) и (б) при различных значениях внешнего магнитного поля H. (1) H = 0, (2) $H = H_D$, (3) $H = 0.5 H_D$. Положение ДС показано кружком. В левом углу стрелками показаны ориентация моментов наночастиц относительно намагниченности нанопроволоки и ДС.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (15-02-04462) и программ Президиума РАН.

Литература

 В.Л. Миронов, О.Л. Ермолаева // Известия РАН, сер. Физическая, 78(1), 36-40 (2014).

Интерфейсный магнитоэлектрический эффект в структурах в виде слоев кобальта и никеля на подложках GaAs или керамики РZT

А.И. Стогний^{1*}, Н.Н. Новицкий¹, С.А. Шарко¹, Н.Н. Поддубная², А.В. Беспалов^{3, §}, О.Л. Голикова³, В.А. Кецко⁴

1 ГО НПЦ НАН Беларуси по материаловедению, ул. П. Бровки, 19, г. Минск, 220072.

2 ГНУ «Институт технической акустики Национальной академии наук Беларуси», пр. Людникова, 13, г. Витебск, 210023.

3 Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики (МГТУ МИРЭА), пр. Вернадского, 78, Москва, 125993.

4 Институт общей и неорганической химии им. Н. С. Курнакова РАН, Ленинский просп., 31, Москва, 119991.

*stognij@ifttp.bas-net.by, §bespaloval@mtu-net.ru

Получены и исследованы гетероструктуры кобальт(никель)/арсенид галлия или цирконат-титанат свинца, где ферромагнитный металл - пленки разновеликой толщины от 0.5 до 10 мкм, а близкий к диэлектрику материал (арсенид галлия) или сильный диэлектрик (цирконат-титанат свинца) - подложки толщиной не менее 100 мкм. Полученные результаты расширяют применимость магнитоэлектрических взаимодействий на коммерчески доступные материалы микроэлектроники с прогнозом интеграции в состав структур формирования-обработки сигнала на единой подложке.

Компактирование в едином объеме материалов с разнородными магнитными и сегнето-пьезоэлектрическими свойствами в настоящее время привело к всплеску исследований магнитоэлектрических взаимодействий при комнатной температуре с ярко выраженной практической направленностью. Получены неоднородные структуры, связанные в единое целое, причем подчас при помощи эпоксидного или другого типа клея, в которых обеспечиваются условия сосуществования магнитной и сегнетопьезоэлектрической составляющих примерно в равных объемах. В таких структурах естественным образом отсутствует временная и термическая стабильность свойств. Однако в этих искусственно созданных материалах, как и в классических работах, под магнитоэлектрическим взаимодействием подразумевается возможность сосуществования различных типов трансляционной симметрии в однородном пространстве. Условие примерного равенства магнитной и пьезоэлектрической составляющих естественным образом является необходимым и достаточным. В настоящем докладе будет продемонстрировано, что в упомянутых в названии доклада структурах, где объем магнитной фазы меньше, чем сегнето-пьезоэлекзначительно трической составляющей, наблюдаются гигантские значения магнитоэлектрического взаимодействия при комнатной температуре. Это обусловлено особым состоянием интерфейсной области разнородных материалов, поэтому и интерпретируется как интерфейсное взаимодействие, не связанное с трансляционными перемещениями [1,2]. Так, получено максимальное значение магнитоэлектрического коэффициента по напряжению в структурах Со/РZТ 250мВ/смЭ на частоте 100 Гц, где магнитная фаза составляет менее 0.01 от сегнетоэлектрической, а рост ее толщины при неизменной толщине подложки приводит к уменьшению магнитоэлектрического взаимодействия. В структурах Ni/GaAs/Au зависимость магнитоэлектрического взаимодействия имеет вид, не свойственный материалам на основе керамики, достигнуто значение магнитоэлектрического взаимодействия до 81 V/A на частоте собственных резонансных колебаний монокристаллической подложки GaAs при рекордной добротности свыше 8000. Приведенные результаты интерпретируются на основе представлений о формировании устойчивой интерфейсной области за счет обеспечения высокой адгезии разнородных материалов посредством оптимизации условий ионно-лучевого осаждения слоя металла на предварительно спланаризованную поверхность подлож-КИ.

Работа получила поддержку РФФИ по линии «офи-м», проект 13-08-12402.



Рисунок 1. а – Поперечное сечение структур со слоями кобальта на керамических подложках РZT с планаризованной поверхностью; б – рентгенодифракционные спектры этих структур для слоев кобальта 0 (а), 1мкм (b), 2 мкм(c),3 мкм (d)



Рисунок 2. а – Поперечное сечение структур в виде слоя кобальта 7 мкм на подложке РZT с непланаризованной поверхностью; б – рентгенодифракционные спектры этих структур для слоев кобальта 0 (а), 3 мкм (b), 4.5 мкм (c), 7.5 мкм (d)



Рисунок 3. а – Пленка кобальта толщиной 0.65 мкм на подложке арсенида галлия; б – характерная полевая зависимость магнитоэлектрического коэффициента и его частотная зависимость (на вставке) гетероструктур Co/GaAs

Секция 2. Магнитные наноструктуры

Литература

 В.М. Лалетин, А.И. Стогний, Н.Н. Новицкий, Н.Н. Поддубная // Письма в ЖТФ, т. 40, вып. 21, с. 71 (2014). 2. A.I. Stognij, N. Novitskii, N. Poddubnaya et al. // Eur. Phys. J. Appl. Phys., V. 69, 11301 (2015).

Туннельное магнитосопротивление магнитных точечных контактов

Н.Х. Усеинов^{*}, Л.Р. Тагиров

Институт физики Казанского федерального университета, ул. Кремлёвская, 18, Казань, 420008. *nuseinov@mail.ru

Получено выражение туннельного спин-поляризованного тока с учётом градиентных слагаемых в рамках квазиклассической теории для функций Грина. Исследованы транспортные свойства туннельных точечных контактов двух ферромагнитных металлов с различными свойствами проводимости спиновых подзон. Выполнен расчёт туннельного магнитосопротивления для произвольного соотношения радиуса контакта и длин свободного пробега электронов проводимости в условиях приложенного напряжения.

Введение

Известно, что эффективным методом (см., например [1]) решения задач электронного транспорта в теории проводимости сверхпроводников являются квазиклассические уравнения для функций Грина (ФГ). Эти уравнения также могут быть математическим базисом для исследования транспортных свойств магнитных точечных (туннельных) контактов (МТК). Построению квазиклассических ФГ таких магнитных гетероструктур неоднократно уделялось внимание на основе различных моделей. В частности, в работе [2] развитием квазиклассической модели для ФГ были получены выражения для проводимостей при параллельной (Р) и антипараллельной (АР) ориентации намагниченностей ферромагнитных электродов точечного гомоконтакта. В рамках этой модели были исследованы зависимости магнитосопротивления контакта от его радиуса а и длины свободного пробега электрона проводимости *l*. Предложенная схема вычисления ФГ основывалась на интерполяции слагаемых в ФГ в двух режимах: диффузном (l < a) и баллистическом (l > a).

При построении функции Грина МТК приходится решать задачи, обусловленные геометрией исследуемой системы, сшивки спин-поляризованных каналов проводимости, вычисления коэффициента прохождения потенциального барьера, учёта граничного сопротивления и кривизны электрохимических потенциалов. В настоящей работе мы учли градиентные слагаемые в разложении $\Phi\Gamma$, которые позволяют приблизиться к промежуточному случаю, когда $l \sim a$, и учесть неоднородность электрохимических потенциалов. Получено выражение для спин-поляризованного тока и вычислено тун-

нельное магнитосопротивление (ТМС). Показаны зависимости ТМС от приложенного напряжения и отношения радиуса МТК к длине свободного пробега электрона проводимости.

Спин-поляризованный ток МТК

Магнитный туннельный контакт моделируется круговым изолятором радиуса a, разделяющим пространство на две половины (левую L и правую R), каждая из которых занята однодоменным ферромагнитным (FM) металлом. Ось z цилиндрической системы координат направлена перпендикулярно плоскости изолятора и проведена через его центр, см. рисунок 1.



Рисунок 1. Схематическое изображение МТК двух ферромагнитных металлов FM^L (левого) и FM^R (правого). Толщина диэлектрического слоя *L*. Стрелки показывают Р- и АРнаправление намагниченностей FM-электродов

Если к внешним проводящим берегам МТК приложено напряжение V, то спин-поляризованный ток I_{α}^{z} через диэлектрический слой можно записать в виде

$$I_{\alpha}^{z} = \frac{e^{2} p_{F,\alpha,\min}^{2} a^{2} V}{2\pi} \int_{0}^{\infty} dk \frac{J_{1}^{2}(ka)}{k} F_{\alpha}(k), \qquad (1)$$

где $p_{F,\alpha,\min}$ - импульс Ферми, наименьший из импульсов $p_{F,\alpha}^L$, $p_{F,\alpha}^R$ контактирующих металлов, $\alpha = (\uparrow,\downarrow)$ - спиновый индекс, $J_1(ka)$ - функция Бесселя первого порядка, k - волновое число, определяющее неоднородность плотности тока в плоскости контакта. Функция $F_{\alpha}(k)$ под интегралом (1) представляет собой сумму трёх слагаемых, усреднённых по телесному углу левой стороны контакта. Первое слагаемое имеет вид

$$\left\langle \cos\theta_{L,\alpha} D_{\alpha} \left(V, \cos\theta_{L,\alpha} \right) \right\rangle_{L,\alpha},$$
 (2)

где D_{α} - коэффициент прохождения туннельного барьера с учётом приложенного напряжения, $\theta_{L,\alpha}$ угол между осью z и направлением движения электрона к контакту. Два других слагаемых $G_{\alpha}^{heter}(k)$ и $G_{\alpha}^{grad}(k)$ представляют собой суммы функциональных зависимостей и интегралов от коэффициентов похождения D_{α} и параметров $p_{F,\alpha}^{L(R)}$, $l_{\alpha}^{L(R)}$, где $l_{\alpha}^{L(R)}$ - спин-зависимые длины свободного пробега. Процедуры вычисления и явный вид $G_{\alpha}^{heter}\left(k
ight)$ и $G_{\alpha}^{grad}\left(k
ight)$ показаны в работе [3]. Отметим, что расчёт спин-поляризованного тока (1) только со слагаемым (2) нами уже неоднократно применялся для интерпретации транспортных свойств в планарных МТК [4]. Второе слагаемое $G_{\alpha}^{heter}(k)$ может быть использовано для вычисления проводимости при неоднородном распределении тока в точечном гетероконтакте. Третье слагаемое $G_{\alpha}^{grad}(k)$ учитывает изгиб электрохимических потенциалов на границах гетероструктур.

Туннельное магнитосопротивление

Туннельные токи, протекающие через МТК, отличаются при Р- и АР-ориентации намагниченностей электродов. Поэтому ТМС обычно характеризуется безразмерным отношением:

$$TMR = \frac{I^{P} - I^{AP}}{I^{AP}} \times 100\%, \qquad (3)$$

где $I^{P(AP)} = I_{\uparrow}^{P(AP)} + I_{\downarrow}^{P(AP)}$. Результаты вычислений ТМС для МТК с различными значениями длин свободного пробега электронов проводимости и импульсами Ферми показаны на рисунках 2 и 3. Штриховые (красные) кривые вычислены без учёта градиентных слагаемых в разложениях ФГ, сплошные (синии) - с учётом.

Представленные теоретические зависимости ТМС могут быть использованы при интерпретации экс-

периментальных данных, полученных при исследовании резистивных свойств магнитных туннельных точечных контактов, например CoFeB/MgO/CoFe.



Рисунок 2. Зависимости ТМС от отношения радиуса *а* МТК к длине свободного пробега электрона проводимости со спином вверх левого магнитного электрода



Рисунок 3. Зависимости ТМС от приложенного напряжения при отношении $a/l_{\uparrow}^{L} = 0.66$

Работа поддержана РФФИ в рамках научного проекта № 14-02-00348 а.

- J. Rammer, H. Smith // Reviews of Modern Physics, V. 58, No. 2, 323 (1986).
- L. R. Tagirov, B. P. Vodopyanov, K. B. Efetov // Physical Review B, V. 63, 104428 (2001).
- Н. Х. Усеинов // Теоретическая и математическая физика, в печати (2015).
- N. Kh. Useinov, D. A. Petukhov, L. R. Tagirov // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, V. 373, 27 (2015).

Спиновые волны в микроструктурах на основе ортогональных пленочных ферритовых волноводов

F. Gertz¹, Г.М. Дудко², А.В. Кожевников², А. Khitun¹, Ю.А. Филимонов^{2*}

1 Electrical Engineering Department, University of California - Riverside, Riverside, CA, USA, 92521.

2 Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019. *yuri.a.filimonov@gmail.com

Рассмотрены результаты экспериментов и микромагнитного моделирования по исследованию распространения спиновых волн в системе ортогональных волноводов на основе эпитаксиальных пленок железоиттриевого граната. Показано, что при размещении в узлах пересечения волноводов магнитных микрочастиц результат интерференции спиновых волн на одном из выходов определяется магнитным состоянием микрочастиц. Обсуждаются возможности построения магнитной голографической памяти на основе интерференционных эффектов в матрице волноводов спиновых волн.

Введение

Эффекты интерференции спиновых волн (СВ) в структурах на основе магнитных пленок могут быть использованы для выполнения логических операций [1-10] и построения магнитной голографической памяти [11-14]. Для реализации таких элементов предполагается использовать систему расщепленных волноводов типа интерферометра Маха-Цендера [5-7], а также систему ортогональных волноводов спиновых волн [10-14]. С этой точки зрения большое значение приобретает исследование особенностей прохождения спиновых волн через участки изгиба [15,16, 6] и пересечения [17,18,14] волноводов. Целью данной работы является исследование условий распространения спиновых волн в системе ортогональных волноводов на основе эпитаксиальных пленок железоиттриевого гранта (ЖИГ).

Структуры и результаты

На рис. 1 показаны исследуемые структуры и экспериментальные макеты. Структуры получались лазерной абляцией эпитаксиальной пленки ЖИГ с помощью инфракрасного ($\lambda \approx 1.03 \text{ мкm}$) лазерного гравера с диаметром луча 50 мкм, мощностью ≈ 20 *Bm*, работающего в импульсном режиме длительностью $\approx 256 \text{ нс}$, частотой повторения 99 кГц и скоростью развертки луча 48 см/с. При выбранных параметрах края волноводов имели наклон $\approx 60^{\circ}$ изза поглощения света в ЖИГ. Изготавливались волноводы шириной $w \approx 300 - 500 \text{ мкm}$. Неоднородность ширины волноводов составляла $\pm 2 \text{ мкm}$ (<1%). Для возбуждения и приема спиновых волн использовались антенны, расположенные вблизи концов волноводов и изготовленные из золотой проволоки диаметром ≈30 мкм (см. рис. 1в,г). Исследовалось поведение выходного сигнала на одном из портов структуры при изменении фазы входных сигналов на других портах, а также за счет изменения ориентации микромагнитов в узлах пересечения волноводов (см. рис. 1г). Эксперименты выполнялись в диапазоне магнитных полей Н≈300-1500 Э, ориентированных в плоскости структуры. На рис. 2в приведены амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) макета «двойной крест» при прохождении сигнала из порта 1 в порт 2 и из портов 3 и 4 в порт 2, когда поле направлено вдоль оси, соединяющей порты 1 и 2. Прохождение СВ из портов 3 и 4 в порт 2 объясняется возможностью перекрытия областей существования поверхностных (ПМСВ) и обратных объемных (ООМСВ) СВ в ортогональных волноводах конечной ширины (см. рис. 2в). На рис. 2в точками показано положение длинноволновых границ (f_{q→0}) ПМСВ и ООМСВ при прохождении из порта 3 в 4 и из 1 в 2, соответственно. Эти частоты удовлетворительно согласуются с расчетом по формуле Киттеля для однородного ФМР [19]: $f^2 = \gamma [H + (N_x - N_z)M] [H + (N_y - N_z)M],$ где размагничивающие факторы $N_x + N_v + N_z = 4\pi$ могут быть оценены с помощью [20]. На рис.2а,б показано влияние ширины волновода на перекрытие зон ПМСВ и ООМСВ. Кроме того, на перекрытие частотных областей ПМСВ и ООМСВ может оказывать влияние характер распределения полей СВ по ширине w волновода [21]. На кривой 3 рис. 2в римскими I и II показаны области прохождения «ширинных» мод в геометрии ПМСВ. К этому следует добавить существование краевых мод в поперечно намагниченных волноводах СВ [22,23]. Показано, что выходной сигнал зависит от фазы входных сигналов, а также чувствителен к расположению магнитных микрочастиц в узлах матрицы (см. рис. 1г).

Том 1



Рисунок 1. Исследуемые структуры на основе эпитаксиальных пленок ЖИГ: а) крест б)двойной крест в) решетка г) решетка с магнитными кобальтовыми микрочастицами в узлах решетки



Рисунок 2. а) и б) АЧХ ПМСВ (кривые 1 и 3) и ООМСВ (кривые 2 и 4) в волноводах ЖИГ шириной w≈6 мм (а) и w≈0.5 мм (б). в) Кривыми 1-3 показаны АЧХ прохождения сигнала из порта 1 в порт 2, из порта 4 в порты 2 и 3, соответственно

- Y.K. Fetisov, C.E. Patton // IEEE Trans. Magn. V. 35, p. 1024 (1999).
- А.Б. Устинов, Б.А. Калиникос // ПЖТФ, Т. 27 (10), 8 (2001).
- 3. M.P. Kostylev, et al. // APL, 87, 1533501 (2005).
- 4. T. Schneider, et al. // APL, V.92, 022505 (2008).
- 5. S.V. Vasiliev, et al. // JAP, V.101, 113919 (2007).
- X. Xing, Y. Yu, S. Li, X. Huang // Sci. Rep. (2013); DOI:10.1038/srep02958.
- K.-S. Lee, S.-K. Kim // JAP, V.104, 053909 (2008).
- 8. Y. Au, et al. // APL, V.100, 1782408 (2012).
- M. Jamadi, et al. // Sci. Rep. DOI: 10.1038/srep03160.
- 10. A. Khitun // JAP, V.111, 054307 (2012).
- A. Khitun, K. Wang // Superlat. Microstruct. V.38, 184 (2005).

- 12. A. Khitun, K. Wang // JAP, V.110, 0343061 (2011).
- 13. A. Khitun // JAP, V.113, 164503 (2013).
- F. Gertz et al. // Magnetics, IEEE Transactions on DOI: 10.1109/TMAG.2014.2362723.
- 15. P. Clausen, et al. // JAP, V.99, 162505 (2011).
- 16. K. Vogt, et al. //APL, V.101, 042410 (2012).
- 17. A. Kozhanov. http://www.phy-astr.gsu.edu/kozhanov
- K. Nanayakara et al. //IEEE Trans. On Magn V.50, 3402204 (2014).
- 19. А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит, 1994, 464 с.
- 20. A. Aharoni // JAP, V.83,3432 (1998).
- 21. T.O'Keeffe, R. Patterson // JAP, V.49, 4886 (1978).
- 22. J. Jorzick, et al. // PRL, V.88, 047204 (2002).
- 23. С.Л. Высоцкий и др. // ПЖТФ, Т.88, 534 (2008).

Анизотропное магнитосопротивление никелевых нанопроволок, сформированных импульсной силовой зондовой литографией из пленок Ni/SiO₂/Si(100)

А.Ю. Павлова^{1,3}, А.Г. Темирязев², М.П. Темирязева², Ю.В. Хивинцев^{3,4}, Ю.В. Никулин^{3,4}, А.С. Джумалиев^{3,4}, А.А. Захаров¹, Ю.А. Филимонов^{1,3,4 *}

1 Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина, ул. Политехническая, 77, Саратов, 410056.

2 Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, пл. Академика Введенского, 1, Фрязино, Московской области, 117305.

3 Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, д. 38, Саратов, 410019.

4 Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

*yuri.a.filimonov@gmail.com

В диапазоне температур 10-300 К исследовано анизотропное магнитосопротивление нанопроволок Ni (длина ~ 2,7 мкм, ширина ~ 60 нм, толщина ~ 15 нм), полученных силовой зондовой литографией из микрополосок Ni/SiO₂/Si(100). Показано, что при снижении температуры в касательно намагниченных нанопроволоках может проявляться «эффект геометрических размеров», возникающий в нанопроволоке за счет наведения поля нормальной магнитоупругой анизотропии типа «легкая» ось, за счет растяжения пленки при низких температурах из-за различия тепловых коэффициентов расширения пленки и подложки.

Известно, что рассеяние электронов на границах тонких ферромагнитных пленок [1-6], а также слоистых структур типа Pt/Co/Pt [7] может приводить к различию в поведении эффекта анизотропного магнитосопротивления (AMC) при намагничивании структур в азимутальной и полярной плоскостях. При касательном намагничивании структуры изменения ориентации намагниченности относительно направления тока приводят к зависимостям сопротивления вида $\rho_{ip}(\varphi) = \rho_{\perp} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \cos^2 \varphi$, где φ - угол между направлениями намагниченности *M* и тока j, ρ_{\parallel} и $\rho_{\perp} (\rho_{\parallel} > \rho_{\perp})$ - сопротивление в намагниченных до насыщения пленках при *М*||*j* и *М*⊥*j*. В тонких пленках, когда толщина пленки *t* меньше длины свободного пробега электрона λ, намагничивание в плоскости, перпендикулярной направлению тока и поверхности структуры, призависимости водит К сопротивления вида $\rho_{op}(\theta) = \rho_{\perp} + (\rho_p - \rho_{\perp}) \cos^2 \theta$, где ρ_p -сопротивление при намагничивании вдоль нормали к поверхности структуры, θ – угол между M и направлением нормали к пленке. Разница р₁ и р_р проявляется только в случае $t < \lambda$ и носит название «эффекта геометрических размеров» (GSE) [1-7]. При этом, как правило, выполняется условие $\rho_{\parallel} > \rho_{p,\perp}$, тогда как соотношение между ρ_{\perp} и ρ_p определяется параметрами структуры и температурой [1-9]. Цель данной работы - исследование температурной зависимости эффекта AMC в касательно намагниченных нанопроволоках Ni/SiO₂/Si(100).

На рисунке 1а приведена исследуемая структура. Нанопроволока получалась из микрополоски Ni шириной ≈ 3 мкм, длиной ≈ 20 мкм и толщиной t ≈ 15 нм, которая контактировала с контактными площадками. Методом силовой импульсной зондовой литографии [10] в микрополоске делались два параллельных реза, перпендикулярных оси микрополоски, формирующих нанопроволоку длиной *l*≈2.7 мкм и шириной ж≈60 нм, рисунок 1б. Формирование нанопроволоки подтверждается ростом сопротивления всей структуры \approx в три раза, рисунок 1в. На рисунках 1г-1е приведены результаты измерения АМС при продольном и поперечном намагничивании микрополоски. Можно видеть, что после формирования нанопроволоки характер АМС структуры поменялся, что отражает ориентацию нанопроволоки перпендикулярно оси, исходной микрополоски. Из рисунка 1д видно, что АМС структуры в случае, когда нанопроволока намагничивается перпендикулярно оси, с понижением температуры меняет знак. Такое поведение можно связать с GSE.

Для пленочных структур, намагниченных касательно, случай, аналогичный перпендикулярному намагничиванию, может быть реализован, если в
пленке будет присутствовать одноосная нормальная анизотропия «легкая ось». При этом можно ожидать, что при поле $|H| < 2K_u/M$ намагниченность «выйдет» из плоскости пленки. При этом в пленке может сформироваться полосовая доменная структура. В случае нанопроволок, когда длина l >> t, w, характер доменной структуры будет определяться соотношением толщины t и ширины w проволоки. А на условие выхода намагниченности из плоскости проволоки будет влиять соотношение размагничивающих факторов анизотропии формы по нормали и ширине.

Для пленок, характеризуемых магнитострикцией, навести нормальную одноосную анизотропию типа «легкая ось» можно за счет однородных деформаций растяжения или сжатия. Плотность магнитоупругой энергии, вызванной упругой деформацией, можно записать как E_{me}=Зησ(sin²ψ)/2, η - где η и σ - константы магнитострикции, ψ — угол между направлением намагниченности и изотропной деформацией в плоскости. Если принять, что в исследуемых пленках никеля магнитострикция отвечает случаю объемного материала, то получим $\eta = -3.4 \times 10^{-6}$ ($\eta < 0$). При этом для анизотропии «легкая ось» в пленке нужно создать деформацию растяжения.

Для пленок Ni/SiO₂/Si(100) деформация растяжения возникает при охлаждении из-за различия температурных коэффициентов расширения подложки Si и пленки Ni [8,9]. Растяжение можно записать $\sigma = C_{\rm Ni}[\Delta T (\alpha_{\rm Si} - \alpha_{\rm Ni})]$, где $\alpha_{\rm Si} = 3 \times 10^{-6} \, {\rm C}^{-1}$ и $\alpha_{\rm Ni} = 13 \times 10^{-6} \, {\rm C}^{-1}$ - температурные коэффициенты расширения Si и Ni, $C_{\rm Ni}=25 \times 10^{10} \, {\rm N/m^2}$ – упругий модуль Ni, $\Delta T=(300-T)$. При охлаждении структуры до 10 K в пленке никеля наводится упругая деформация растяжения $\sigma \approx 7.3 \times 10^8 \, {\rm Nm^{-2}}$. Этому растяжению будет отвечать $E_{\rm me} \approx 4 \, {\rm кДж/m^3}$.



Рисунок 1. а) исследуемая структура; б) нанопроволока; в) сопротивления до и после «царапанья»; г) АМС в микрополоске до «царапанья»; д) и е) АМС в микрополоске с нанопроволокой в зависимости от температуры

Работа частично поддержана грантами РФФИ № 14-07-31107_мол_а, 14-07-00549, 13-07-12421-офи-м.

- 1. T. Chen, V.A. Marsocci// JAP, V.43, 1554 (1972).
- 2. W. Gil, et al.// PRB, V.72, 134401 (2005).
- 3. T. Rijks, et al.// PRB, V.51, 283 (1995).
- 4. T. Rijks, et al.// PRB, V.56, 362 (1997).

- 5. B. Leven, G.Dumpich//PRB, V.71, 064411 (2005).
- 6. U. Ruduger, et al.// PRB, 59, 11914 (1999).
- 7. A. Kobs, et al.// PRL, V. 106, 217207 (2011).
- 8. Y. Rheem, et al.//Nanotechn. 18, 015202 (2007).
- J. Jorritsma, J.A. Mydosh // JAP, V.84, 901 (1998).
- A. Temiryazev // Diamond&Rel. Mat. V. 48, 60 (2014).

Исследование эффекта наведенной намагниченности в магнетосопротивлении контактов ферромагнетик - антиферромагнетик

Л.А. Фомин^{*}, А.В. Черных, В.Ю. Винниченко, Г.М. Михайлов[§]

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Академика Осипьяна, 6, Черноголовка, 142432. *fomin@iptm.ru, §mikhailo@iptm.ru

Получены начальные результаты экспериментального исследования АМR-эффекта в антиферромагнетике с протекающим через него спин-поляризованным током, которые сопоставлены с расчетными данными.

Введение

В ряде работ, например [1], было теоретически предсказано, что при пропускании тока высокой плотности через контакт ФМ/АФМ, в котором как ферромагнитный, так и антиферромагнитный слои являются проводящими, в АФМ может возникать наведенный магнитный момент, направленный вдоль намагниченности ФМ. Он связан с тем, что в первом ФМ-слое происходит поляризация электронов проводимости по спину, и ток инжектирует поляризованные электроны в слой АФМ. Предположим, что магнитные моменты атомов АФМ-слоя перпендикулярны намагниченности в ФМ-слое. Тогда в АФМ возникает неравновесная по спину концентрация электронов, переносящих магнитный момент, перпендикулярный магнитным моментам подрешеток. Вследствие s-d обменного взаимодействия s-электронов проводимости с d-электронами атомов подрешеток возникает эффективное магнитное поле H_{sd}, которое приводит к скосу намагниченности подрешеток.

Как известно, в ферромагнитных металлах и их сплавах наблюдается эффект анизотропного магнетосопротивления (AMR). Окончательная теория этого эффекта до сих пор не создана, однако имеется простая двухтоковая модель [2, 3], которая качественно его объясняет. Согласно этой модели, в ферромагнитном металле из-за того, что вероятность рассеяния электрона с переворотом спина мала, имеются два параллельных канала проводимости для электронов со спином вверх и со спином вниз. Однако вследствие спин-орбитального взаимодействия рассеяние с переворотом спина все же происходит, а также происходит смешивание $d\uparrow$ и $d\downarrow$ состояний, которое анизотропно по отношению к оси квантования. Ось квантования задается век-

тором намагниченности, направление которого зависит от внешнего магнитного поля. Вероятность sd-рассеяния оказывается максимальной для электронов, движущихся параллельно намагниченности. Таким образом, продольное сопротивление ρ_{\parallel} больше, чем поперечное ρ_{\perp} . Зависимость сопротивления от угла θ между направлением тока и вектором намагниченности описывается формулой

$$\rho = \rho_{\perp} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \cos^2 \theta. \tag{1}$$

В антиферромагнетиках внешнее магнитное поле в диапазоне вплоть до единиц тесла практически не влияет на магнитные моменты атомов, и, таким образом, ось квантования остается неизменной и AMR-эффект, обусловленный описанным механизмом, отсутствует. Мы предполагаем, что появление индуцированной намагниченности АФМ может привести к этому эффекту, так как магнитные моменты скошенных подрешеток начинают чувствовать внешнее поле. Кроме этого, меняется плотность состояний на уровне Ферми для **d**-электронов со спином вверх и со спином вниз и, как следствие, проводимость этих двух каналов.

Эксперимент и расчет

Для выявления АМК-эффекта было предложено изготавливать ФМ/АФМ-контакты путем выращивания на изолирующей подложке неперколированных ФМ-островков и последующего наращивания на них сплошной пленки АФМ. Островки выращивались методом импульсного лазерного осаждения в сверхвысоком вакууме. В качестве ферромагнитного материала использовался никель, а в качестве подложки была выбрана а-плоскость сапфира. Температура подложки в процессе роста островков составляла 700 °С. Толщина слоя из островков составляла 17 нм. В этих условиях роста островки были неперколированными, и островковый слой не проводил электричества. Их АСМ-изображение показано на рис. 2.



Рисунок 1. АСМ-изображение островкового слоя никеля.

Далее без разрыва вакуума поверх островков наносилась пленка FeMn. Нанесение обоих слоев производилось через маску, и таким образом изготавливались двухслойные макромостики, сопротивление которых измерялось по стандартной 4-точечной методике. Для сравнения также изготавливались мостики из сплошной пленки (011) никеля. Результаты измерений сопротивления макромостиков из никеля и из двухслойной пленки Ni/FeMn при малых токах показаны на рис. 2 и 3, соответственно.

Микромагнитный расчет контакта ФМ/АФМ показал линейную зависимость наведенной при спиновой инжекции током намагниченности АФМ от плотности тока. Угол скоса подрешеток составил 3-20° при плотности тока 10⁸-10⁹ А/см².

Результаты и обсуждение

При малых токах AMR-эффект в полученных пленках Ni/FeMn определяется исключительно островками Ni. Из сравнения рис. 2 и 3 видно, что кривые магнетосопротивления для двухслойной пленки расширяются и на кривой перпендикулярного магнетосопротивления появляется сдвиг 90 Гс, который можно объяснить межслойным обменным взаимодействием никеля с антиферромагнитным слоем FeMn, при этом на кривой параллельного магнетосопротивления такого сдвига нет. Это значит, что магнитные моменты подрешеток FeMn направлены перпендикулярно мостику и току.



Рисунок 2. Зависимость сопротивления никелевого макромостика от магнитного поля в параллельной и перпендикулярной ориентации мостика относительно поля.



Рисунок 3. Зависимость сопротивления макромостика из островковой пленки Ni, покрытой FeMn, от магнитного поля в параллельной и перпендикулярной ориентации мостика относительно поля.

Эффект наведенного магнетосопротивления в антиферромагнетике, согласно нашему расчету, должен возникать при плотности тока 10⁸ А/см², которая в данном эксперименте не была достигнута. Предполагается, что при изготовлении из полученных пленок Ni/FeMn микро- и наноструктур такие плотности тока могут быть достигнуты и предполагаемый AMR-эффект может быть обнаружен.

Литература

- Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, Э. М. Эпштейн // ЖЭТФ, Т. 141 335 (2012).
- 2. J. Smit // Physica, V. 16, 612 (1951).
- T. R. McGuire, R. I. Potter // IEEE Trans. Magn., V. 11, 1018 (1975).

Том 1

Субмикронные спиновые волны в интегральных структурах на основе пленок железоиттриевого граната и планарных микроантенн

Ю.В. Хивинцев^{1, 2*}, В.К. Сахаров¹, С.Л. Высоцкий^{1, 2}, Ю.А. Филимонов^{1, 2}, R. Huber³, T. Schwarze³, D. Grundler³, M. Heath⁴, V. Kruglyak⁴, В.Г. Шадров⁵, А.И. Стогний⁵, С.А. Никитов^{2, 6}

1 Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019.

2 Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

3 Physics Department E10, Technical University of Munich, Garching, D-85748, Germany.

4 College of Engineering, Mathematics and Physical Sciences, University of Exeter, Exeter, EX4 4QF, United Kingdom.

5 Научно-практический центр Национальной академии наук Беларуси по материаловедению, ул. П. Бровки, 19, Минск, 220072, Беларусь.

6 Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 410019.

*khivintsev@gmail.com

С помощью интегральных структур в виде пленок железоиттриевого граната с микроразмерными антеннами экспериментально исследовано возбуждение и распространение спиновых волн с волновыми числами до 10⁵ рад/см, что на два порядка выше, чем достигается с использованием традиционных систем возбуждения.

Тонкопленочные структуры на основе железоиттриевого граната (ЖИГ), обладающего рекордно низким затуханием спиновых волн (СВ) среди известных магнетиков, на протяжении уже нескольких десятилетий являются одним из основных материалов для экспериментального исследования эффектов распространения СВ и построения устройств обработки СВЧ-сигналов на их основе. При этом используется длинноволновая, дипольная часть спектра СВ с волновыми числами к, как правило, не более 10³ рад/см, что связано с ограничениями, накладываемыми применяемыми системами возбуждения-приема СВ. Поэтому весьма актуальной остается задача разработки систем возбуждения-приема СВ, позволяющих продвинуться в более коротковолновую часть спектра, что представляет интерес не только с точки зрения исследования обменной части спектра СВ, но и с точки зрения миниатюризации спинволновых устройств. Цель данной работы – изучение возможностей продвижения в коротковолновую часть спектра СВ с использованием интегральных структур пленка ЖИГ-микроразмерные антенны.

Микроантенны на поверхности пленки ЖИГ изготавливались методом взрывной литографии с использованием фото- или электронно-лучевой литографии, а также магнетронного распыления. Основная масса экспериментов проводилась с микроантеннами на основе закороченных отрезков копланарной линии передачи – см. рисунок la. В экспериментах использовались эпитаксиальные и поликристаллические пленки ЖИГ различной намагниченности ($4\pi M_s = 400 - 1750 \ \Gamma c$) и толщины ($T = 0.2 - 5 \ MKM$) на подложках гадолиний-галлиевого граната (ГГГ) и кремния (Si), а также периодические структуры на основе пленок ЖИГ с канавками, вытравленными в пленке между микроантеннами и параллельными им – см. рисунок 1б. Канавки формировались травлением пленки фокусированным ионным пучком.



Рисунок 1. Геометрия исследуемых интегральных структур (а) и изображение со сканирующего электронного микроскопа образца с вытравленной системой из канавок (б).

Измерения проводились с помощью векторного анализатора цепей с использованием СВЧ зондовой

станции. Измерялись частотные зависимости коэффициентов прохождения сигнала при различных значениях касательного поля подмагничивания, ориентированного либо вдоль распространения волны, либо перпендикулярно. Первая геометрия подмагничивания отвечает возбуждению в пленке обратной объемной СВ (ООСВ), вторая – поверхностной СВ (ПСВ).

Для обеих геометрий подмагничивания наблюдалось несколько зон возбуждения и прохождения СВ при фиксированном значении магнитного поля – см. рисунок 2, отвечающих различным пространственным гармоникам микроантенн. В случае ПСВ наблюдалась довольно значительная (до 20 дБ) невзаимность коэффициента прохождения для волн, распространяющихся в противоположных направлениях – см. рисунок 2.



Рисунок 2. Амплитудно-частотные зависимости коэффициента прохождения для образца на основе эпитаксиальной пленки ЖИГ/ГГГ при различных направлениях поля подмагничивания Н величиной ≈0.5 кЭ.

Дисперсионные зависимости, полученные из фазочастотных характеристик коэффициента прохождения, свидетельствовали о возбуждении волн с волновыми числами до **10⁵ рад/см** – см. рисунок 3, что соответствует длинам волн менее **1 мкм**. При этом возможность эффективного возбуждения столь коротких СВ позволила впервые наблюдать резонансное взаимодействие спиновой и поверхностной акустической волны (ПАВ) при использовании в качестве зондирующего сигнала СВ. Резонансное взаимодействие наблюдалось в геометрии ООСВ и проявлялось в возникновении пика поглощения в зоне прохождения ООСВ на частоте фазового синхронизма с ПАВ – см. вставку к рисунку 3.

В экспериментах с поликристаллическими пленками ЖИГ, выращенными с помощью ионного распыления, так же как и для эпитаксиальных плёнок, наблюдались эффекты распространения CB, чего не удалось достичь с использованием традиционных систем возбуждения на основе контактных структур с микрополосковыми антеннами. При этом потери CB для поликристаллических пленок на ГГГ оказались того же порядка, что и для эпитаксиальных пленок, тогда как структуры ЖИГ/Si характеризовались на порядок большим затуханием.



Рисунок 3. Дисперсионные зависимости для ПСВ и ООСВ при различных полях подмагничивания. На вставке – амплитудно-частотная зависимость коэффициента прохождения ООСВ при **H = 0.21 кЭ**.

Эксперименты с различными типами микроантенн показали возможность управления амплитудночастотными зависимостями коэффициентов прохождения за счет выбора типа антенн и их размеров.

В экспериментах с периодическими структурами из пленок ЖИГ наблюдались эффект анизотропии формы, проявляющийся в частотном сдвиге зон прохождения CB, а также формирование брэгговских резонансов CB, приводящих к возникновению запрещенных зон в зонах прохождения CB.

В целом полученные результаты указывают на перспективность использования интегральных структур пленка ЖИГ-микроантенны для исследования коротких СВ и миниатюризации спинволновых устройств.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 13-07-00941, 13-07-12421, 14-07-00896-а и 14-07-90001-Бел-а), БРФФИ (проект № Ф14Р-017), проекта Правительства России для господдержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских вузах (№ 11.G34.31.0030), и Седьмой рамочной программы Европейского союза (грант № 247556).



Зондовая микроскопия: измерения и технологии атомарного и нанометрового масштаба

Вицинальные и дислокационные моноатомные ступени на атомно-гладких поверхностях GaAs(001)

В.Л. Альперович^{1,2*}, И.О. Ахундов^{1,2}, Н.С. Рудая¹, А.С. Ярошевич¹, Д.М. Казанцев¹, Н.Л. Шварц^{1,3}, Е.Е. Родякина^{1,2}, А.С. Кожухов¹, А.В. Латышев^{1,2}, А.С. Терехов¹

1 Институт физики полупроводников СО РАН, просп. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090

2 Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090

3 Новосибирский государственный технический университет, просп. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630073

* alper@isp.nsc.ru

Экспериментально изучено формирование сетки прямолинейных моноатомных ступеней на поверхности GaAs(001), обусловленных введением 60-градусных дислокаций при релаксации термомеханических напряжений в гетероструктурах GaAs/AlGaAs на стеклянных подложках. Введение дислокаций подтверждается появлением темных линий в топограммах интенсивности фотолюминесценции. Обсуждаются возможные механизмы формирования дислокационных ступеней и их взаимодействие с вицинальными ступенями.

В работах [1,2] предложена и реализована методика получения поверхностей GaAs(001) с регулярными атомно-гладкими террасами, разделенными вицинальными ступенями моноатомной высоты (~0.3 нм), путем отжига в условиях, близких к равновесию между кристаллом и парами мышьяка и галлия. При отжиге гетероструктур GaAs/AlGaAs, приваренных на стеклянные подложки, на поверхности GaAs, наряду с вицинальными ступенями, наблюдалось формирование сетки ортогональных прямолинейных моноатомных ступеней, обусловленных введением дислокаций при релаксации термомеханических напряжений [3]. Данная работа посвящена выяснению механизмов формирования дислокационных ступеней и их взаимодействия с вицинальными ступенями.

Методика эксперимента

Двойная гетероструктура AlGaAs/GaAs/AlGaAs, выращенная на GaAs(001) подложке, приваривалась к стеклянному диску методом диффузионной сварки. Подложка GaAs и стопорный слой AlGaAs удалялись селективным химическим травлением. При термическом выглаживании поверхности GaAs равновесие с парами Ga и As обеспечивалось присутствием насыщенного раствора-расплава мышьяка в галлии. Морфология поверхности изучалась методом атомно-силовой микроскопии (ACM). Введение дислокаций контролировалось по появлению темных линий в топограммах интенсивности фотолюминесценции (ФЛ).

Результаты и обсуждение

На рис. 1(а-е) показаны АСМ-изображения поверхности GaAs(001) структуры GaAs/AlGaAs, приваренной на стекло, измеренные до и после отжига при различных температурах. Видно, что в результате отжигов на исходно разупорядоченной поверхности наряду с криволинейными вицинальными ступенями моноатомной высоты (~0.3 нм) [1,2] формируется ортогональная сетка прямолинейных моноатомных ступеней. Такая "cross-hatch"-картина типична для гетероэпитаксиальных систем, в которых происходит релаксация механических напряжений путём введения дислокаций несоответствия. В нашем случае наиболее вероятной причиной возникновения прямолинейных ступеней также является рождение в гетероструктуре 60-градусных дислокаций при релаксации термомеханических напряжений. Следует отметить, что при гетероэпитаксиальном росте на подложках с несогласованными постоянными решетки, наблюдается, как правило, грубый "cross-hatch"рельеф с характерной высотой, много большей постоянной решетки. В данной работе, благодаря гладкости поверхности GaAs/AlGaAs-структур, впервые отчетливо наблюдалась сетка дислокационных ступеней моноатомной высоты. Это подтверждается рис. 1f и 1g: видно, что как вицинальные, так и дислокационные ступени имеют одну и ту же высоту, равную приблизительно 0.3 нм, что соответствует, с точностью до ошибки измерений, толщине Ga-As-бислоя в направлении GaAs(001).



Рисунок 1. АСМ-изображения поверхности GaAs(001), измеренные до (а) и после отжига при температурах 550°С, 600°С, 650°С и 675°С (b-е) структуры GaAs/AlGaAs, приваренной на стекло; (f) распределение по высоте по прямоугольнику, ограниченному штриховой линией на рис.(d); (g) z-х-сечение вдоль 400-нм отрезка, показанного на рис.(e).

Появление прямолинейных атомных ступеней на поверхности GaAs необязательно свидетельствует о наличии дислокаций в гетероструктуре, поскольку в процессе релаксации термомеханических напряжений дислокационная полупетля может достигнуть границы со стеклом и выйти из гетероструктуры. На рис. 2(a,b) показаны фрагменты топограммы интенсивности фотолюминесценции и ACM-изображение поверхности, измеренные после отжига гетероструктуры при $T = 575^{\circ}$ C в течение

30 минут. Большая часть ступеней имеет моноатомную высоту, однако имеются ступени большей высоты, вплоть до 7 монослоев (ML) (рис.2b). Появление темных линий в топограмме интенсивности ФЛ однозначно указывает на наличие дислокаций в гетероструктуре, однако плотность ступеней на порядок превышает плотность темных линий. Это может быть связано с выходом большей части дислокаций в стекло или с недостаточной чувствительностью и пространственным разрешением цифрового микроскопа для наблюдения темных линий от одиночных дислокаций.



Рисунок 2. Топограммы интенсивности ФЛ (а) и ACMизображение поверхности GaAs(001), измеренные после отжига при температуре 575°C структуры GaAs/AlGaAs. Стрелки под рисунком (b) указывают на ступени высотой, превышающей один монослой.

На основании сопоставления эксперимента с результатами моделирования атомного выглаживания методом Монте-Карло в работе обсуждаются возможные причины термической стабильности формы дислокационных ступеней, а также взаимодействие дислокационных и вицинальных ступеней, приводящее к рекомбинации и эффекту "антипересечения" ступеней.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 14-02-00352).

- V.L. Alperovich, I.O. Akhundov, N.S. Rudaya et al. // Appl. Phys. Lett., V. 94, 101908 (2009).
- I.O. Akhundov, V.L. Alperovich, A.V. Latyshev et al. // Appl. Surf. Sci., V. 269, 2 (2013).
- I.O. Akhundov, N.S. Rudaya, V.L. Alperovich et al. // Proc. 20th Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology, Nizhny Novgorod, Russia, 2012, p. 12.

Изучение методами МСМ перестройки намагниченности в ферромагнетиках, вызванной упругими напряжениями

А.А. Бухараев^{1,2}

1 Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского, ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029.

2 Казанский (Приволжский) федеральный университет, ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008.

a_bukharaev@kfti.knc.ru

Обзор посвящен изучению перестройки намагниченности в ферромагнетиках, вызванной упругими напряжениями. Магнитносиловой микроскоп (МСМ) является эффективным инструментом таких исследований. Рассмотрены процессы перестройки намагниченности в ферромагнитных пленках и частицах, сформированных на различных подложках. Упругие напряжения в ферромагнетиках могут создаваться: а) при изменении латеральных размеров подложки под действием электрического поля за счет пьезоэффекта; б) за счет контролируемого механического изгиба подложки; в) при изменении кристаллографических параметров подложки за счет ее структурных фазовых переходов; г) из-за разницы коэффициентов термического расширения частиц и подложки. Такого рода исследования направлены на решение актуальной задачи наномагнетизма - управления намагниченностью с помощью электрического поля за счет взаимодействия между электрочувствительным и ферромагнитным слоем.

Введение

Процессы перестройки намагниченности в магнитных средах под действием различных внешних воздействий по-прежнему интенсивно исследуются многими учеными. Обусловлено это тем, что они лежат в основе записи магнитной информации, где главными задачами являются достижение максимальной плотности записи, максимальной скорости записи и считывания, максимальной длительности хранения записанной информации. Совершенствование магнитной памяти является одной из задач спинтроники, имеющей большие перспективы [1]. В настоящее время актуальной задачей микро- и наномагнетизма является управление намагниченностью с помощью электрического поля. Переход на запись магнитной информации с помощью электрического поля привлекает прежде всего рекордно низкой энергией, необходимой для записи одного бита информации, которая составляет всего 0.16 фемтоджоулей, что на несколько порядков ниже, чем у остальных известных методов записи информации [11]. Такой метод получил название MERAM — магнитоэлектрическая память с произвольной выборкой (magnetoelectric random access memory).

Результаты и обсуждение

Существуют два основных механизма взаимодействия между электрочувствительным и ферромагнитным слоем: обменное взаимодействие между

спинами указанных слоев и взаимодействие за счет упругих деформаций, передаваемых от слоя к слою [1, 2]. Во втором случае имеет место магнитоупругий эффект (эффект Виллари) — явление, обратное магнитострикции, заключающееся в изменении намагниченности под действием механических деформаций. Наиболее известный способ управления намагниченностью тонких ферромагнитных пленок или микрочастиц электрическим полем реализован, когда ферромагнитный материал наносят на подложку из пьезоэлектрика. Под действием электрического поля происходит деформация слоя пьезоэлектрика, которая передается слою ферромагнетика. В последнем, вследствие магнитоупругого взаимодействия, происходит переориентация легкой оси и, следовательно, вектора намагниченности. В качестве пьезоподложек используются пьезокерамика (цирконат-титанат свинца ЦТС) [3], а также сегнетоэлектрические кристаллы, такие как титанат бария BaTiO₃ [4] и ниобат лития [5]. Интересно, что прикладывая электрический потенциал к кристаллу ниобата лития, на поверхность которого нанесена пленка Ni толщиной 35 нм, коэрцитивную силу последней (H_c) можно изменить на 80% [5].

Изгибая механически подложку, на которой нанесен тонкий слой металла, также можно менять магнитные характеристики ферромагнетика за счет магнитоупругого эффекта. Так, при изгибе подложки Si/SiO₂, на которой сформированы изолированные частицы Ni размерами $300 \times 100 \text{ нm}^2$ и толщиной 35 нм, их H_c уменьшается с 500 до 400 Э [6].

Создавать упругие напряжения, изменяющие намагниченность тонкого слоя ферромагнетика, можно также и путем изменения температуры подложки, на которую он нанесен. Наиболее впечатляющие результаты в этом случае получены при использовании в качестве подложек кристаллов, претерпевающих структурные фазовые переходы при их нагреве и остывании. Одним из таких кристаллов является титанат бария BaTiO₃, у которого происходит перестройка кристаллической решетки при температурах 393, 292, 186 К из тетрагональной в орторомбическую, а затем в ромбоэдрическую фазу. Перестройка атомов в поверхностном слое при фазовых переходах кристалла индуцирует упругие напряжения в ферромагнитном металле, нанесенном на поверхность такого кристалла. За счет этого эффекта в одной из первых работ [7] наблюдался с помощью магнитно-силового микроскопа переход от многодоменной структуры к однородной намагниченности в изолированных частицах Fe размером 1.9x0.9 мкм и толщиной 30 нм, сформированных на поверхности ВаТіО₃, при изменении температуры последнего в интервале от 300 до 150 К.

Недавние исследования тонких пленок Ni (толщиной 10 нм), нанесенных на поверхность диоксида ванадия (VO₂) и оксида ванадия (V₂O₃), продемонстрировали, что благодаря структурным фазовым переходам в подложке можно существенно менять H_c пленки никеля. Так, при структурном фазовом переходе при 340 К подложка из VO₂ быстро сокращается в одном измерении, в то время как в двух оставшихся — расширяется. При этом в пленке Ni наводится магнитоупругая анизотропия, вследствие которой H_c уменьшается от 236 Э (при 320 K) до 88 Э (при 350 K) [8]. Еще больший эффект получен в структуре V₂O₃/Ni (100/10 нм), где H_c резко уменьшается в пять раз (с 200 до 40 Э), при увеличении температуры со 150 до 170 К [9].

Термоиндуцированный магнитоупругий эффект изучался в нанопроволоках Ni, полученных в протяженных порах, сформированных на поверхности Al путем его электрохимического окисления (анодирования). За счет значительного различия в коэффициентах термического расширения Ni, Al и Al₂O₃ при нагреве таких структур в нанопроволоках Ni возникают упругие напряжения, заметно влияющие на их магнитные характеристики. Показано, что при ориентации внешнего магнитного поля вдоль проволоки длиной 1.1 мкм и диаметром 27 нм наблюдается аномальная зависимость H_c от температуры – с максимумом при 400 К (в отличие от монотонного убывания H_c с увеличением температуры, если поле приложено перпендикулярно проволоке) [10].

В рассмотренных выше исследованиях успешно используется магнитно-силовая микроскопия (MCM), которая позволяет получать данные о перестройке доменной структуры и перемещении доменных стенок, позволяет регистрировать переключение намагниченности однодоменных частиц и оценивать их коэрцитивные свойства [11-14].

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект 15-02-02728) и программ Российской академии наук.

- 1. А.И. Морозов // ФТТ, Т. 56, 833 (2014).
- J. T. Heron, D. G. Schlom and R. Ramesh // Applied Physics Reviews, V. 1, 021303 (2014).
- T.-Kan Chung, K. Wong, S. Keller, K. L. Wang et al. // J.Appl. Phys., V.106, 103914 (2009).
- T. Taniyama, K. Akasaka, D. Fu, M. Itoh et al. // J.Appl. Phys., V.101, 09F512 (2007).
- T. Wu, A Bur, J.L. Hockel, K. Wong, et al. // Magnetics Letters, IEEE, V. 2, 6000104 (2011).
- A. Bur, T. Wu, J. Hockel et al. // J.Appl. Phys., V. 109, 123903 (2011).
- T. Taniyama, K. Akasaka, D. Fu et al. // J.Appl. Phys. V.105, 07D901 (2009).
- J. de la Venta, S. Wang, J. G. Ramirez et al. // Appl. Phys. Lett., V.102, 122404 (2013).
- J. de la Venta, S.Wang, T. Saerbeck et al. // Appl. Phys. Lett., V.104, 062410 (2014).
- R. Lopez-Ruiz, C. Magen, F. Luis and J. Bartolome // J.Appl. Phys., V. 112, 073906 (2012).
- J. L. Hockel // Ph.D. Theses 2013 /UCLA Electronic Theses and Dissertations / http:// escholarship.org/uc/item/69f018zf.
- C.-J. Hsu, J. L. Hockel and G.P. Carman // Appl. Phys. Lett., V. 100, 092902 (2012).
- J. More-Chevalier, A. Ferri, C. Cibert // J.Appl. Phys., V. 115, 214102 (2014).
- 14. Chin-Jui Hsu // Ph.D. Theses 2012 /UCLA Electronic Theses and Dissertations / http://escholarship.org/uc/item/9jn8q1b8.

Зондовая микроскопия: измерения и технологии атомарного и нанометрового масштаба

В.А. Быков

1 НИИ физических проблем им. Ф.В. Лукина, Москва, Зеленоград, проезд 4806, дом 6, 124460.

2 Группа компаний «НТ-МДТ», Москва, Зеленоград, корп. 317-А, а/я 158, 124482.

3 Кафедра микроэлектроники ФФКЭ МФТИ, Москва, Зеленоград, проезд 4806, дом 6, 124460.

4 Кафедра электроустановок МИФИ, Москва, Каширское шоссе, 31, 115409.

5 Нанотехнологическое общество России, Москва, Зеленоград, корп. 1504, н. п. II, 1246832. vbykov@ntmdt.ru

В статье приведены результаты развития методов сканирующей зондовой микроскопии и спектроскопии, в том числе с использованием многокантилеверных картриджей, разработки и внедрения новых методов работы и алгоритмов обработки данных – методики HD. Все это позволило существенно снизить требования к пользователям C3M, сделав их доступными не только для специалистов, но и для широкого круга материаловедов, метрологов, инженеров.

Введение

Несмотря на то, что к числу новейших методов зондовую микроскопию уже не отнесешь, интерес к возможности визуализации свойств материи с молекулярным и атомарным разрешением продолжает расти. Причем интересуют не только топографические особенности поверхностей, а определение различных физических свойств, химического состава, приповерхностных силовых полей.

Для решения этих задач потребовалась разработка новых, эффективных режимов измерения с одновременным обеспечением условий минимальных дрейфов и возможности регистрации предельно малых сил с количественной интерпретацией результатов измерений.

Тезисы

Задача решена созданием приборного ряда ТИТА-НИУМ (рисунок 1). Контроллеры приборов оснащены мощными возможностями быстрых измерений группы физических параметров поверхностей в процессе сканирования. Использование систем термостабилизации и акустической защиты позволяет обеспечить дрейфы приборов не более 5– 6 нм/час, что позволяет получать атомарные разрешения даже при низких, порядка 1 Гц, скоростях строчного сканирования. Приборы оснащены развитым программным обеспечением, дающим возможность получения численных, количественных интерпретаций результатов сканирования. Реализована возможность работы и в многочастотных режимах на ряде резонансных частот кантилевера, а также возможность работы в режиме с поддержанием частоты колебаний кантилевера во время сканирования. Приборы ряда ТИТАНИУМ оснащены несколькими измерительными головками, включая головку с кантилеверным картриджем, имеющим 38 кантилеверов.

Неотъемлемой частью ТИТАНИУМА является термостатируемый бокс со звукопоглощающей оболочкой. Внутри бокса поддерживается постоянная температура с разницей относительно температуры в комнате около 5 град. Точность поддержания температуры лучше 0,1 град. Это и обеспечивает возможность получения атомарных разрешений при строчной частоте сканирования порядка 1 Гц. Использование картриджей заметно облегчает работу с прибором. При смене зонда не требуется вскрытия системы. Процедура смены зонда занимает не более 1 – 2 минут. При этом система остается в условиях термодинамического равновесия и к измерениям можно переходить без потерь времени.



Рисунок 1. СЗМ ТИТАНИУМ и СЗМ-головка с процедурой установки картриджа.



Рисунок 2. Результаты сканирования НОРС с разницей по времени между сканами 12 часов.

На рисунке 2 показан результат сканирования НОРС с разницей по времени между сканами 12 часов. Наблюдается смещение контрольных то-



Рисунок 3. Физический принцип HybriD[™]-моды сканирования.

чек на 74 нм в плоскости сканирования, что соответствует скорости дрейфа 6,2 нм/час.

На рисунке 3 демонстрируется реализованная в приборе HybriDTM-мода [1]. Пунктирной линией на рисунке 3 показано вынужденное колебание основания кантилевера, амплитуда которого задается программно и обычно составляет от десятков до нескольких сотен нанометров. Красная часть линии – приближение зонда к образцу, а синяя – обратное движение.

Первоначально определяется нормальная жесткость используемого кантилевера, для чего используется оригинальный метод, основанный на измерении в режиме синхронного детектирования добротности колебаний кантилевера, инициированных тепловыми флуктуациями зондового датчика. Применение синхронного детектирования существенно снижает требования к измерительной системе и обеспечивает достаточную точность определения нормальной жесткости кантилевера [2]. Красная часть кривой – изменение силы при сближении иглы и поверхности, синяя часть – зонд «отходит» от поверхности.

В процессе сканирования в каждой точке исследуемой поверхности измеряется изменение угла наклона свободного конца балки кантилевера, которое пропорционально изменению величины силы взаимодействия между зондом и поверхностью (сплошная кривая на рисунке 3). По изменению изгиба кантилевера на участках (2-3, 3-4) вычисляется модуль Юнга. Положение точки 4 определяет силу адгезии, точка 2 - когезионная составляющая силы. Интерпретация силовых кривых позволяет определять рельеф поверхности при заданной, в том числе нулевой, силе взаимодействия между зондом и поверхностью, вычислять карту изменения упругости образца с вычислением модуля Юнга, визуализовать карту изменения сил когезии и адгезии, определять составляющие электрических и магнитных сил взаимодействия.

При измерениях силовых кривых в средах с ненулевой вязкостью, например в водных растворах, наблюдаются искажения силовых кривых. В настоящее время разработаны алгоритмы, позволяющие учитывать эффекты конечной вязкости рабочей среды (рисунок 4) [3].

Искажения, связанные с возбуждением резонансных колебаний консоли, приводят к еще более радикальным изменениям вида экспериментальных



Рисунок 4. Устранение искажений, вызванных действием паразитных гидродинамических сил на гибкую консоль зондового датчика. Исходная кривая показана красным цветом, обработанная – черным цветом.

данных и требуют разработки специальных фильтров. Для выделения полезного сигнала при этом эффективна вайфлет-фильтрация [1]. Но применении вайфлет-фильтров непосредственно в процессе измерения практически требует существенных вычислительных ресурсов. Для решения вопросов фильтрации в составе программного обеспечения приборов ТИТАНИУМ, ИНТЕГРА, НЕКСТ создан специальный фильтр, действие которого аналогично вайфлет, который базируется на методе обратной динамики и позволяет в режиме реального времени устранять искажения, вызванные возникающим при скоростном измерении силовых кривых резонансным откликом зондового датчика [4].



Рисунок 5. Результат применения предлагаемого метода борьбы с искажениями, вызванными возникающим при измерении силовых кривых на скорости 1 кГц резонансным откликом зондового датчика.



Рисунок 6. Изображение биосовместимого полимера, состоящего из слоев полиэтиленгликоля и пептида, соединенных уретановыми связями, на кремниевой подложке. Изображения карт рельефа, работы адгезии и модуля Юнга. Внизу – результат аппроксимации силовой кривой.

Таблица 1. Результаты измерения модуля Юнга на различных полимерах, полученных методами СЗМ с использованием возможностей HD-моды с известным значением модуля Юнга.

	PE48	LDPE	HDPE	PVAC	PC	PS	sPS
Емакро, ГПа	0.065	0.15-0.29	0.6-1.6	1.6-2.9	1.8-3.2	3.0-3.5	3.8-8.1
Еизм, ГПа	0.055	0.2	1.2	2.5	2.8	3.2	5.4

В таблице 1 приведено сравнение результатов измерения модулей Юнга ряда полимеров. РЕ48 – разветвленный полиэтилен с плотностью 0.87 г/см², LDPE – низкоплотный полиэтилен, HDPE – высокоплотный полиэтилен, PVAC – поливинилацетат, PC – поликарбонат, PS – атактический полистирол, sPS – синдиотактический полистирол. Представленные результаты позволяют судить о применимости предлагаемых способов обработки силовых кривых для широкого класса исследуемых образцов.

Таким образом, сканирующая зондовая микроскопия становится методом, обладающим, с одной стороны, широким комплексом количественных и качественных аналитических возможностей, и в то же время методом, доступным для широкого применения в метрологической практике как для научных исследований, так и для решения прикладных задач. Интенсивно развивалась и линия приборов ИНТЕ-ГРА-СПЕКТРА, обеспечивающая возможность спектрального анализа. Созданы кантилеверы со специальными покрытиями игл из золотосеребряных сплавов, обеспечивающие усиление сигнала рамановского рассеяния в режиме TERS вплоть до 3000, что позволяет получать высокое пространственное разрешение в режиме спектроскопии комбинационного рассеяния от молекулярных объектов. Использование режимов HD-AFMTM Mode обеспечивает возможность получения качественных воспроизводимых результатов [4].

Литература

1. Expanding Atomic Force Microscopy with HybriD Mode Imaging,

http://www.ntmdt.ru/titanium/page/downloads-1-1

- И. М. Маловичко. Измерение жесткости АСМкантилевера по спектру тепловых шумов // Известия РАН. Серия физическая. - 2013. - Т. 77, № 8. - С. 1073-1075.
- И. М. Маловичко. Автореферат диссертации на соискание ученой степени к.ф.-м.н. Нерезонансные прерывисто-контактные методы атомно-силовой микроскопии, Москва, 2014.
- 4. http://www.ntmdt.ru/afm-raman/ntegra-spectra

Керметы как искусственный многофункциональный материал для создания охлаждаемых микроболометров СВЧ-диапазона и микротермометров

С.Н. Вдовичев^{1,3,4*}, В.Ф. Вдовин^{2,4}, Н.С. Гусев^{1,3}, А.Ю. Климов¹, А.С. Мухин^{2,4}, Ю.Н. Ноздрин¹, В.В. Рогов¹, О.Г. Удалов^{1,5}

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950.

3 ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

4 НГТУ им. Р.Е. Алексеева, ул. Минина, 24, Нижний Новгород, 603950.

5 California State University, 1250 Bellflower BoulevardLong Beach, California 90840.

*vdovichev@ipmras.ru

В данной работе представлены результаты исследований тонких резистивных керметных пленок (Si-Cr_x, Si-Ta_x и др.), перспективных для создания широкополосных микроболометров CBЧ-диапазона и микротермометров. В рамках работы предложены различные конструкции болометров на основе керметов и представлены первые результаты по созданию и исследованию свойств свободновисящих тонкопленочных микроболометров на основе Si-Cr. В частности, показано, что, изменяя пропорцию Cr в пленке кермета, можно управлять рабочей точкой болометра в широком температурном диапазоне 4-77 К. Для пленок Si-Co_x получены зависимости сопротивления от температуры, близкие к линейной в диапазоне температур 4.2 К – 293 К. Построена модель проводимости керметных пленок на основе теории транспорта в гранулированных металлах и разбавленных полупроводниках.

Введение

С 70-х годов прошлого века керметы (кремнийметалл) хорошо известны как материал для изготовления резисторов с низким температурным коэффициентом сопротивления (ТКС) [1]. Однако при изменении состава и способов формирования пленок кремний-металл возможно получить тонкопленочные структуры с рекордно высокими значениями ТКС (0.1-1 K⁻¹) при низких температурах [2].

Также с 70-х годов ведутся исследования по формированию неохлаждаемых микроболометров на основе кремния (матрицы микроболометров), работающих при комнатной температуре [3]. Однако параметры "комнатных" болометров на основе окиси ванадия [4] остаются непревзойденными, несмотря на все приложенные усилия по формированию кремниевых болометров на основе альфакремния [5], смеси кремний-германий [6] или германия [5,7], а в последние годы смеси кремнийгерманий, допированной бором [8] или железом [9].

В конце 90-х группа французских исследователей из института Нееля обратила внимание на интерес-

ное свойство керметных пленок на основе ниобия при больших концентрациях ниобия (более 15%) керметные пленки являются сверхпроводящими, но с критической температурой ниже, чем у объемного ниобия [10,11]. При концентрации ниобия менее 8% сопротивление керметных пленок Si-Nb_x экспоненциально растет, при этом ТКС может достигать и превосходить 0.1 К⁻¹. Рабочая температура данного болометра составляла 0.3 К и была строго привязана к пропорции ниобия. Болометр на основе керметных пленок, правильнее даже сказать, высокоомный термометр был использован в миссии Олимпо. Его чувствительность достигала 10⁻¹⁶ Вт×Гц^{-1/2}, а по оценкам возможно достигнуть 10⁻¹⁷ – 10⁻¹⁸ Вт×Гц^{-1/2} для диапазона частот порядка 500 ГГц [11].

В данной работе представлены результаты исследований по созданию тонких резистивных керметных пленок (Si-Cr_x, Si-Ta_x и др.) с возможностью управления "рабочей точкой" в широком температурном интервале. Основное внимание будет уделено пленкам керметов типа Si-Cr_x, более известных (при других пропорциях) как резистивный сплав (РС) [12]. Для пленок Si-Co_x получены зависимости сопротивления от температуры, близкие к линейной в диапазоне температур 4.2 К - 293К.

Эксперимент

Керметные пленки изготавливались методом магнетронного одновременного распыления двух мишеней (кремний и металл) в едином вакуумном цикле. Остаточный вакуум в камере был не хуже 1·10⁻⁷ Торр. В качестве диэлектрических подложек использовались ситалл, стекло или сапфир. Расположение магнетронов, возможность изменения угла наклона магнетрона по отношению к подложке в совокупности с широким диапазоном мощностей и диапазон мощностей магнетронов, в котором происходило распыление материала (от 10 Вт до 200 Вт), позволяли контролируемо варьировать сопротивление керметных пленок от 100 Ом до 10 МОм/квадрат, при толщине пленок 100 нм. При распылении только одной мишени кремния сопротивление пленок превышало 200 МОм/квадрат и не регистрировалось используемой измерительной аппаратурой.

Зависимость сопротивления от температуры R(T) микромостика, изготовленного из пленок SiCr_x, представлена на рис. 1. Измерения проводились по двухточечной схеме.

Численное моделирование

В основе работы болометров на основе пленок керметов (или гранулированных металлов) лежит не-



Рис. 1. Зависимость R(T) керметной пленки SiCr_x #355

тривиальная зависимость сопротивления таких пленок от температуры. Обычно проводимость керметных пленок рассматривалась для случая, когда их сопротивление мало зависит от температуры (случай хорошего резистора). Например, использовалась модель соприкасающихся гранул металлических включений или металлических нитей в кремнии [1]. Сильная зависимость сопротивления от температуры может возникать из-за ряда физических эффектов. Первый из них - это переход сверхпроводник-металл (или сверхпроводникизолятор) [13,14], вблизи которого температурная производная сопротивления велика. Другим эффектом является прыжковая проводимость в гранулированных металлических пленках (керметах) [15]. Такой тип транспорта приводит к экспоненциальной зависимости сопротивления от емпературы. В зависимости от наличия или отсутствия явлений кулоновской блокады показатель экспоненты может изменяться [16, 17]. На рис. 2 представлены зависимости R(T) для микромостика, изготовленного из пленки SiCr_x #355, а также аппроксимация



Рис. 2. Зависимости R(T) и $\sigma(T)$ (эксперимент и аппроксимация) керметной пленки SiCr_x #355



Рис. 3. Зависимость ТКС от температуры С(Т) для керметной пленки SiCr_x #355

проводимости по формуле

$$\sigma = \sigma_0 e^{-(T_0/T)^n} \tag{1}$$

Численные коэффициенты T_0 и σ_0 определялись методом наименьших квадратов при построении зависимостей $ln(\sigma)$ от T^n при разных п. Наилучшей подгонки удается добиться при n = 1/2 и $T_0=2598$ *К*. Это свидетельствует о действии эффекта кулоновской блокады на электронный транспорт у данного образца. Зависимость ТКС данного образца от температуры, определяемая по формуле

$$C = \sigma \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{1}{\sigma}\right) = -\frac{1}{T} \left(\frac{T_0}{T}\right)^n , \qquad (2)$$

представлена на рис. 3. При изготовлении микроболометра необходимо, чтобы величина его сопротивления не превышала 1 МОм в рабочей точке. С другой стороны, из рис. 3 видно, что максимальный ТКС достигается при больших сопротивлениях пленки. При изготовлении планарных микроболометров высокой чувствительности из керметных пленок компромисс может быть достигнут при уменьшении площади болометра.

Таким образом, керметы представляют собой многофункциональный (универсальный) материал (versatile material), перспективный для создания микроболометров, в том числе и для решения астрофизических задач.

В докладе также будут представлены результаты работ по изготовлению и исследованию свойств

свободновисящего микроболометра на основе керметных пленок.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, SRDF и частичной поддержке МОН РФ (соглашение от 27 августа 2013 г. N 02.B.49.21.0003 между МОН РФ и ННГУ, а также проект 3.2054.2014/К).

- З. Г. Мейскин. Несплошные и керметные пленки. Физика тонких пленок. М.: Мир, 1978. Т. 8. С. 106—179.
- А.В. Двуреченский, В.А. Дравин, А.И. Якимов // Письма в ЖЭТФ, 48(3), С.144 (1998).
- K.C. Liddiard // Infrared Physics, V. 24, Iss. 1, P.57 (1984)
- Bin Wang et al. // Infrared Physics & Technology, V. 57 p.8, (2013).
- Т.А Енукова и др. // Письма в ЖТФ, Т. 23, Вып. 13, с. 21 (1997)/
- A. Kosarev et al. // Solid-State Electron. V. 54 417, (2010).
- M. Moreno et al. // Thin Solid Films. 515 P. 7607 (2007).
- Rui Xu et al. // Infrared Physics & Technology. 58 P. 32 (2013).
- Е.В. Михайловская и др. // ЖТФ, Т. 72(2), C.129 (2003).
- Christian Hoffmann et al. // EAS Publications Series, V. 37, P. 83 (2009).
- C. Nones // Astronomy& Astrophysics V. 548, P. A17 (2012).
- В. Недорезов, С. Подшибякин // Электроника, №6, 00112, С. 2011.
- Y. Shapira and G. Deutscher // Phys. Rev. B, 27, P. 4463 (1983).
- N. Hadacek, M. Sanquer, and J. C. Villegier // Phys. Rev. B, 69, P. 024505 (2004).
- I. S. Beloborodov, A. V. Lopatin, V. M. Vinokur, and K. B. Efetov // Rev. Mod. Phys., V. 79, P. 469 (2007).
- I. S. Beloborodov, A. V. Lopatin, and V. M. Vinokur // Phys. Rev. B, V. 72, P. 125121 (2005).
- K. B. Efetov and A. Tschersich, Phys. Rev. B, 67, 174205 (2003).

Магниторезонансная силовая микроскопия ферромагнитных наноструктур

А.П. Володин

KU Leuven, Celestijnenlaan 200d, BE-3001 Leuven, Belgium. alexander.volodin@fys.kuleuven.be

Ферромагниторезонансная силовая микроскопия подобно магнитно-резонансной томографии позволяет локализовать спинволновые моды в наноразмерном образце посредством интенсивного градиента магнитного поля. Рассматриваются конструктивные особенности разработанных приборов. Приводятся примеры их применения к структурированным Со/СоО-пленкам с обменным смещением, массивам углеродных нанотрубок, нагруженных наночастицами Ni, и массивам Со-наностержней.

Подобно магнитно-резонансной томографии магниторезонансная силовая микроскопия (МРСМ) позволяет локализовать спиновое резонансное возбуждение в наноразмерном образце посредством градиента магнитного поля. В парамагнетике этот градиент устанавливает однозначную связь между пространственным положением спинового возбуждения и частотой приложенного электромагнитного поля. Для ферромагнетика такой подход проблематичен, поскольку из-за сильного взаимодействия между спинами частота прецессии в конкретном месте зависит от намагниченности остальной части образца. В результате в ферромагнетике возбуждаются коллективные спин-волновые моды. Однако, было недавно показано [1], магнитнокак резонансная томография посредством МРСМ может быть эффективно применена и к ферромагнетикам посредством локализации этих спинволновых мод. Спиновые волны могут быть локализованы в образце, либо в его сильно неоднородной внутренней области, либо в результате воздействия интенсивного градиента магнитного поля зонда. В данной работе рассматриваются конструктивные особенности разработанных приборов ферромагниторезонансной силовой микроскопии (ФМРСМ). Приводятся примеры их применения к структурированным Со/СоО-пленкам с обменным смещением, массивам углеродных нанотрубок (УНТ), нагруженных наночастицами Ni, и массивам Со-наностержней.

Методика эксперимента

Детектируемый сигнал ферромагнитного резонанса (ФМР) в отличие от парамагнитного спинового резонанса имеет на порядки большую величину. Соответственно, для реализации ФМРСМ не тре-

буются сверхчувствительные схемы регистрации, обычно используемые в МРСМ. В разработанном нами методе детектирования сигнала ФМРСМ используется пьезорезистивный зонд [2] с магнитожестким пленочным покрытием, сосредоточенным на острие. Расположение компонент прибора аналогично применяемому в магнито-силовой микроскопии: магнитое острие зонда сканирует поверхность образца на заданной высоте (Рис. 1(а)) и регистрируется гармоническая составляющая силы взаимодействия зонда с образцом. Острие зонда служит одновременно источником градиента магнитного поля, необходимого для выбора «резонансного среза» — области образца, в которой выполняются условия ФМР. Условия ФМР в образце создаются комбинацией приложенного внешнего магнитного поля **B** и высокочастотного (f = 1 - 5ГГц) поля возбуждения.



Рисунок 1. Схема устройства механического детектирования ФМР (а) и диаграмма (б), поясняющая локализацию спин-волновых мод магнитным зондом [1].

В результате подведения острия зонда — источника интенсивного градиента магнитного поля к поверхности образца образуется ограниченная область, в которой локализуются дискретные спинволновые моды (Рис. 1(б)). Условия ФМР, реализуемые непосредственно под зондом, позволяют получать локальные спектральные характеристики образца [1]. В результате сканирования его поверхности может быть получена карта распределения ФМР-спектральных характеристик.

Примеры результатов измерений

На рисунке 2б показаны распределения спектров ФМР, полученные при сканировании ФМРСМ вдоль поперечного скола тонкопленочной CoO/Co (4 нм/20 нм) структуры (Рис. 2 (а)) при температурах выше и ниже температуры блокировки обменного смещения [3]. ФМР-спектры (Рис. 2 (б)) и выходной сигнал ФМРСМ (Рис. 2 (в)) модифицируются обменным смещением, индуцируемым антиферромагнитным подслоем CoO.



Рисунок 2. ФМР-спектры (б) и выходной сигнал ФМРФМ (в), полученные при сканировании вдоль поперечного скола тонкопленочной CoO/Co-структуры (а).

На Рисунке 3 (а) показан массив Со-наностержней, полученных электроосаждением в цилиндрических порах трековых поликарбонатных мембран [4].



Рисунок 3. Электронно-микроскопическое изображение массива Со-наностержней (а). ФМРСМ-изображение фрагмента массива (*B*=4.5 мТ, *f*=4.2 ГГц)(б).

ФМРСМ-изображение (Рис. 3 (б)), полученное при сканировании этого массива (на высоте 100 нм), образовано кольцевыми структурами. Размеры структур зависят от приложенного поля B, а форма

определяется сверткой контуров поперечных сечений наностержней и магнитного острия зонда.

В некоторых специальных случаях условия ФМР могут вызвать механические возбуждения самих ферромагнитных наноструктур [5]. Подобный пример представлен на Рисунке 4. Участки массива УНТ, нагруженных наночастицами Ni (Рис. 4 (а)), приводились в колебания модулированным высокочастотным полем (2 ГГц) в условиях ФМР. Механические колебания УНТ детектировались силовым зондом (Рис. 4 (б)). Зоны возбуждения массива можно было перемещать, изменяя приложенное поле B_p (Рис. 4 (в)) [5].



Рисунок 4. Селективное механическое возбуждение массива УНТ посредством ФМР.

Следует отметить, что ФМРСМ применима не только к поверхностным областям магнитных наноматериалов, но и к заглубленным и, будучи резонансным методом, позволяет изучать локальные внутренние поля и другие магнитные свойства со спектроскопической точностью.

- 1. I. Lee et al. // Nature, V. 466, 845 (2010).
- A. Volodin et al. // Rev. Sci. Instrum., V. 76, 063705 (2005).
- A. Volodin et al. // Appl. Phys. Lett., V. 85, 5935 (2004).
- L. Piraux et al. // Appl. Phys. Lett., V. 65, 2484 (1994).
- 5. A. Volodin et al. // ACS Nano, V. 7, 5777 (2013).

Наноиндентирование и механические характеристики нанопленок карбида кремния, выращенных на кремнии методом замещения атомов

А.С. Гращенко^{1*}, С.А. Кукушкин^{1, 2}, А.В. Осипов¹

1 Институт проблем машиноведения РАН, Большой проспект В.О., д. 61, Санкт-Петербург, 199178.

2 Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, ул. Политехническая, д. 29, Санкт-Петербург, 195251. *asgrashchenko@bk.ru

Методом наноиндентирования проведено исследование механических и структурных характеристик пленок карбида кремния, выращенных на кремнии методом замещения атомов. Предложена модель, описывающая микротвердость системы наномасштабная пленка – подложка в зависимости от глубины погружения индентора. С ее помощью определена микротвердость карбида кремния и слоя модифицированного кремния. По данным наноиндентирования измерена толщина наномасштабных пленок карбида кремния. Показано хорошее соответствие между данными наноиндентирования и эллипсометрии.

Введение

Наноиндентирование является одним из самых эффективных методов исследования и характеризации механических свойств объемных материалов и пленочных покрытий [1]. В отношении тонких пленок принято считать, что глубина погружения индентора не должна превышать 10% от толщины материала, свойства которого необходимо измерить. По этой причине, как правило, исследуются пленки толще 1 мкм. Непрерывное уменьшение характерных размеров продуктов нанотехнологий приводит к необходимости изучать механические свойства пленок толщиной 50 - 100 нм и менее. Современные нанотестеры позволяют исследовать материал на глубине 5 - 20 нм с погрешностью 10% и менее, что дает предпосылки для изучения наноиндентирования пленок толщиной от 50 нм.

Основная часть

В настоящей работе изучены механические характеристики тонкой – 100 нм пленки карбида кремния SiC, выращенной на подложке кремния Si методом замещения атомов [2]. При росте пленки SiC на Si методом замещения атомов слой Si под пленкой модифицируется (рис. 1). Этот слой содержит поры и пустоты, поэтому его механические свойства должны отличаться от свойств идеального кремния. Толщина пленки, как правило, неизвестна. Поэтому перед методом наноиндентирования наномасштабных пленок стоит задача определения толщины пленки и механических характеристик пленки и подложки.



Рисунок 1. Электронная микрофотография среза образца SiC/Si, который исследовался наноиндентированием.

Целесообразнее всего это сделать путем измерения эффективной микротвердости Н по Виккерсу системы при различных глубинах h погружения индентора в образец, т.е. при исследовании кривой нагрузки. В работе [3] была предложена аппроксимационная модель расчета эффективной микротвердости Н для покрытий с микронной толщиной t по известным коэффициентам твердости подложки H_S и пленки H_f. Для нанометрового масштаба эту модель предлагается модифицировать следующим образом

$$H(h) = H_s + \left(H_f - H_s\right) \exp\left[-\left(\frac{H_f}{H_s}\frac{h}{\alpha t}\right)^k\right], (\phi 1)$$

где k и $\alpha = (Y_f/Y_s)\sqrt{E_f/E_s}$ — безразмерные константы, Y_f и Y_s — пределы текучести материала пленки и подложки, E_f и E_s — модули Юнга пленки и подложки соответственно, t – толщина пленки. Модификация заключается в том, что данная модель содержит подгоночный член k, учитывающий жесткость подложки.

Для исследования механических характеристик строились зависимости нагрузки от деформации в режимах нагрузки-разгрузки с помощью нанотестера NanoTest 600 фирмы MicroMaterials. Использовался алмазный индентор Берковича. На рис. 2 представлена типичная зависимость силы, приложенной к индентору, от глубины его проникновения в образец h.



Рисунок 2. Зависимость нагрузки от глубины для образца SiC/Si, полученного методом замещения атомов.

Кривая 1 соответствует нагрузке, из нее вычисляется зависимость эффективной микротвердости образца Н от глубины погружения индентора. Кривая 2 соответствует разгрузке, из ее наклона на глубине 20 и 230 нм вычислили модули Юнга пленки E_f = 400 ГПа и подложки E_s = 110 ГПа соответственно. Измерения дают $\sqrt{E_f/E_s} \approx 1.9$, что близко к табличному значению $\sqrt{E_f/E_s} \approx 1.65$ [4]. Отношение $Y_f/Y_s \approx 2.5$ определялось из справочных данных [4], что дает α = 4.7. Константы H_f, H_s, t и k, входящие в (ф1), определяли путем сопоставления (ф1) с экспериментальной зависимостью H(h) рис. 3. Метод наименьших квадратов в этом случае дает H_f = 42 ± 1 ГПа, $H_s = 3.0 \pm 0.3$ ГПа, $t = 100 \pm 20$ нм, k =2.1 ± 0.1. Теоретическая кривая (ф1) при этих значениях констант также приведена на рис. 3. Толщина пленки, измеренная методом эллипсометрии, равна 113 нм.



Рисунок 3. Зависимость эффективной микротвердости по Виккерсу образца SiC/Si, полученного методом замещения атомов, от глубины погружения индентора. Сплошная линия – теоретическая кривая.

Выводы

Метод наноиндентирования может быть использован для анализа механических характеристик нанометровых слоев. Предложенная модель (ф1) адекватно описывает механические свойства наномасштабных пленок и позволяет определить толщину пленки. Показано, что микротвердость SiC, выращенного на Si методом замещения атомов, равна 42 ГПа, что примерно на 25% выше, чем у объемного SiC. Это может быть связано как с размерными эффектами, так и с наличием дополнительного кристаллического углерода. Микротвердость слоя кремния, модифицированного в процессе роста SiC, равна 3 ГПа, что в 3 раза меньше, чем у бездефектного Si. Это связано с большим количеством пор и пустот в этом слое. Толщина пленки SiC, определенная наноиндентированием, на 12% меньше значения, полученного эллипсометрией.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 14-12-01102).

- A. C. Fischer-Cripps. Nanoindentation. Heidelberg: Springer, 277 (2011).
- С. А. Кукушкин, А. В. Осипов // ФТТ, Т. 56, В. 4, С. 761-768 (2014).
- A. K. Bhattacharya, W. D. Nix // Int. J. Solids Struct., V. 24, N. 12, p. 1287-1298 (1988).
- 4. R. Quay. Gallium Nitride Electronics. Berlin: Springer-Verlag, 592 (2008).

Адсорбция и взаимодействие водорода и кислорода на поверхности единичных кристаллических наночастиц золота

М.В. Гришин^{1*}, А.К. Гатин¹, Н.В. Дохликова¹, А.А. Кирсанкин¹, А.И. Кулак², С.А. Николаев³, С.Ю. Сарвадий¹, Б.Р. Шуб¹

1 Институт химической физики им. Н.Н. Семенова РАН, ул.Косыгина, 4, Москва, 119991.

2 Институт общей и неорганической химии НАН Беларуси, ул. Сурганова, 9/1, Минск, 220072.

3 Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Химический факультет, Ленинские горы, 1, стр. 3, Москва, 119991. *mvgrishin68@yandex.ru

Методом пропитки получены нанесенные на графит и окисленный кремний кристаллические наночастицы Au размером 4-5 нм. Исследованы адсорбция и взаимодействие H₂ и O₂ на поверхности Au. Водород на единичных наночастицах Au адсорбируется диссоциативно, энергия связи Au-H составляет 1.7 эВ. Кислород на единичных наночастицах Au адсорбируется после адсорбции водорода. Тип подложки оказывает существенное влияние на реакционную способность адсорбированных на поверхности наночастиц Au молекул H₂ и O₂. Для образования воды из кислорода и водорода на Au/SiO₂/Si достаточно экспозиции Au/SiO₂/Si сначала в H₂, затем в O₂. На поверхности Au/графит образуется только в результате последовательной адсорбции: H₂; O₂; H₂.

Ранее нами были успешно определены физикохимические особенности единичных аморфных наночастиц золота - Au(аморф), осажденных на графит (ВОПГ). Реакционная способность наночастиц Au(аморф)/ВОПГ была изучена в реакции образования воды из кислорода и водорода. Установлено, что при 300 К протекает диссоциативная адсорбция водорода, энергия связи Au-H равна 1.6 эВ. Адсорбция кислорода на золоте требует наличия предварительно адсорбированного водорода; последовательная экспозиция образца сначала в H₂, а затем в O₂ и вновь в H₂ приводит к образованию молекул воды, энергия связи Au-H₂O – 1.8 эВ.

Цель настоящей работы: выявление морфологических и электронных особенностей единичных наночастиц Au(кр)/ВОПГ и Au(кр)/SiO₂/Si; установление особенностей адсорбции и взаимодействия простейших тестовых молекул (H₂ и O₂) на поверхности единичных кристаллических наночастиц Au(кр) с помощью методов CTM.

Кристаллические наночастицы золота, нанесенные на ВОПГ или окисленный кремний, SiO₂/Si, получали методом пропитки. Для формирования наночастиц на подложку помещали 1 мкл водного раствора HAuCl₄ с концентрацией золота 2.5×10^{-5} мг/л, сушили, помещали в вакуумную установку и прокаливали в условиях сверхвысокого вакуума (2 × 10^{-10} Topp) при T = 500 К в течение 6 часов. Экспе-

рименты по определению морфологических, электронных, адсорбционных и каталитических свойств образцов Au(кр)/ВОПГ и Au(кр)/SiO₂/Si проводили методом сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии.

Формирование наночастиц Au(кр) происходит преимущественно вблизи дефектов поверхности графита (границы террасы, атомные вакансии). Золото представляет собой либо изолированные наночастицы размером 4-5 нм, либо крупные агломераты с латеральным размером 40-100 нм, состоящие из отдельных 5 нм наночастиц. ВАХ туннельного тока для наночастиц Au и графита соответствуют контакту острия CTM с проводником.

Адсорбция водорода не приводит к изменению формы и/или размеров наночастиц Au(кр)/ВОПГ. ВАХ туннельного тока для Au(кр) с адсорбированным водородом характеризуется участком с нулевой проводимостью, ширина которого составляет порядка 0.8 В. Измеренная с помощью метода термодесорбции нижняя граница энергии связи между водородом и золотом составила 1.7 эВ, что согласуется со значением энергии связи между аморфными наночастицами золота и атомом водорода (E=1.6 эВ). Согласно результатам наших квантово-химических расчетов, адсорбция водорода на кластерах Au13-H12 характеризуется разрывом связи H-H и образованием связи Au-H с энергией порядка 2 эВ. Кислород на чистых наночастицах Au(кр)/ВОПГ не адсорбируется. Адсорбция кислорода фиксируется только после предварительной экспозиции Au(кр) в водороде. ВАХ туннельного тока, измеренные на Au(кр)/ВОПГ с адсорбированными кислородом и водородом, качественно не отличаются от зависимостей, полученных на наночастицах Au(кр), покрытых только водородом. По-видимому, кислород адсорбируется без разрыва связи О-О.

Для оценки реакционной способности Аи(кр)/ВОПГ образец, покрытый сначала водородом и затем кислородом, экспонировали в водороде. На части кривых, измеренных в том случае, когда острие СТМ находилось над наночастицей Ац(кр), наблюдаются особенности – локальные максимумы. Расстояния по оси абсцисс между максимумами равны приблизительно 0.2 В и 0.43 В. Наличие особенностей на ВАХ объясняется резонансным туннелированием электронов через уровни электронно-колебательного возбуждения адсорбированных молекул. Анализ ВАХ позволил выявить образование молекул воды, имеющих характерные значения квантов валентного Еон=0.45 эВ и деформационного колебания E_{леф}=0.2 эВ, на единичных наночастицах Ац(кр)/ВОПГ.

Таким образом, качественные закономерности адсорбции и взаимодействия водорода и кислорода на поверхности Au(кр)/ВОПГ не отличаются от таковых для Au(аморф)/ВОПГ. Однако число адсорбированных на наночастицах Au(кр) молекул воды в 2-3 раза меньше в сравнении с числом молекул воды, образующихся в экспериментах с Au(аморф). Такое отличие обусловлено тем, что молекулы воды образуются и в дальнейшем адсорбируются на атомах с низким координационным числом, концентрация которых значительно больше на поверхности аморфных наночастиц.

Размер единичных наночастиц Au(кр) для образца Au(кр)/SiO₂/Si составляет 4-5 нм. Сравнение размеров наночастиц Au для образца Au(кр)/SiO₂/Si и Au(кр)/ВОПГ позволяет сделать вывод о том, что тип подложки не оказывает существенного влияния на морфологию наночастиц золота, осажденного на пластинки ВОПГ и SiO₂/Si методом пропитки.

ВАХ туннельного тока, измеренные на SiO₂/Si и золоте, совпадают между собой и резко отличаются от ВАХ, измеренных на золоте для Au(кр)/ВОПГ: присутствует асимметрия ветвей, соответствующих положительным и отрицательным значениям напряжения; по своей форме они соответствуют ВАХ для диода типа металл-диэлектрик-полупроводник (МДПдиод). На границе раздела золото-оксид кремниякремний – материалов, имеющих различную работу выхода электронов, происходит перераспределение электронной плотности.

Анализ данных ВАХ позволяет сделать вывод о том, что адсорбция водорода на Au(кр)/SiO₂/Si описывается теми же закономерностями что и адсорбция водорода на Au(кр)/ВОПГ. А именно: водород на кластерах Аи адсорбируется диссоциативно, энергия связи Аи-Н составляет порядка 1.7 эВ. На ВАХ для Au(кр)/SiO₂/Si, экспонированного сначала в водороде, а затем в кислороде, появляются локальные максимумы. Расстояния по оси напряжения между соседними максимумами – 0.53 В. Для идентификации адсорбированных молекул, электронно-колебательное возбуждение которых порождает эти особенности, необходимо учесть толщину слоя SiO₂ в пластинке Si. Очевидно, что часть падения напряжения между острием СТМ и кристаллическим кремнием приходится на вакуумный зазор, а другая часть – на диэлектрический слой шириной s. Это приводит к увеличению интервала между локальными максимумами на ВАХ. Принимая во внимание значения диэлектрической проницаемости для диоксида кремния $\varepsilon = 4$ и считая, что величины вакуумного зазора и диэлектрического слоя равны 1 нм, можно вычислить истинные расстояния между локальными максимумами. Они равны 0.45 В, что соответствует кванту электронноколебательного возбуждения связи О-Н. Таким образом, можно заключить, что в отличие от Аu(кр)/ВОПГ экспонирование Au(кр)/SiO₂/Si в водороде, а затем в кислороде приводит к образованию воды.

Причины наблюдаемого различия в реакционной способности Au/BOПГ и Au(кр)/SiO₂ могут быть связаны с химией поверхности подложки. Известно, что гидроксильные группы оксидных подложек (CeO₂, ZrO₂, TiO₂ и др.) принимают активное участие в активации наночастиц золота и благоприятствуют превращениям адсорбированных на наночастицах золота субстратов реакции.

Работа поддержана РФФИ (гранты №№ 13-03-00320, 13-03-00391, 14-03-00156, 14-03-90012, 15-03-90012) и БРФФИ (грант Х14Р-004).

Физико-химические свойства полупроводниковых наноструктурированных пленок перспективных газовых сенсоров

М.В. Гришин*, А.К. Гатин, М.А. Кожушнер, Л.И. Трахтенберг, Б.Р. Шуб

Институт химической физики им. Н.Н. Семенова РАН, ул.Косыгина, 4, Москва, 119991. *mvgrishin68@yandex.ru

Установлены морфологические особенности наноструктурированных пленок оксидов олова, цинка и индия. Определены параметры электронных ловушек - адсорбированных атомов кислорода и структурных дефектов, ответственных за сенсорный эффект. Обнаружено увеличение проводимости пленки оксида индия при отжиге в вакууме.

Введение

Явление изменения проводимости оксидов металлов при адсорбции и десорбции газов изучается с 1962 года. Чувствительность таких оксидов к составу газовой фазы может достигать одной доли примеси к миллиарду долей растворителя. Установлено, что при адсорбции на поверхности полупроводниковых наночастиц меняются концентрации носителей заряда в зоне проводимости полупроводника, причем увеличение или уменьшение концентрации обусловлено как типом полупроводника, так и видом адсорбированных молекул. Усилия исследователей в этой области сосредоточены, во-первых, на создании более чувствительных сенсоров, а во-вторых - на снижении их стоимости. Одним из способов повышения чувствительности газовых сенсоров является использование наноструктурированных пленок, обладающих большой удельной поверхностью. В данной работе определены морфология поверхности наноструктурированных пленок на основе оксидов SnO₂, ZnO₂, In₂O₃, некоторые физические характеристики, а адсорбатов также влияние на ИХ физикохимические свойства, на примере взаимодействия с молекулярными кислородом и водородом.

Эксперимент

Измерения проводились при комнатной температуре (300 K) в условиях сверхвысокого вакуума ($P = 1 \ge 10^{-10}$ Topp) на установке, укомплектованной сканирующим туннельным микроскопом (CTM), оже- и масс-спектрометрами, системой напуска газов. Наноструктурированные пленки оксидов олова (SnO₂), цинка (ZnO₂), индия (In₂O₃) были приготовлены из концентрированных водных суспензий, нанесенных на поверхность окисленного кремния, в т.ч. кварца. После загрузки в сверхвысоковакуумную камеру образцы были прогреты при T = 500 К для устранения адсорбата.

Адсорбция на поверхности наноструктурированных пленок осуществлялась путем контролируемого напуска в камеру кислорода и водорода. Модификация электронного строения полупроводников при адсорбции изучалась с помощью сканирующей туннельной спектроскопии (СТС). Эти измерения проводились после удаления газа из камеры СТМ.

Результаты

Наноструктурированная пленка оксида олова, состоящая из отдельных зерен размером 100-500 нм, равномерно распределена на поверхности окисленного монокристаллического кремния. Каждое зерно оксида олова образовано плотно упакованными наночастицами, размер которых составляет 14-42 нм. Между наночастицами находятся единичные поры, диаметр которых не превышает 10 нм.

Вольт-амперные зависимости, измеренные в различных точках пленки SnO_2 , покрытой адсорбированным кислородом, имеют общую характерную особенность – участок с нулевой проводимостью dI/dV = 0, его ширина варьируется в пределах 2-4.5 эВ. Изменения в электронной структуре пленки SnO_2 , вызванные взаимодействием молекулярного водорода с адсорбированным на поверхности пленки кислородом, привели к преобразованиям формы кривых. Туннельные спектры стали единообразны, и полностью исчез участок с нулевой проводимостью. Отклик электрической проводимости данного образца на адсорбцию кислорода (окислителя) и водорода (восстановителя) соответствует полупроводнику n-типа.

Основную роль в изменении проводимости наноструктурированной пленки SnO₂ играет процесс диссоциативной адсорбции кислорода, атомы которого выступают в качестве электронных ловушек. Необходимо отметить, что измеренные в СТМ вольт-амперные зависимости туннельного тока демонстрируют наличие двух ветвей, которые соответствуют заполненному и опустошенному состояниям электронных ловушек. При увеличении напряжения на наноконтакте СТМ между этими ветвями происходит скачок значений туннельного тока – переключение проводимости за счет изменения заряда ловушки. Для детектирования и исследования свойств единичных электронных ловушек используются результаты измерений проводимости туннельного контакта СТМ, которая определяется геометрией, электронным строением электродов и зарядами, находящимися на поверхности исследуемого образца. В наших условиях для электронной ловушки – адатома кислорода определены положение энергетического уровня $E_e \approx 1$ эВ и характерное время опустошения ловушки *т* ≈ 14 миллисекунд.

При изучении наноструктурированной пленки оксида цинка обнаружен значительный разброс наночастиц по размерам, составляющий 100-200 нм. В пленке имеется достаточное большое количество пор размером до 50 нм. Как и для пленки SnO₂, для оксида цинка наблюдается перестройка туннельных спектров при адсорбции кислорода и водорода: в первом случае на кривых возникает участок нулевой проводимости, а во втором – кривые приобретают S-образный вид. Полученные данные позволяют сделать вывод о том, что наноструктурированная пленка ZnO является полупроводником птипа.

Туннельные спектры, измеренные после экспозиции пленки ZnO_2 в водороде, также демонстрируют наличие двух ветвей, аналогичных наблюдаемым для пленки SnO_2 , покрытой адсорбированным кислородом. Пользуясь вышеизложенной методикой для электронной ловушки для единичной наночастицы оксида цинка можно определить положение энергетического уровня $E_e \leq 0.1$ эВ и характерное время опустошения ловушки $\tau \approx 47$ миллисекунд. Основными кандидатами на роль электронной ловушки в оксидах являются структурные дефекты – вакансии кислорода, которые обеспечивают концентрацию электронов в зоне проводимости полупроводника.

Наноструктурированная пленка In₂O₃ состоит из отдельных зерен, характерный диаметр которых составляет приблизительно 100 нм. На поверхности подложки зерна образуют достаточно плотную пленку без пор. Спектроскопические измерения показали, что исследуемая пленка имеет полупроводниковый тип проводимости, причем ширина участка нулевой проводимости (запрещенной зоны) составляет приблизительно 1.3 эВ, в то время как табличное значение равно 3.5 эВ. Причины различия табличных и измеренных нами значений этого параметра связаны, по-видимому, с тем, что измерения проводятся на дефектной поверхности. Следует отметить также асимметрию положительной и отрицательной ветвей вольтамперной кривой.

После прогрева образца в течение 120 минут при 200 °С в сверхвысоком вакууме была проведена вторая серия топографических и спектроскопических измерений наноструктурированной пленки In₂O₃. Как и следовало ожидать, структура пленки существенно не изменилась. По-прежнему она образована плотно упакованными зернами, размер которых составляет 100 нм. Однако туннельные спектры претерпели существенные преобразования. В подавляющем большинстве случаев пропал участок с нулевой проводимостью (запрещенная зона) и правая и левая ветви кривых стали симметричными. Можно предположить, что при нагреве пленки In₂O₃ до температуры 473-573 К происходит десорбция адсорбированного кислорода и формирование гетеросистем In₂O₃-In, что приводит к обеднению кислородом исходного материала. В результате этого процесса перестраивается электронная структура исследуемой пленки, что и дает наблюдаемые эффекты, в частности увеличение наноструктурированной проводимости пленки In_2O_3 .

Работа поддержана РФФИ, гранты №№ 13-03-00447, 13-07-00141, 13-03-00391, 14-03-00156, 15-03-0212.

Влияние подложки на каталитические свойства борорганических наночастиц

М.В. Гришин^{*}, А.К. Гатин, В.Г. Слуцкий, В.А. Харитонов, Б.Р. Шуб

Институт химической физики им. Н.Н. Семенова РАН, ул. Косыгина, 4, Москва, 119991. *mvgrishin68@yandex.ru

При 750 К и 10^{-6} торр исследовано каталитическое разложение аммиака на борорганических наночастицах состава ($C_2B_{10}H_4$)_n, нанесенных на подложки SiO₂, Al₂O₃ и графита. Установлено влияние материала подложки на скорость разложения NH₃ – при замене подложки SiO₂ на Al₂O₃ и графит скорость разложения возрастает в 1.9 и 2.3 раза. Показано, что каталитический эффект возрастает с увеличением контактной разности потенциалов между частицами и подложкой. Измеренные при комнатной температуре разности потенциалов частиц и подложек SiO₂, Al₂O₃ и графита составляют –0.6, –0.2 и 0.0 В, соответственно.

В настоящее время не имеется достаточной информации для полного описания влияния подложки на гетерогенные каталитические процессы с участием наночастиц. В общем случае подложка может предотвращать слипание наночастиц либо способствовать противоположному процессу, изменять форму, состав и заряд наночастиц, привносить в каталитическую систему наночастица-подложка дополнительные активные центры (ими могут быть, например, вакансии атомов кислорода или интерфейс наночастица-подложка в оксидных подложках), стабилизировать промежуточные продукты реакции. В результате описанных выше эффектов взаимодействия в системе наночастицаподложка химические свойства первых могут меняться в широких пределах.

Целью нашей работы является сравнение каталитических свойств борорганических наночастиц, нанесенных на подложки различной природы (проводники и полупроводники), на примере реакции разложения аммиака.

Эксперименты выполнены на сверхвысоковакуумной установке, укомплектованной сканирующим туннельным микроскопом (СТМ), оже- и массспектрометрами, дополнительным вспомогательным оборудованием. Давление остаточных газов в камере установки не превышало $P = 2 \times 10^{-10}$ торр.

Борорганические наночастицы (БОН) со средним размером 14.6 нм и составом $(C_2B_{10}H_4)_n$ синтезировались методом высокотемпературного пиролиза из паров карборана $C_2B_{10}H_{12}$ в установке проточного типа при начальном давлении паров $P = 6.35 \times 10^{-3}$ МПа и температуре = 1273 К. Для приготовления образцов лиозоль (1 мг БОН на 2 мл CCl₄) наносился на подложки – пластину графита (образец

БОН/ВУПГ), или окисленную кремниевую пластину (образец БОН/SiO₂), или окисленную алюминиевую пластину (образец БОН/Al₂O₃) – и высушивался при комнатной температуре. Пластина с покрытием из БОН помещалась в кювету со встроенным нагревателем, что позволяло нагревать образец до T = 750 К во время эксперимента. Кювета включала в свой состав элементы из молибдена – известного катализатора разложения аммиака. Кроме того, нельзя было исключить вклад материала подложки в процесс разложения аммиака, поэтому в контрольных экспериментах использовались подложки без БОН. В результате было выполнено три серии масс-спектрометрических измерений:

- для образца БОН/ВУПГ и кюветы с графитом без БОН,

- для образца БОН/Al₂O₃ и кюветы, содержащей Al₂O₃ без БОН,

для образца БОН/SiO₂ и кюветы, содержащей SiO₂
без БОН.

Исследование структуры и электронного строения покрытия БОН осуществлялось на атомно-силовом и сканирующем туннельном микроскопах.

БОН образуют на графите отдельные кластеры различного размера и высоты. Максимальная протяженность кластера БОН может составлять 4-5 мкм при высоте около 140 нм, что соответствует примерно 10 слоям наночастиц. Также присутствуют и кластеры меньшего размера, в предельном случае – единичные наночастицы. Для образцов БОН/Al₂O₃ и БОН/SiO₂ наблюдалось аналогичное распределение БОН по поверхности подложки.

Масс-спектры компонентов газовой среды в вакуумной камере измерялись для образцов БОН/ВУПГ

и ВУПГ без БОН после выхода реакции разложения аммиака на стационар при давлении $P = 1 \times 10^{-6}$ торр и температуре образцов Т = 750 К. На них ряд линий, соответствующих присутствуют исходным веществам и продуктам разложения. Линии M/e = 2 и 28 отвечают ионам H_2^+ и N_2^+ , образующимся из продуктов разложения NH₃ (H₂ и N₂), а линия М/е = 17 отвечает главным образом ионам NH₃⁺, образующимся из исходного реагента NH₃. Некоторый вклад в интенсивность линии 17 вносят ионы ОН⁺, образующиеся при бомбардировке электронами молекул воды, десорбирующихся со стенок камеры. Зная соотношение интенсивностей линий 17 и 18 для воды (23:100), можно определить степень разложения аммиака. Разница конверсий NH₃, полученных в опыте с образцом БОН/ВУПГ и контрольном опыте с ВУПГ без БОН, составляет 2.8 %. Именно такая степень разложения аммиака достигается за счет БОН, нанесенных на подложку ВУПГ. Аналогичным образом были определены конверсии NH₃ за счет БОН, полученные в опытах с подложками Al₂O₃ и SiO₂. Степень конверсии аммиака на образцах БОН/Al₂O₃ и БОН/SiO₂ составляет 2.3 % и 1.2 %, соответственно. Таким образом установлено, что минимальная конверсия и, соответственно, минимальная скорость разложения NH₃ за счет БОН наблюдается при использовании подложки SiO₂. Переход к подложкам Al₂O₃ и ВУПГ увеличивает скорость разложения аммиака за счет БОН в 1.9 и 2.3 раза, соответственно.

Состояние БОН до и после взаимодействия с аммиаком определялось по данным сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии. Для этого проводились измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) туннельного наноконтакта СТМ, включающего БОН, нанесенную на подложку, или участок подложки, не содержащий БОН. По этим данным было установлено, что физические характеристики БОН в течение взаимодействия с NH₃ не претерпевают изменений. В то же время сама форма БОН, нанесенных на подложки различной природы, существенно различается. Так, ВАХ для образца БОН/ВУПГ соответствуют ВАХ наноконтакта, образованного проводниками (S-образная зависимость). ВАХ для образцов БОН/Аl₂O₃ И БОН/SiO₂ близки по форме и имеют диодоподобный вид: наблюдается резкая асимметрия ветвей

для положительных и отрицательных значений напряжения на наноконтакте СТМ. При этом ВАХ, измеренные на БОН, сдвинуты относительно ВАХ, измеренных на подложках, на 0.2 В для Al₂O₃ и 0.6 В для SiO₂. Такой сдвиг означает возникновение разности потенциалов между БОН и подложкой за счет перехода электронов в БОН. Зафиксированное значение сдвига ВАХ для БОН/Al₂O₃ соответствует возникновению разности потенциалов $\Delta V = -0.2$ В между БОН и подложкой Al₂O₃ при их контакте. В свою очередь, сдвиг на 0.6 В для образцов с подложкой SiO₂ означает, что в этом случае разность потенциалов БОН и SiO₂, возникающая при их контакте, составляет $\Delta V = -0.6$ В.

Наблюдается корреляция между каталитической способностью БОН и их потенциалом относительно подложки. Такой результат может быть объяснен следующим образом. Распад NH₃ является неразветвленным цепным процессом, в котором радикалы зарождаются при распаде аммиака $NH_3 \rightarrow NH_2$ • + Н•, происходящего с достаточно высокой энергией активации (750 К). Карборан легко трансформируется в бирадикал С2В10Н12. При этом двухстадийное образование радикалов в системе $NH_3/C_2B_{10}H_{12}$ по схеме $C_2B_{10}H_{12}$ + $NH_3 \rightarrow$ $C_2B_{10}H_{12}H\bullet + NH_2\bullet, C_2B_{10}H_{12}H\bullet \rightarrow C_2B_{10}H_{12} + H\bullet$ должно происходить с большей скоростью, чем одностадийное $NH_3 \rightarrow NH_2 \bullet + H \bullet$. БОН состоят из связанных между собой частично дегидрированных молекул $C_2B_{10}H_{12}$, на поверхности БОН также легко должны образовываться бирадикалы, ускоряющие зарождение радикалов NH2• и H•, что и объясняет каталитические свойства БОН при распаде аммиака. Наличие у БОН отрицательного потенциала относительно подложки означает возникновение отрицательного заряда у БОН. Избыточные для БОН электроны заполняют верхние энергетические орбитали БОН и препятствуют образованию бирадикалов, поскольку их образование предполагает переход одного из валентных электронов БОН на свободный более высокий энергетический уровень. При этом, чем выше потенциал БОН, тем меньше будет концентрация бирадикалов на поверхности БОН и, соответственно, меньше каталитический эффект, что и наблюдается в экспериментах.

Работа поддержана РФФИ, гранты №№13-03-00391, 14-03-31068 и 15-03-00515.

Молекулярные диоды и отрицательные дифференциальные сопротивления на основе полиоксометаллатов

Ф.И. Далидчик*, С.А. Ковалевский, Е.М. Балашов, Б.А. Буданов

Институт химической физики им. Н. Н. Семенова РАН, ул. Косыгина, 4, Москва, 119991. *domfdal@mail.ru

В экспериментах с СТМ при измерениях туннельных проводимостей наноконтактов, содержащих полиоксометаллаты и органополиоксометаллатные комплексы, замечены нелинейные эффекты, перспективные для создания молекулярных диодов (МД) и отрицательных дифференциальных сопротивлений (ОДС) с улучшенными функциональными характеристиками.

Введение

Возможность создания молекулярных электронных элементов (МЭЭ), необходимых для реализации идеи квантового компьютера, была продемонстрирована многократно. Однако по функционально значимым параметрам все созданные МЭЭ значительно уступают кремниевым аналогам. Сегодня в мире ведутся интенсивные поиски новых наноструктур и новых наноматериалов, перспективных для создания электронных элементов с улучшенными свойствами. Активно изучаются процессы переноса электронов в молекулярных комплексах. В частности полиоксометаллатных, свойства которых варьируются в широких пределах и допускают тонкую подборку. В экспериментах с СТМ (методика описана в работах [1, 2]) при изучении процессов переноса электронов в наноконтактах, содержащих полиоксометаллаты (ПОМ), мы обнаружили эффекты, перспективные для создания новых молекулярных ОДС и новых МД.

Крупномасштабные отрицательные дифференциальные сопротивления полиоксометаллатов

Наноструктуры со свойствами ОДС относятся к числу ключевых элементов молекулярной электроники, поскольку позволяют конструировать более сложные системы - усилители, ячейки памяти, логические преобразователи и др. Здесь наиболее востребованы множественные ОДС с большими отношениями «пик-долина», не требующие низких температур или глубокого вакуума, допускающие тонкую подборку напряжений, при которых наблюдаются локальные максимумы тока. Bce найденные до сих пор примеры молекулярных ОДС удовлетворяли этим требованиям только частично. В наших экспериментах были найдены условия туннельного зондирования ПОМ, при которых в их спектрах формируются ОДС, удовлетворяющих всем выше перечисленным требованиям одновременно. Примеры таких спектров, полученные в безвакуумных экспериментах при комнатных температурах нормальной влажности И лля (NH₄)₆(Co₂Mo₁₀O₃₈H₄) декамолибдодикобальтовой соли, приведены на рис. 1 и рис. 2.



Рисунок 1. Пример одиночного ОДС с параметром «пикдолина» превышающим 10².

Такого типа ОДС регулярно наблюдаются в туннельных спектрах ПОМ, измеренных с помощью СТМ, если эксперименты ставятся в условиях, исключающих замыкание наноконтактов водяными мостиками. По характерным значениям отношения «пик-долина», эти ОДС превосходят все ранее известные на 1,5-2 порядка.



Рисунок 2. Пример множественного ОДС с параметрами «пик-долина» более 10-20.

Полученные в этой части результаты туннельного зондирования ПОМ – литературные и оригинальные – находят исчерпывающее объяснение в рамках модели бирезонансного туннелирования [1], которая описывает резонансный транспорт электронов сквозь наноструктуры со слабыми внутримолекулярными связями, рвущимися в сильных электрических полях (~10⁷ В/см), типичных для экспериментов с СТМ.

Молекулярные диоды на основе органо-полиоксометаллатных комплексов

Молекулярные диоды - простейший тип МЭЭ, предложенный более сорока лет назад. Известно несколько сценариев формирования асимметрии электронной проводимости наноконтакта, содержащего молекулярный комплекс. Среди них можно выделить, как основные, туннельно-резонансные, предполагающие участие в процессах переноса электронов одиночных (не взаимодействующих между собой) состояний, локализованных в подбарьерной области. Для МД, в которых реализуются однорезонансные сценарии, коэффициенты выпрямления не превышают значений ~10-15. Следует ожидать, что «качество» МД можно существенно повысить, если создать условия, при которых в зависимости от полярности приложенного напряжения туннельный транспорт электронов будет осуществляться либо по прямому механизму, когда проводимость наноконтакта мала, либо по бирезонансному, когда проводимости могут увеличиваться на порядки. Эти условия, по-видимому, выполняются в туннельных наноконтактах, замкнутых органическими производными полиоксометаллатов [2]. Примеры вольт-амперных характеристик, подтверждающие это предположение, приведены на рис. 3 и рис. 4.



Рисунок 3. Совокупность J–V-зависимостей, измеренных в сверхвысоковакуумных экспериментах в различных точках монослойной органо-полиоксометаллатной плёнки (анионы Кеггина с привитыми алкановыми цепочками), осаждённой на совершенный участок высокоорганизованного графита.



Рисунок 4. Пример J–V-зависимости, измеренной в сверхвысоковакуумных условиях, иллюстрирующий бирезонансный механизм формирования высокой проводимости наноконтакта, содержащего молекулы декамолибдодикобальтовой кислоты с привитыми алкильными цепочками.

Полученные результаты позволяют предложить новую стратегию подбора материалов для создания МЭЭ с улучшенными свойствами, основанную на оптимизации состава и архитектуры неисчерпаемого класса молекулярных металлооксидов и органо-полиоксометаллатных комплексов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (Грант №15-03-03572)

- Ф.И. Далидчик, Б.А. Буданов, Н.Н. Колченко и др. // ЖЭТФ, том 142, вып. 6(12), 1218 (2012).
- S.A. Kovalevskiy, F.I. Dalidchik, G.V. Nizova et al. // Soft Nanoscience Letters, V. 4, 24 (2014).

Спин-геликоидальные дираковские состояния в графене

С.В. Еремеев^{1,2,3*}, И.А. Нечаев^{2,4}, С.С. Циркин^{2,3,4}, П.М. Эченике^{4,5}, Е.В. Чулков^{4,5}

1 Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 634021, Томск, Россия.

2 Томский государственный университет, 634050, Томск, Россия.

3 Санкт-Петербургский государственный университет, 198504, Санкт-Петербург, Россия.

4 Donostia International Physics Center (DIPC), 20018 San Sebastián/Donostia, Basque Country, Spain.

5 Departamento de Física de Materiales and Centro Mixto CSIC-UPV/EHU, Facultad de Ciencias Químicas, UPV/EHU, Apdo. 1072,20080 San Sebastián/Donostia, Basque Country. Spain.

*eremeev@ispms.tsc.ru

В настоящей работе предложен способ получения спин-геликоидальных дираковских состояний, реализующийся за счет взаимодействия состояний графена и поверхностных состояний BiTeCl, обладающих гигантским рашбовским спиновым расщеплением. Мы ожидаем, что наши результаты будут стимулировать быстрый рост теоретических и экспериментальных исследований спин-геликоидальных дираковских состояний графена, которые могут революционизировать графеновую спинтронику и стать надежной базой для перспективных приложений.

Спинтроника направлена на эффективное управление и манипулирование спиновыми степенями свободы в электронных системах. Исследования электронных систем, обладающих электронными состояниями с гигантским спин-орбитальным расщеплением, стали одним из наиболее важных направлений, обеспечивающих базу для спинтронных устройств. При конструировании таких устройств также привлекательно использовать графен, который обладает уникальными электронными свойствами. В этом случае основной задачей является снятие спинового вырождения дираковских состояний графена. Мы предложили новый путь для достижения этой цели, реализующийся за счет взаимодействия состояний графена и поверхностных состояний полярной подложки, обладающих гигантским рашбовским спиновым расщеплением. Теоретически продемонстрировано, что в системе графен@BiTeCl возникают спин-геликоидальные дираковские состояния, вызванные сильным взаимодействием дираковских и рашбовских электронов [1].

Метод расчета

Расчеты электронной структуры были проведены в рамках формализма теории функционала плотности, реализованного в программном коде VASP. Взаимодействие между ионными остовами и валентными электронами описывалось методом проекционных присоединенных волн. Для описания обменно-корреляционной энергии ис-



Рисунок 1. Атомная структура графена на BiTeCl (а), Схема √3×√3 свертки двумерной зоны Бриллюэна графена (b), электронные спектры невзаимодействующих графена (c) и поверхности BiTeCl с теллуровым окончанием (d) и электронная структура графен@BiTeCl (e).

пользовалось обобщенное градиентное приближение.

Результаты и обсуждение

Многие интересные явления, такие как квантовый спиновый эффект Холла [2], квантовый аномальный эффект Холла [3] и другие, были предсказаны в графене. Тем не менее собственное спинорбитальное расщепление в графене слишком слабо для получения наблюдаемого эффекта и для реализации практических приложений. Снятия спинового вырождения можно достичь за счет внешнего СОВ. Многочисленные предыдущие работы, экспериментальные и теоретические, были направ-



Рисунок 2. Спиновая структура поверхностных состояний. (а) электронный спектр поверхностных состояний со спиновым разрешением; (b) Изоэнергетические контуры для конуса Дирака. (с и d) Азимутальные зависимости компонент спина графена.

лены на повышение СОВ графена посредством адсорбатов или роста графена на металлических подложках.

Недавно было показано, что на Те-терминированных поверхностях полярных полупроводников BiTeX (X=Cl,Br,I) формируются состояния Рашбы с гигантским спиновым расщеплением [4]. Среди BiTeX наилучшее согласие параметра решетки с $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ графена демонстрирует BiTeCl, что должно обеспечить отсутствие деформации в плоскости для осажденного графена (рис. 1а). В структуре $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ зона Бриллюэна графена становится в три раза меньше (рис. 1b). В результате свертки зоны Бриллюэна Кконусы Дирака оказываются в точке Г в виде четырехкратно вырожденных состояний (рис. 1с). Таким образом, как дираковские состояния графена, так и состояния Рашбы подложки находятся в центре зоны Бриллюэна (рис. 1d).

Взаимодействие двух 2D электронных систем приводит к сильной модификации спектров по сравнению с составляющими подсистемами (рис. 1е). В верхней части щели при больших k_{\parallel} рашбовские состояния BiTeCl сохраняются, в то время как при $k_{\parallel} \le 0.1$ Å⁻¹ внутренние и внешние рашбовские ветви быстро становятся сильно гибридизированными с дираковскими состояниями графена. Уже при $k_{\parallel} \approx 0.05$ Å⁻¹ они полностью локализованы в графеновом слое и диспергируют к точке Дирака, погруженной в зону проводимости объемных состояний подложки. В нижней части щели две из четырех графено-

вых зон гибридизируются с состояниями подложки, формируя дырочное рашбовское состояние вблизи валентной зоны, которое полностью локализовано в верхних слоях подложки в непосредственной близости от точки Г. Таким образом, при малых k_{\parallel} происходит сильная гибридизация двух из четырех графеновых ветвей с рашбовским состоянием BiTeCl, тогда как другие две дираковские зоны остаются неизменными и локализуются в графеновом слое при всех k_{\parallel} . В результате этих изменений, в средней части щели, в интервале энергий ~70 мэВ (желтая полоса на рис. 1е) выживают две почти вырожденные дираковские зоны. Небольшое k_{\parallel} расщепление в дираковском конусе, индуцированное COB, составляет менее 0.002 Å⁻¹.

Спиновая структура поверхностных состояний в пределах запрещенной зоны показана на рис. 2а. Две негибридизованные дираковские зоны характеризуются одинаковой спиновой закруткой по часовой стрелке (рис. 2b). Таким образом, гибридизация между графеном и 2D рашбовскими электронами подложки обеспечивает спиновую сепарацию графеновых дираковских состояний. Подробная спиновая текстура показана на рис. 2c,d.

контексте спинтронных приложений гра-B фен@BiTeCl может занять место топологических изоляторов (ТИ) для транспорта спин-поляризованных электронов. В обоих случаях (графен@BiTeCl и ТИ, типа Bi₂Se₃) имеются 2Dсостояния, лежащие в объемной запрещенной зоне и защищенные от обратного рассеяния геликоидальной спиновой поляризацией. Однако графен@BiTeCl имеет немало преимуществ по сравнению с ТИ: значительно более высокая скорость Ферми, большее число носителей спина, более сильная локализация состояний и существенно более слабое диэлектрическое экранирование.

- S.V. Eremeev, I.A. Nechaev, P.M. Echenique, E.V. Chulkov // Scientific Reports, V.4, 6900 (2014).
- C.L. Kane, E.J. Mele // Phys. Rev. Lett. V. 95, 226801 (2005).
- 3. Z. Qiao, et al. // Phys. Rev. B, V. 82, 161414 (2010).
- S.V. Eremeev, I.A. Nechaev, Y.M. Koroteev, P.M. Echenique, E.V. Chulkov // Phys. Rev. Lett. V. 108, 246802 (2012).

Исследования магнитных свойств многослойных пленок CoPt с перпендикулярной анизотропией

О.Л. Ермолаева*, В.Л. Миронов, Н.С. Гусев

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. *ermolaeva@ipmras.ru

В работе были экспериментально исследованы структуры, представляющие собой многослойные ферромагнитные пленки CoPt/Co с перпендикулярной анизотропией. Было показано, что магнитные свойства таких структур определяются конкуренцией различных типов анизотропии в слоях.

В настоящей работе были исследованы ферромагнитные многослойные пленки, состоящие из обменно-связанных слоев с различным типом магнитной анизотропии. Были изготовлены многослойные структуры Co-Pt с перпендикулярной магнитной анизотропией, а также структуры Co-Pt, покрытые дополнительно слоем Со различной толщины – от 0.5 до 3 нм. С помощью магнитооптических измерений и магнитно-силовой микроскопии исследованы особенности магнитных состояний этих систем в зависимости от толщины верхней пленки магнитного материала.

Магнитные состояния структур исследовались методами магнитно-силовой микроскопии с использованием зондового микроскопа Solver-PRO (NT-MDT), оборудованного встроенным электромагнитом (в направлении, перпендикулярном плоскости образца, – 800 0e). Измерения проводились по двухпроходной методике с вычитанием рельефа поверхности. В качестве МСМ-контраста регистрировался сдвиг фазы колебаний кантилевера под действием Z-компоненты градиента силы магнитного взаимодействия между зондом и образцом.

Поведение системы CoPt-Co существенно зависит от соотношения толщин многослойной пленки CoPt с анизотропией легкая ось и верхнего слоя Co с анизотропией легкая плоскость. На рисунках 1-3 приведены гистерезисные кривые для структур CoPt – Co при различных толщинах покрывающего слоя Co и типичные MCM-изображения структур.

Образцы многослойной структуры CoPt без покрывающего слоя Со демонстрировали гистерезисные зависимости прямоугольной формы с остаточной намагниченностью $M_r = 1$. Типичные кривые намагничивания приведены на рис. 1а.





Значения коэрцитивных полей H_c варьировались в диапазоне 150 - 200 Ое в при небольших вариациях толщин слоев Со и Рt в структуре. Низкие значения коэрцитивных полей указывают на тот факт, что перемагничивание такой структуры происходит посредством зарождения и последующего разрастания доменов с противоположной намагниченностью. Типичное МСМ-изображение доменной структуры данного образца, зарегистрированное после приложения перемагничивающего поля величиной 250 Ое, приведено на рис. 16. Как видно, распределение намагниченности в остаточном состоянии представляет собой доменную структуру с характерным латеральным масштабом ~ 1 мкм.



Рисунок 2. (а) - Нормированные кривые намагничивания в направлении, перпендикулярном плоскости образца CoPt. Толщина покрывающего слоя кобальта *t*_{Co} = 1 нм. (б) MCM-изображение доменной структуры образца.

Кривая перемагничивания образца многослойной структуры CoPt-Co с покрывающим слоем кобальта толщиной t_{Co} = 1 нм приведена на рис. 2а. Гистерезисная кривая имеет наклонную форму. Остаточная намагниченность составляет M_r = 0.8. Типичное МСМ-изображение доменной структуры данного образца, снятое после приложения перемагничивающего поля величиной 250 Ое, приведено на рис. 2б. Как видно, в этом случае намагниченность в остаточном состоянии представляет собой доменную структуру с характерным средним латеральным масштабом ~ 250 нм.

Кривая перемагничивания образца многослойной структуры CoPt с покрывающим слоем Со толщиной $t_{Co} = 1.3$ нм приведена на рис. За. В этом случае наклон гистерезисной кривой увеличился,

и остаточная намагниченность составляет $M_r = 0.2$.

Типичное МСМ-изображение данной структуры, снятое после приложения перемагничивающего поля величиной 250 Ое, приведено на рис. 3б. Характерный латеральный масштаб доменной структуры равен ~ 200 нм.



Рисунок 3. (а) - Нормированные кривые намагничивания в направлении, перпендикулярном плоскости образца CoPt. Толщина покрывающего слоя кобальта *t*_{Co} = 1.3 нм. (б) МСМ-изображение доменной структуры образца.

При увеличении толщины покрывающего слоя Со до *t*_{Co} = 1.5 нм и далее кривые намагничивания образца приобретают безгистерезисный характер. В диапазоне толщин t_{Co} 1.5-5 нм наблюдается увеличение угла наклона гистерезисной кривой, а с дальнейшим ростом $t_{Co} > 5$ нм, когда толщина слоя Со становится больше суммарной толщины Со в многослойной структуре CoPt, угол наклона практически не изменяется. Кроме того, при толщинах $t_{Co} > 1.5$ нм в МСМизмерениях не удавалось зарегистрировать какойлибо контраст, связанный с доменной структурой. Это указывает на то, что при толщинах $t_{Co} > 1.5$ нм плоскостная анизотропия слоя Со постепенно перебарывает осевую анизотропию CoPt и для толщин t_{Co} > 5 нм структура в целом приобретает анизотропию типа легкая плоскость.

Использование метода зонда Кельвина для исследования локальных свойств одномерных нанообъектов

A.A. Жуков^{1*}, A.A. Елисеев², Ch. Volk³, A. Winden³, H. Hardtdegen³, Th. Schaepers³

1 Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432.

2 Химический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва, 119991.

3 Institut (PGI-9), Forschungszentrum, JARA-Fundamentals of Future Information Technology[,] Juelich, 52425, Germany. *azhukov@issp.ac.ru

При комнатной температуре методом зонда Кельвина были локально измерены величины работы выхода одностенных углеродных нанотрубок, интеркалированных галогенидами металлов (CuBr, AgCl, AgI). Был разработан и успешно применен новый метод создания перезаписываемого кулоновского потенциала для исследования транспорта в нанопроволоках InAs. Потенциал создавался проводящим зондом атомно-силового микроскопа в тонком (7 - 10 нм) слое полиметилметакрилата и затем характеризовался методом зонда Кельвина. Измерена «эффективность» создаваемого потенциала, т.е. отношение ёмкостей между проволокой и наведенным в полиметилметакрилате зарядом и проволокой и задним затвором, которая оказалась равной 13.

Введение

В последнее время существенное распространение получили сканирующие методики, базирующиеся на использовании проводящего острия атомносилового микроскопа, и позволяющие локально исследовать электронный транспорт, ёмкость или потенциал субмикронных структур с пространственным разрешением лучше 100 нм. Представлено использование метода локального зонда Кельвина как для измерения работы выхода одностенных углеродных нанотрубок (SWCNT), интеркалированных галогенидами металлов, так и для характеризации профиля перепрофилируемого кулоновского потенциала в тонком слое полиметилметакрилата (РММА). Также представлены результаты характеризации метода перепрофилируемого кулоновского потенциала и продемонстрированы особенности применения данного метода для исследования локального транспорта в нанопроволоках InAs.

Методика эксперимента

В наших экспериментах были использованы образцы двух типов: образцы с допированными углеродными нанотрубками, а также образцы с нанопроволоками InAs. Первый тип образцов изготавливался с применением кремниевой шайбы с *p*-типом допирования, которая служила в качестве заднего затвора и была покрыта оксидом кремния толщиной 1000 нм. На поверхности оксида кремния была напылена палладиевая сетка, геометрия которой задавалась при помощи оптической литографии, период ячеек сетки 10 мкм. На поверхность подложки с сеткой наносилась взвесь УНТ в изопропиловом спирте. Одностенные УНТ были выращены при помощи метода дугового разряда с использованием Y/Ni катализатора. Способ выращивания одностенных трубок, а также процесс их интеркалирования подробно описаны в работе [1].

Для второго типа образцов использовались проволоки InAs, выращенные при помощи металлорганической газофазной эпитаксии (metal-organic vapor-phase epitaxy). Диаметр проволок составлял 100 нм, а их длина несколько микрон. Проволоки помещались на подложку из допированного кремния, покрытого оксидом толщиной 100 нм. Подложка служила в качестве заднего затвора. Контакты к проволоке были изготовлены из Ti/Au методом термического напыления. Маски для напыления изготавливались при помощи стандартной электронной литографии. Расстояние между контактами на исследуемых образцах составляло единицы микрон. Тонкий слой РММА наносился методом, описанным в работе [2].

Метод зонда Кельвина является стандартной методикой используемого в эксперименте атомносилового микроскопа P-47 фирмы NT-MDT. В эксперименте с нанопроволоками InAs использовался проводящий кантилевер, покрытый алмазом. В эксперименте по измерению работы выхода углеродных нанопроволок также использовались острия на основе многостенных углеродных нанотрубок, изготовленных по методике [3], а также острия, покрытые W_2C . Эксперименты по измерению работы выхода были проведены при атмосферном давлении на воздухе с относительной влажностью RH < 10 %. Точность определения работы выхода составляла ~ 0.02 эВ. Следует отдельно отметить, что использование кантилеверов с многостенными углеродными нанотрубками позволило наблюдать процесс покрывания образца тонким слоем воды при относительной влажности RH > 10%.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

В результате проведенных экспериментов по измерению работы выхода интеркалированных углеродных нанотрубок методом зонда Кельвина были получены следующие значения данной величины: Ф (SWCNT & AgI) ~ 5.07–5.11 мЭв, Ф (SWCNT & AgCl) ~ 5.10–5.15 мЭв, Ф (SWCNT & CuBr) ~ 4.75–4.80 мЭв.

Таким образом, в то время как интеркалирование галогенидами меди несколько понижает работу выхода SWCNT [4], интеркалирование галогенидами серебра наоборот повышает величину работы выхода углеродных нанотрубок. Для лучшего понимания причин такого поведения величины работы выхода крайне желательно проведение расчетов зонной структуры данных соединений.

Второй пример применения метода зонда Кельвина заключается в характеризации нового метода создания перепрофилируемого кулоновского потенциала в тонком (7–10 нм) слое РММА. Профиль потенциала создавался проводящим острием атомно-силового микроскопа, при этом величина приложенного на остриё напряжения V_t не превышала по абсолютной величине 5 В. Оказалось, что столь малое значение V_t позволяет проводить «запись потенциала» в РММА без разрушения нанопроволок. Измерено характерное время релаксации заряда, которое составило 15 минут. Был измерен максимальный градиент получаемого профиля 1В/мкм.

Кроме того, удалось измерить эффективность наведенного заряда, а именно относительную емкость заряд – нанопроволока и задний затвор – нанопроволока, которая оказалась равной с_{charge-nanowire}/c_{BG-nanowire} = 13. Это означает, что максимально возможный наведенный потенциал в 5 В эффективно соответствует приложенному напряжению $V_{BG} = 65$ В. Отметим, что столь высокое напряжение, как правило, приводит к пробою 100 нм оксида кремния, т.е. использование предложенного метода позволяет существенным образом расширить пределы максимально достижимых концентраций носителей в нанопроволоке.

Следует также отметить, что наличие РММА на поверхности образца не препятствует проведению измерений электронного транспорта в присутствии подвижного затвора, так называемой техники scanning gate microscopy. Однако результат сканирования оказывается эффективно одномерным, вдоль направления быстрого сканирования сопротивление проволоки – константа. Показано, что даже при таком ограничении оказалось возможным получить информацию о наличии эффективного барьера на интерфейсе полупроводник-металл при низкой концентрации носителей в нанопроволоке InAs.

Заключение

Методом зонда Кельвина были измерены локально величины работы выхода одностенных углеродных нанотрубок, интеркалированных галогенидами металлов (CuBr, AgCl, AgI). Был разработан, охарактеризован и успешно применен новый метод создания перезаписываемого кулоновского потенциала для исследования транспорта в нанопроволоках (InAs). Измерена «эффективность» создаваемого потенциала, т.е. отношение ёмкостей между проволокой и наведенным в РММА зарядом и проволокой и задним затвором, которая оказалась равной 13.

Работа была выполнена в рамках программ РАН, фонда РФФИ, а также программы поддержки ведущих научных школ.

- A.V. Krestinin et al. // Eurasian Chem. Tech. J. Vol 5, 7 (2003).
- D.Xu et al. // Applied Surface Science Vol. 253, 3378 (2006).
- 3. V. Dremov et al. // cond-mat:1406.5117 (2014).
- 4. A.A. Zhukov et al. // JETP Vol. 109, 307 (2009).

Кулоновская блокада при туннельной спектроскопии высокоомных поверхностей Si(111)-7x7

А.Б. Одобеско, А.А. Майзлах, С.В. Зайцев-Зотов*

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Моховая 11, стр. 7. 125009. *serzz@cplire.ru

Изучена температурная зависимость проводимости $\sigma(T)$ и туннельных вольт-амперных характеристик поверхности Si(111)-7х7 в широком диапазоне температур. Обнаружено, что $\sigma(T)$ описывается законом Эфроса–Шкловского во всем изученном температурном интервале 10–320 К на протяжении более чем 8 порядков изменения величины σ . Детально изучена температурная зависимость туннельных вольт-амперных характеристик этой поверхности в области температур 5–80 К. В туннельных спектрах при низких температурах наблюдается энергетическая щель, которая по форме соответствует жесткой щели, но сравнительно быстро размывается флуктуациями при повышении температуры. Для описания наблюдающегося поведения предлагается феноменологическая модель, в которой туннелирование с учетом взаимодействия с окружением сочетается с наличием кулоновской щели, соответствующей закону Эфроса–Шкловского.

Сканирующая туннельная спектроскопия широко используется для изучения энергетической структуры твердых тел. Считается, что с ее помощью можно определить локальную плотность электронных состояний, которая оказывается пропорциональной дифференциальной проводимости туннельного перехода dI/dV. В то же время известно, что при туннелировании в плохо проводящее твердое тело будут возникать поправки к дифференциальной проводимости туннельного контакта, обусловленные конечностью времени ухода туннелирующего электрона из области туннелирования. Так, например, рассмотрение процесса диффузионного распространения электрона после его туннелирования в плохо проводящее твердое тело приводит к появлению логарифмически расходящихся поправок к дифференциальной проводимости [1]. В настоящей работе на примере поверхности Si(111)-7х7 исследуется влияние наличия прыжковой проводимости на вольт-амперные характеристики туннельного промежутка [2].

Температурная зависимость проводимости поверхности Si(111)-7x7 измерялась четырехконтактным методом в области температур 30–250 К и двухконтактным в области температур 10–320 К, результаты представлены на рис. 1. Видно, что проводимость этой поверхности описывается законом Эфроса-Шкловского $\sigma = \sigma_0 \exp(-[T_{\rm ES}/T]^{1/2})$ на протяжении более чем 8 порядков, что предполагает наличие кулоновской щели в энергетическом спектре электронов, $dN/d\epsilon \propto |\epsilon - \epsilon_F|$ в 2D случае. Параметр Эфроса-Шкловского, $T_{\rm ES}$, соответствует длине ло-

кализации $\xi = 2.8e^2/\kappa T_{\rm ES} = 12.7$ Å, где $\kappa = (\kappa_{\rm Si} + 1)/2$ – эффективная диэлектрическая проницаемость для объектов, расположенных на поверхности кремния ($\kappa_{\rm Si} = 11.8$). Полученное значение длины локализации хорошо согласуется с моделью [5], в которой электроны, ответственные за проводимость, локализованы на димерах (длиной около 6 Å) поверхности Si(111)-7x7.



Рисунок 1. Температурная зависимость проводимости поверхности Si(111)-7x7. Прямая линия соответствует значению параметра Эфроса–Шкловского *T*_{ES} = 0.56 эВ.

В туннельных спектрах при низких температурах наблюдается энергетическая щель, которая, в отличие от предсказаний работы [1], напоминает жесткую [3, 4], но сравнительно быстро размывается флуктуациями с повышением температуры (рис. 2). При этом никакого фазового перехода, ожидавшегося в районе 20 К [3], ни в температурной зависимости проводимости, ни в температурной эволю-
ции туннельной плотности состояний не наблюдается.



Рисунок 2. Туннельная плотность состояний поверхности Si(111)-7x7 образцов *n*- и *p*-типа при разных температурах.

Для описания такого поведения предлагается феноменологическая модель, в которой туннелирование с учетом взаимодействия с окружением [6] сочетается с наличием мягкой щели, следующим из наблюдения закона Эфроса–Шкловского. В модели предполагается, что, вследствие кулоновской блокады, мягкая щель в плотности состояний (рис. 3а) модифицируется, как показано на рис. 3b, аналогично тому, как это происходит с линейными вольт-амперными характеристиками в случае кулоновской блокады с учетом окружения [6]. Величина 2Δ связана с некоторой локальной емкостью *е/С*, которая в нашем случае примерно соответствует характерному расстоянию порядка длины локализации.



Рисунок 3. Модельная плотность поверхностных состояний, предложенная для описания экспериментальных данных [2]: а) кулоновская щель; b) туннельная плотность состояний с учетом динамической кулоновской блокады.

Теория динамической кулоновской блокады [6] вполне удовлетворительно описывает туннельную плотность состояний при малых напряжениях смещения $|V| \le \Delta/e$ (зеленые кривые на рис. 2), однако при $|V| \ge \Delta/e$ она дает завышенное значение прово-

димости, так как не учитывает наличие мягкой щели. При $|V| < \Delta/e$ туннельный ток оказывается ненулевым благодаря термическим флуктуациям, причем величина $(e/k)d[\ln(dI/dV)]/dV \approx 1/T$. На рис. 4 приведены данные для наклона экспериментальных кривых $\ln(dI/dV)$ при разных температурах (рис. 2) рассчитанные вблизи |V| = 20 мэВ $\approx \Delta/e$. Видно, что наклон экспериментальной зависимости примерно в 2.5 раза выше, чем ожидается. Это позволяет сформулировать простую феноменологическую модель, которая для описания кривых *dI/dV* использует туннельную плотность состояний, представленную на рис. 3b, и в которой флуктуации kT увеличены в 2.5 раза. Эта модель позволяет описать всю имеющуюся совокупность экспериментальных данных единым образом (черные кривые на рис. 2).



Рисунок 4. Ширина флуктуационного размытия экспериментально полученных кривых *dl/dV при V* = 20 мВ.

Исследования выполнены при частичной финансовой поддержке РФФИ и Президиума РАН.

- S. Levitov, A.V. Shitov // JETP Letters, 66, 200 (1997).
- A.B. Odobesku, A.A. Maizlakh, S.V. Zaitsev-Zotov // arxiv:1411.5590.
- S. Modesti, H. Gutzmann, J. Wiebe, and R. Wiesendanger // Phys. Rev. B 80, 125326 (2009).
- A.B. Odobescu and S.V. Zaitsev-Zotov // J. Phys.: Condens. Matter 24, 395003 (2012).
- J. Ortega, F. Flores, and A. Levy Yeyati // Phys. Rev. B 58, 4584 (1998).
- P. Joyez and D. Esteve // Phys. Rev. B 56, 1848 (1997).

Влияние дефектов и атомных ступеней на локальную плотность состояний атомночистой поверхности топологического изолятора Bi₂Se₃

А.Ю. Дмитриев^{1,2}, Н.И. Федотов^{1,2}, В.Ф. Насретдинова¹, С.В. Зайцев-Зотов^{1,2*}

1 ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Моховая 11, стр. 7. 125009. 2 МФТИ,141700, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9. *serzz@cplire.ru

Представлены результаты исследования атомно-чистой поверхности топологического изолятора Bi₂Se₃ методами сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии. Знак коэффициента Зеебека соответствует проводимости *p*-типа. Наблюдающиеся в СТМ-изображениях возмущения плотности состояний отличаются от зарегистриролванных ранее и соответствуют дефектам в слоях висмута. Результаты туннельной спектроскопии свидетельствуют, что уровень химического потенциала находится внутри запрещенной зоны объема на расстоянии 50–100 мэВ от точки Дирака топологически защищенных поверхностных состояний. Вблизи дефектов наблюдается сдвиг уровня химического потенциала, отвечающий акцепторному характеру состояний. Вблизи ступеней наблюдаются существенные изменения локальной плотности состояний, которые соответствую то как сдвигу поверхностных состояний относительно объемных, так и смещению всей энергетической структуры как целого, причиной которого может являться изменение работы выхода на ступенях. Кроме того, не исключено также и возникновение краевых поверхностных состояний в области ступеней.

Введение

Топологически изоляторы представляют собой новый класс материалов, обладающих топологически защищенными поверхностными состояниями, имеющими дираковский энергетический спектр и геликоидальную спиновую структуру [1].

 ${\rm Bi}_2{\rm Se}_3$ является трехмерным топологическим изолятором, в котором точка Дирака поверхностных состояний находится внутри объемной запрещенной зоны. Рост кристаллов ${\rm Bi}_2{\rm Se}_3$ из стехиометрической смеси Ві и Se приводит к *n*-типу проводимости кристаллов [2]. Проблему получения собственной проводимости обычно решают с помощью легирования объема, однако наличие легирующих примесей приводит к столь большим флуктуациям химического потенциала, что они вызывают локальное изменение типа проводимости [3].

Нам удалось вырастить нелегированные кристаллы Bi_2Se_3 , которые характеризуются положением химического потенциала внутри объемной запрещенной зоны [4]. Знак термоэдс соответствует *p*-типу проводимости. В настоящем докладе сообщается о результатах исследования атомно-чистой поверхности таких кристаллов методами сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и спектроскопии (СТС), которые свидетельствуют о существенных изменениях локальной плотности состояний вблизи ступеней.



Рисунок 1. СТМ-изображение поверхности Bi₂Se₃ (*T* = 78 К, *V* = - 0.3 В, *I*_t = 100 пА) и их связь с дефектами в слоях Bi.

Дефекты в слоях Ві

Атомно-чистые поверхности получались скалыванием при температуре около 100 К в условиях сверхвысокого вакуума. Было обнаружено три типа ранее не наблюдавшихся возмущений локальной плотности состояний (LDOS) (рис. 1). Мы связываем наблюдающиеся изображения с дефектами в слоях Ві, причем изображениям больших размеров отвечают более глубокие дефекты. В целом, наблюдающиеся дефекты соответствуют *p*-типу проводимости наших образцов.



Рисунок 2. Локальная плотность состояний поверхности Bi_2Se_3 . На вставке – изображение поверхности, полученное при V = 0.3 B, $I_t = 100$ nA, T = 78 K.

СТС-измерения, выполненные вдали от дефектов, свидетельствуют, что химический потенциал объема локализован вблизи точки Дирака поверхностных состояний (рис. 2) и флуктуирует в масштабе 20% от ширины запрещенной зоны объема. Это позволяет считать исследуемые образцы собственным полупроводником.

Изучена локальная плотность состояний (LDOS) вблизи дефектов, расположенных в ближайшем к поверхности слое Ві. Химический потенциал вблизи этих дефектов оказался смещенным в сторону валентной зоны примерно на 20 мэВ, что соответствует отрицательному заряду дефекта.

Влияние ступеней

Нами было также обнаружено существенное влияние ступеней высотой около 0.8 нм, соответствующих слою Se-Bi-Se-Bi-Se, на LDOS. Это влияние заключается в смещении положения точки Дирака относительно объемных зон (рис. 3) на величину примерно 100 мэВ, а также в появлении особенности при энергии –70 мэВ, которая делает LDOS вблизи ступени поверхности Bi₂Se₃ похожим на спектр LDOS Bi₂Te₃ [5]. Физический механизм такого влияния связан, повидимому, с разницей между работами выхода электронов с разных граней Bi_2Se_3 [6]. Что касается максимума плотности состояний при $V \approx -70$ мВ (рис. 3), то наиболее вероятна его связь с особенностями плотности поверхностных состояний вдали от вершины конуса Дирака, где возникает его гофрировка (подобное поведение наблюдается в Bi_2Te_3 [5]). Отметим, что также к появлению специфических краевых состояний может приводить наличие сильного электрического поля на краю ступени [7].



Рисунок 3. Туннельные спектры вблизи (1) и вдали (2) от края ступени высотой 0,8 нм. (V = -0,4 B, $I_t = 100$ пА, T = 78 K). На вставке: Предполагаемое расположение вершины конуса Дирака вблизи (1) и вдали (2) от края ступени и СТМ-изображение изучаемой поверхности (45 нм x 45 нм, V = -0,4 B, $I_t = 100$ пА, T = 78 K).

Исследования проведены при финансовой поддержке РФФИ и Президиума РАН.

- В качестве обзора см.: М. Z. Hasan, С. L. Kane // Rev. Mod. Phys. 82, 3025 (2010).
- F.-T. Huang, et al. // Phys. Rev. B 86, 081104 (2012).
- 3. H. Beidenkopf, et al. // Nat. Phys. 7, 939 (2011).
- A. Yu. Dmitriev, N. I. Fedotov, V. F. Nasretdinova, S. V. Zaitsev-Zotov // Письма в ЖЭТФ, 100, 442 (2014).
- Z. Alpichshev et al. // Phys. Rev. Lett. 104, 016401 (2010).
- Y.-L. Lee, H. Ch. Park, J. Ihm, and Y.-W. Son // arxiv:1411.3831.
- O. Deb, A. Soori, D. Sen // J. Phys.: Condens. Matter 26, 315009 (2014).

АСМ тонких пленок дипептида _L-валил-_Lвалин до и после взаимодействия с парообразными органическими соединениями

С.А. Зиганшина^{1*}, А.А. Бухараев^{1, 2}, А.П. Чукланов¹, М.А. Зиганшин² , В.В. Горбачук²

1 Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН, ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029. 2 Казанский федеральный университет, ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008. *sufia@mail.ru

Методом АСМ установлено влияние подложки (гидрофобный пирографит и гидрофильная слюда) на морфологию тонких пленок дипептида _L-валил-_L-валин. Показано, что в зависимости от типа органического соединения, взаимодействующего с пленкой дипептида, и типа используемой подложки, на поверхности пленки могут формироваться новые или разрушаться существующие нанообразования.

Короткоцепные пептиды (олигопептиды), способные к самоорганизации с образованием упорядоченных структур, в настоящее время активно исследуются с целью получения новых наноматериалов с уникальными свойствами [1]: наноструктур, обладающие жесткостью, превосходящей жесткость стали [2], супергидрофобных поверхностей [3].

Олигопептиды относятся к классу «мягких материалов» (*soft materials*) [4]. С одной стороны, это позволяет изменять взаимное расположение структурных фрагментов олигопептидов под действием внешних факторов [5]. С другой стороны, эту особенность следует учитывать при изучении их пленок методами зондовой микроскопии.

Для формирования наноструктур часто используют способ, при котором пленка олигопептида выдерживается в контакте с различными газообразными органическими соединениями или водой [6, 7]. Вместе с тем, к настоящему времени накоплен недостаточный объем экспериментальных данных о влиянии органических паров на морфологию пленок олигопептиов, что не позволяет предсказывать тип и форму образующихся наноструктур.

В настоящей работе методом атомно-силовой микроскопии (ACM) впервые проведено исследование влияния на морфологию пленок дипептида _L-валил-_L-валин (VV) паров органических соединений и подложки. Для этого была использована оригинальная методика позиционирования зонда ACM микроскопа на одно и то же место поверхности пленки.

Методика эксперимента

Морфология поверхности тонких пленок дипептида до и после связывания паров органических соединений исследовалась методом атомносиловой микроскопии на приборах Solver P47 и Solver P47Pro (НТ-МДТ, Россия) с использованием стандартных кремниевых кантилеверов NSG-11 (НТ-МДТ, Россия). Пленки дипептида были приготовлены на поверхности свежих сколов высокоориентированного пиролитического графита (ВОПГ) или слюды путем нанесения раствора VV в метаноле с последующим высушиванием в токе теплого воздуха 45°С. После получения АСМизображения исходной пленки, ее насыщали парами органического соединения в течение 1 часа, затем сушили продувкой теплым воздухом в течение 2 минут.

Результаты и обсуждение

Тонкая пленка дипептида VV, нанесенная на поверхность ВОПГ или слюды, до и после связывания паров органических соединений была охарактеризована с помощью метода ACM.

Было установлено, что на поверхности ВОПГ дипептид образует пленку, неравномерно покрытую наноостровками треугольной формы высотой 100– 60 нм с длинной грани 600–800 нм (рис. 1а). Средняя квадратичная шероховатость поверхности Rq исходной пленки составила 23.6 нм.

Связывание паров пиридина приводит к увеличению высоты исходных кристалликов и формированию на поверхности пленки, свободной от кристалликов, новых нанообразований неправильной формы размером 150–200 нм (рис. 1б).

При взаимодействии пленки дипептида с паром метанола наблюдаются значительные изменения морфологии: исходные кристаллики исчезают, а на поверхности пленки образуются множественные нанообразования средним диаметром 150–350 нм и высотой 50–80 нм, количество которых более чем в 3 раза превышает исходное количество нанокристалликов. После насыщения пленки метанолом величина Rq на участке, свободном от крупных дефектов, составила 17.9 нм.

При использовании в качестве подложки слюды дипептид образует пленку, неравномерно покрытую образованиями неправильной формы (рис. 1в). В местах разрыва пленки форма нанообразований близка к сферической с диаметром от 60 до 150 нм. Разброс по высоте составил 50 нм.

Насыщение полученной пленки VV парами этанола приводит к увеличению высоты нанообразований на поверхности, разброс по высоте увеличивается до 80 нм, пленка становится более рыхлой (рис. 1г). Количество и высота нанообразований в местах разрыва пленки уменьшается.

Таким образом, в ходе проведенного исследования установлено, что на процессы самоорганизации дипептида _L-валил-_L-валин существенное влияние оказывает тип используемой подложки. Образование кристаллических объектов происходит на гидрофобной поверхности, в то время как на поверхности гидрофильной слюды дипептид образует пленку, покрытую нерегулярными структурами. В результате взаимодействия пленки _L-валил-Lвалина, нанесенной на гидрофобную поверхность ВОПГ, с паром органического соединения возможно образование новых кристаллических объектов (пиридин) или дезагрегация существующих кристалликов (метанол). Влияние пара этанола на морфологию пленки, нанесенной на гидрофильную поверхность слюды, носит более сложный характер: высота нанообразований на поверхности пленки увеличивается более чем в два раза, а в местах разрыва пленки их количество и высота уменьшается.

Работа выполнена за счет средств субсидии, выделенной в рамках государственной поддержки Казанского (Приволжского) федерального университета в целях повышения его конкурентоспособности среди ведущих мировых научнообразовательных центров.



Рисунок 2. АСМ-изображения поверхности пленок дипептида **VV**, нанесенных на ВОПГ (а) и слюду (в), до (а, в) и после насыщения парами пиридина (б) и этанола (г) соответственно.

- M. Zelzer, R.V. Ulijn // Chem. Soc. Rev. V. 39, 3351 (2010).
- X. Yan, P. Zhua, J. Li // Chem. Soc. Rev., V.39, 1877 (2010).
- L. Adler-Abramovich, N. Kol, I. Yanai et al. // Angew. Chem. Int. Ed., V. 49, 9939 (2010).
- W. Hamley // Angew. Chem. Int. Ed., V. 42, 1692 (2003).
- 5. P.A. Wright // Science, V. 329, 1025 (2010).
- M.A. Ziganshin, I.G. Efimova, V.V. Gorbatchuk et al. // J. Peptide Sci., V. 18, 209 (2012).
- D.M. Rampulla, N. Oncel, S.A. Malcolm et al. // Langmuir, V. 26, 16287 (2010).

Новые данные о структуре и свойствах моноатомных слоев индия на кремнии

А.В. Зотов^{1,2,3*}, Д.В. Грузнев^{1,2}, А.В. Матецкий^{1,2}, Л.В. Бондаренко^{1,2}, А.Ю. Тупчая¹, А.А. Саранин^{1,2}, J.P. Chou⁴, C.M. Wei⁴, Y.L. Wang⁴

1 Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, ул. Радио, 5, Владивосток, 690041.

2 Школа естественных наук, Дальневосточный федеральный университет, ул. Суханова, 8, Владивосток, 690950.

3 Кафедра электроники, Владивостокский государственный университет экономики и сервиса, ул. Гоголя, д. 41, Владивосток, 690600.

4 Institute of Atomic and Molecular Sciences, Academia Sinica, P.O. Box 23-166 Taipei, Taiwan.

*zotov@iacp.dvo.ru

Обнаружение сверхпроводящих свойств у моноатомных слоев индия на кремнии Si(111) стимулировало в последние годы их активное исследование, что привело к пересмотру устоявшихся представлений об их атомном строении. Это особенно касается реконструкций *hex*-√7×√3I-n и *rec*-√7×√3-ln, в которых наблюдается двумерная проводимость. На основе новых представлений нами были предложены новые структурные модели реконструкций 2×2-ln и √7×√7, первая из которых является промежуточной фазой на пути формирования реконструкции *hex*-√7×√3I-n, а вторая ее низкотемпературной модификацией.

Начало исследований моноатомных пленок In на поверхности кремния Si(111) (поверхностных реконструкций In/Si(111)) относится к 1964 году, когда во втором томе только что образовавшегося журнала "Surface Science" была опубликована статья [1] с результатами первого исследования этой системы методом дифракции медленных электронов. За прошедшие 50 лет она стала объектом многочисленных исследований, во многом благодаря тому, что в этой системе наблюдается обилие поверхностных реконструкций с различной структурой и свойствами. Это $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$, $\sqrt{31} \times \sqrt{31}$, два типа реконструкций с периодичностью $\sqrt{7} \times \sqrt{3}$, 4×1 , 2×2 и т.д [2]. Несмотря на колоссальный объем уже накопленной информации о системе In/Si(111), она продолжает привлекать значительной внимание исследователей. Более того, последние годы были отмечены рядом очень выразительных результатов, которые вызвали новый всплеск исследовательской активности в этой области. Один из таких результатов – это обнаружение сверхпроводящих свойств у реконструкций Si(111) $\sqrt{7} \times \sqrt{3}$ -In [3-6].

Следует заметить, что реконструкций Si(111) $\sqrt{7} \times \sqrt{3}$ -In две: одна, так называемая, квазигексагональная $hex \cdot \sqrt{7} \times \sqrt{3}$, а другая квазипрямоугольная $rec \cdot \sqrt{7} \times \sqrt{3}$, которые получили свои наименования в соответствие с тем, как они выглядят на СТМ-изображениях [2]. На основе этих СТМ-изображений долгое время считалось, что реконструкция $hex \cdot \sqrt{7} \times \sqrt{3}$ содержит 1,0 МС (монослой, 7,8×10¹⁴ см⁻²) In, а $rec \cdot \sqrt{7} \times \sqrt{3}$ 1,2 МС In. Поэтому обнаружение сверхпроводящих свойств у реконструкции $rec \cdot \sqrt{7} \times \sqrt{3}$ трактовалось как первое наблюдение сверхпроводимости в металлической пленке моноатомной толщины [3]. Примечательно было и то, что температура сверхпроводящего перехода в гес- $\sqrt{7} \times \sqrt{3}$ оказалась около 3 К, что очень близко к величине для массивного индия.

Эти результаты привлекли внимание к реконструкциям Si(111) $\sqrt{7} \times \sqrt{3}$ -In, в частности, заставили более внимательно рассмотреть их атомную структуру. В результате такого анализа было установлено, что в действительности *hex*- $\sqrt{7} \times \sqrt{3}$ содержит 1,2 MC In, а *rec*- $\sqrt{7} \times \sqrt{3}$ 2,4 MC In, причем последняя реконструкция является двухслойной и содержит два моноатомных слоя индия [7, 8]. Таким образом, и ее сверхпроводящие свойства относятся не к одиночному, а двойному атомному слою индия. Впрочем, сверхпроводимость была обнаружена и в однослойной реконструкции *hex*- $\sqrt{7} \times \sqrt{3}$, но в ней переход в сверхпроводящее состояние наблюдается уже при более низкой температуре (~2,4 K) [5].

Новые сведения о структуре реконструкций Si(111) $\sqrt{7} \times \sqrt{3}$ -In стимулировали ревизию и других, близких к ним, реконструкций, в частности реконструкции Si(111)2×2-In. Эта реконструкция является промежуточной на пути формирования реконструкции *hex*- $\sqrt{7} \times \sqrt{3}$ в ходе осаждения In на поверхность Si(111) $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -In, содержащую 1/3 MC In, при комнатной температуре. Ранее предполагалось, что Si(111)2×2-In содержит 3/4 MC In (т.к. считалось, что 1 MC In – это покрытие In в *hex*- $\sqrt{7} \times \sqrt{3}$). Построить удовлетворительную структурную мо-

дель реконструкции 2×2 с 3/4 МС In не удавалось. Новые полученные данные допускают, что реконструкция 2×2 может содержать 1,0 МС In. Используя расчеты из первых принципов, нами была построена модель атомной структуры реконструкции 2×2 [9], которая хорошо согласуется с данными сканирующей туннельной микроскопии и фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением. Согласно этой модели, реконструкция содержит 1.0 MC In, то есть 4 атома In на элементарную ячейку 2×2, из которых три атома занимают положения Т₄ и образуют тример, а четвертый атом располагается в положении Т₁ (рисунок 1, левая панель). Независимо от нас, аналогичная модель была предложена теоретиками из Pohang University of Science and Technology [10].



Рисунок 1. Модели атомной структуры реконструкций Si(111)2×2-In и Si(111)√7×√7-In.

Следующая интересная проблема, обусловленная новыми представлениями о составе реконструкций In/Si(111), относится к открытому нами ранее обратимому переходу от структуры $hex \cdot \sqrt{7} \times \sqrt{3}$ к гексагональной структуре $\sqrt{7} \times \sqrt{7}$ при температуре около 250 К [11]. Особой чертой этого перехода является то, что низкотемпературная структура $\sqrt{7} \times \sqrt{7}$ не может содержать точно 1,2 МС In при целом числе атомов индия в элементарной ячейке. Интерес к ее атомной структуре обусловлен еще и тем, что, рассматривая сверхпроводимость фазы $hex \cdot \sqrt{7} \times \sqrt{3}$, нужно иметь в виду, что ее исходная структура не сохраняется при охлаждении образца.

Эксперименты показали, что структура $\sqrt{7} \times \sqrt{7}$ содержит менее, чем 1,2 MC, а именно 8 атомов индия на элементарную ячейку $\sqrt{7} \times \sqrt{7}$, то есть ~1,14 MC In. Используя этот результат, была построена структурная модель структуры $\sqrt{7} \times \sqrt{7}$ (рисунок 1, правая панель), которая разумно согласуется с данными сканирующей туннельной микроскопии и фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением. Примечательно, что основным структурным элементом для фаз 2×2 и $\sqrt{7} \times \sqrt{7}$ служит одна и та же атомная конструкция, состоящая из атома In в положении T₁, окруженного тримерами, в которых атомы In занимают положения T₄.

- J.J. Lander and J. Morrison // Surface Science, V. 2, 553 (1964).
- J. Kraft, M.G. Ramsey and F.P. Netzer // Physical Review B, V. 55, 5384 (1997).
- T. Zhang, P. Cheng, W.J. Li et al. // Nature Physics, V. 6, 104 (2010).
- T. Uchihashi, P. Mishra, M. Aono et al. // Physical Review Letters, V. 107, 207001 (2011).
- M. Yamada, T. Hirahara and S. Hasegawa // Physical Review Letters, V. 110, 237001 (2013).
- S. Yoshizawa, H. Kim, T. Kawakami et al. // Physical Review Letters, V. 113, 247004 (2014).
- J.W. Park and M.H. Kang // Physical Review Letters, V. 109, 166102 (2012).
- K. Uchida and A. Oshiyama // Physical Review B, V. 87, 165433 (2013).
- J.P. Chou, C.M. Wei, Y.L. Wang et al. // Physical Review B, V. 89, 155310 (2014).
- S.G. Kwon and M.H. Kang // Physical Review B, V. 89, 165304 (2014).
- A.A. Saranin, A.V. Zotov, M. Kishida et al. // Physical Review B, V. 74, 035436 (2006).

Образование скелетных форм нанокристаллов карбида титана при MOCVD-осаждении покрытий TiC на поверхность МУНТ

Б.С. Каверин^{1*}, К.В. Кремлев¹, А.М. Объедков¹, Н.М. Семенов¹, С.Ю. Кетков¹, Л.Б. Каверина¹, С.А. Гусев², Д.А. Татарский², П.А. Юнин²

1 Институт металлоорганической химии РАН, ул. Тропинина, 49, Нижний Новгород, 603950. 2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. kaverin@iomc.ras.ru

Установлены морфологические особенности роста скелетных форм нанокристаллов TiC.

Впервые методом осаждения металлоорганических соединений из газовой фазы получен новый гибридный материал TiC@MУHT. TiC в условиях эксперимента может осаждаться как в виде сплошного покрытия, так и в виде скелетных нанокристаллов. Образцы гибридных материалов исследованы с использованием различных физико-химических методов анализа.

Введение

Гибридные материалы на основе многостенных углеродных нанотрубок (МУНТ) с нанесенными на их поверхность металлосодержащими покрытиями или наночастицами различной, в том числе и скелетной, морфологии являются перспективными материалами для создания новых каталитических систем, сенсорных устройств, композиционных адгезивов.

Скелетные формы монокристаллов давно известны в минералогии. Для описания скелетных кристаллов микронного размера, имеющих огранку и собранных из блоков нанометрового размера, подобно тому как истинный кристалл собирается из атомов или молекул, в работе [1] авторами был предложен термин *мезокристалл*. Для случая когда строительной единицей является «наностержень» или «нанопроволока», применяют термин *нанопроволочный мезокристалл* [2]. Мезокристаллы выращивают различными методами, например из раствора в присутствии ПАВ или методом гидротермального синтеза на подложку из оксида графена [2]. Нами впервые выращены мезокристаллы карбида титана TiC методом химического осаждения из паровой фазы металлоорганических соединений (MOCVD-метод) на поверхности МУНТ.

Синтез и исследование гибридных материалов TiC@MУНТ

Методика синтеза исходных МУНТ приведена в работе [3]. Осаждение ТіС на МУНТ проводилось методом МОСVD в вакууме из паров Cp_2TiCl_2 . Условия, при которых образуются мезокристаллы, следующие: температура испарителя 160°С, температура осаждения 910°С. Исследование гибридного материала было выполнено методами РЭМ, ПЭМ, ПЭМВР, РФА. Установлено, что полученный нами гибридный материал содержит две кристаллических фазы: МУНТ и стехиометрический карбид титана. Мезокристаллы содержат чистый ТіС (рис.1).



Рисунок 1. а) Мезокристаллы TiC на поверхности МУНТ. б) Электронограмма образца TiC. в) Расшифровка электронограммы образца TiC. В качестве эталона использован Al.

Показано, что при условиях эксперимента образуется несколько различных морфологических форм карбида титана: сплошное покрытие с толщиной от нескольких моноатомных слоев до нескольких нанометров; вискеры с длиной до нескольких микрон; скелетные нано- и микрокристаллы (мезокристаллы) карбида титана. Строительной единицей для мезокристаллов TiC в данном случае служат наностержни и нанодендриты. В отличие от вискеров, которые растут по направлению [100], боковые ветви дендритов растут как по направлению [100], так и по направлению [111] (рис.2). Имеются дендриты, содержащие внутри «ствола» МУНТ, покрытую ТіС, и ветви, выросшие на наплывах, формирующихся на её боковой поверхности. Размер таких скелетных кристаллов достигает нескольких микрон. Имеются, однако, скелетные кристаллы размером менее микрона. Длина элементов, формирующих дендриты, менее 300 нм, а поперечное сечение порядка 2-3 нм, и они не содержат МУНТ. Для мезокристаллов размером более 10 мкм наблюдается хорошо различимая огранка, на которой представлены как грани куба, так и грани октаэдра и ромбододекаэдра (рис.2 в).



Рисунок 2. а) МУНТ с покрытием и приросшим дендритом TiC. б) Микродифракция от выделенного участка. Сплошные кольца соответствуют эталону в виде тонкой пленки AI. Рефлексы соответствуют дендриту TiC, ось которого совпадает с направлением (111). Рефлексы в виде дужек соответствуют дифракции от стенок МУНТ. в) Мезокристалл с хорошо выраженной огранкой.

Заключение

а

Впервые с использованием MOCVD-технологии получен и исследован с помощью РЭМ и ПЭМ новый гибридный материал TiC@MУHT. Установлено, что в зависимости от времени осаждения и, соответственно, отношения массы покрытия к массе МУНТ образуется сначала сплошное покрытие на поверхности МУНТ, потом формируются дендриты, а затем мезокристаллы размером от одного до десятков микрон.

Работа выполнена в рамках проекта 14-13-00832, поддержанного Российским научным фондом.

- Colfen H., Mann S. // Angew. Chem., Int. Ed. 2003, 42, 2350-2365.
- Deng S.Z., Tjoa V., Fan H.M., et al. // J. Am. Chem. Soc. 2012, 134, 4905–17.
- А.М. Объедков, Б.С. Каверин, В.А. Егоров и др. // Письма о материалах, 2012, Т.2, Вып.3, С. 152-156.

Исследование размеров магнитных доменов ферромагнитных пленок в нанометровом масштабе с помощью магнитно-силовой микроскопии

А.М. Козьмин^{1*}, Н.А. Дюжев¹, М.Ю. Чиненков^{1,2}

1 Национальный исследовательский университет «МИЭТ», Москва, Зеленоград, проезд 4806, д. 5, 124498. 2 ООО «СПИНТЕК», Москва, Зеленоград, проезд 4806, д. 5, стр. 23, 124498. *nodanceak@mail.ru

Разработана и опробована технология получения острых зондов кантилеверов для атомно-силовой микроскопии, покрытых тонкой плёнкой магнитного материала. Проведены эксперименты по обнаружению магнитных доменов с помощью изготовленных зондов на образцах жесткого диска с высокой плотностью записи и тонких плёнках пермаллоя. Результаты экспериментов показали высокое разрешение магнитно-силовой методики, позволяющее получить магнитное изображение доменных стенок высокой чёткости.

Введение

Несмотря на широкие возможности применения атомно-силовой микроскопии для исследования наноразмерных магнитных доменных структур различных материалов, на сегодняшний момент большая часть исследований проводится в линейных размерах, значительно превышающих нанометровый диапазон. Прежде всего, это связано с технологическими особенностями современных АСМ и специализированных кантилеверов, покрытых магнитным материалом с заданными характеристиками. Для того чтобы добиться наиболее качественного результата при исследовании тонких плёнок ферромагнитных структур, было предложено изготовить низкокоэрцитивные кантилеверы с радиусом закругления зонда не хуже 20 нм и протестировать их на образцах современного уровня - жестком диске высокой плотности и образце тонкой плёнки пермаллоя.

Получение МСМ-кантилеверов

Магнитные тонкопленочные кантилеверы, исследованные в данной работе, представляют собой стандартные кремниевые кантилеверы, покрытые тонкой (5-10 нм) пленкой кобальт-хромового сплава. МСМ-кантилеверы были изготовлены путем медленного магнетронного нанесения магнитного сплава на кремниевый кантилевер с иглой конической формы, размер острия которой лежит в интервале 10-20 нм. Для дополнительной защиты от коррозии и деградации магнитных свойств часть кантилеверов была покрыта тонкой (6 нм) плёнкой Al₂O₃.



Рисунок 1. РЭМ-изображение изготовленного кантилевера, покрытого тонкой плёнкой магнитного вещества.

МСМ-исследования доменных структур с высоким разрешением

Принципиальная возможность изучения структур доменных стенок тонких плёнок ферромагнетиков под воздействием внешнего магнитного поля была продемонстрирована в работе [1]. Попытка объяснения намагниченности тонкоплёночных островковых структур на основе FeNi продемонстрирована в работе [2]. С помощью полученных кантилеверов последовательно были проведены следующие исследования: визуализация намагниченности разных областей коммерческого жесткого диска высокой плотности записи (300 Гб) и изучение доменной структуры тонкой плёнки пермаллоя, полученной методом магнетронного напыления из мишени пермаллоя (20% Fe, 80% Ni). Оба исследования проводились на сканирующем зондовом микроскопе SMART-SPM (AIST-NT, Зеленоград).

В первом исследовании образец, состоящий из части жесткого диска, был просканирован на ACM методом двухпроходной полуконтактной магнитносиловой методики. Амплитуда колебания кантилевера составляла около 17 нм. Высота второго прохода составляла 30 нм. Измерения проводились при нормальных условиях. В результате были получены магнитные изображения доменов жесткого диска в области с записанной информацией (Рисунок 2). Было установлено, что для данного образца минимально различимые перепады магнитных полей доменных структур составили, в латеральном разрешении, около 28 нм.



Рисунок 2. МСМ-изображение магнитных доменов жесткого диска. Размер изображения 1х1 мкм, белая риска на изображении показывает зазор между намагниченными участками поверхности, 28 нм.

Во втором исследовании тем же самым кантилевером были получены несколько магнитных изображений самоорганизующихся доменных структур на поверхности тонкой плёнки пермаллоя. Условия проведения эксперимента и состояние окружающей среды оставались теми же самыми, что и при исследовании жесткого диска. В результате были получены изображения структур доменных стенок плёнки, наиболее характерное из них представлено на рисунке 3, а.



Рисунок 3. Доменная стенка участка плёнки пермаллоя. а) МСМ-изображение исследуемого участка, размер 300х300 нм, б) Срез по установленным на изображении сверху маркерам. Толщина доменной стенки составляет около 10 нм.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014-2020 годы» ГК № 14.578.21.0001. Уникальный идентификатор соглашения RFMEFI57814X0001.

- A.G. Temiryazev, S.A. Saunin, V.E. Sizov et al. // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, Vol. 78, No. 1, pp. 49-52 (2014).
- A. P. Boltaev, F. A. Pudonin, and I. A. Sherstnev // Applied Physics Letters, Vol. 102, Iss. 14 (2013).

Микроволновый импеданс туннельного контакта в теории ближнепольного микроскопа атомарного разрешения

С.А. Королёв^{*}, А.Н. Резник

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. *pesh@ipmras.ru

Построена теория микроволнового ближнепольного микроскопа, работающего в режиме туннельного пробоя между зондом и проводящим образцом. В рамках теории рассчитывается импеданс взаимодействия зонда с образцом, который включает в себя импеданс туннельного контакта *Z*_t, формируемый каналом протекания туннельного тока. Изучены некоторые свойства импеданса *Z*_t, который определен при помощи развитой теории по экспериментальным данным работы [2].

Введение

Микроволновый ближнепольный микроскоп (МБМ) позволяет с субмикронным разрешением тестировать материалы и приборные структуры в диапазоне частот 1–10 ГГц, наиболее интересном для микро- и наноэлектроники [1]. В работе [2] достигнута рекордная атомарная разрешающая способность МБМ (~0.2–0.3 нм) за счет реализации режима туннельного пробоя между зондом и проводящим образцом. В данной работе построена электродинамическая модель туннельного МБМ (ТМБМ). При помощи развитой теории дана интерпретация экспериментальных данных [2] и исследованы некоторые свойства импеданса Z_t .

Метод расчёта

Рассматриваемый ТМБМ представляет собой коаксиальный $\lambda/4$ -резонатор, который моделируется двухпроводной линией, нагруженной импедансом Z_a , характеризующим взаимодействие зонда с образцом. Под влиянием образца изменяется величина Z_a , что приводит к сдвигу резонансной частоты f_r и падению добротности Q_L резонатора. Развитая теория включает стандартную методику расчета резонатора по его эквивалентной схеме и оригинальную методику вычисления импеданса Z_a для заданной диэлектрической проницаемости образца ε . В результате определяются информативные параметры ТМБМ – f_r и Q_L .

Импеданс Z_a включает две параллельных компоненты: Z_p характеризует канал тока смещения, Z_t – канал туннельного тока. Имеем $Z_a=(Z_p\cdot Z_t)/(Z_p+Z_t)$. Для расчета Z_p мы использовали антенную теорию

МБМ в её квазистатическом пределе [3]. В отличие от симметричной электродипольной антенны, рассмотренной в [3], в данной работе построена теория для зонда в виде несимметричной коаксиальной антенны. Предполагалось равномерное распределение плотности поверхностного заряда на торцах центрального проводника коаксиала (диск радиуса r_0) и его внешней оболочки (кольцо с внутренним радиусом R и толщиной скин-слоя в металле δ). Теория построена для образца с произвольным глубинным профилем проницаемости $\varepsilon(z)$. Для частного случая $\varepsilon(z)=\varepsilon=$ const (образец – однородное полупространство) импеданс Z_p равен

$$Z_{p} = -i60 \int_{0}^{\infty} dx \left[\frac{J_{1}(xr_{0}k_{0})}{xr_{0}k_{0}} \right]^{2} \sum_{n=1}^{3} I_{n}(xhk_{0}).$$
(1)

Здесь импеданс выражен в омах, $J_1(x) - \phi$ ункция Бесселя первого порядка, $k_0 = \omega/c$, ω – круговая частота микроволнового излучения, c – скорость света в вакууме, $I_1(x) = |1 + \Gamma_0 e^{-2x}|$, $I_2(x) = (1 + |\Gamma_0|^2 e^{-2x})(1 - e^{-2x})$, $I_3(x) = (\varepsilon^*/|\varepsilon|^2)|A|^2 e^{-2x}$, $\Gamma_0 = (1 - \varepsilon)/(1 + \varepsilon)$, $A = (2\varepsilon)/(1 + \varepsilon)$, h – расстояние между зондом и образцом. В формуле (1) мы пренебрегли малой поправкой, связанной с зарядом на внешнем кольце коаксиальной антенны. Таким образом, зонд ТМБМ, как излучатель ближнего электромагнитного поля, представляет собой монопольную антенну.

Результаты и обсуждение

Выполненные в [2] измерения параметров МБМ f_r и Q_L в режиме протекания туннельного тока позволили нам определить импеданс туннельного контакта Z_t , используя расчет импеданса Z_p по формуле (1) и вышеупомянутую модель резонатора. Цель

этих расчетов заключалась в интерпретации результатов измерений и исследовании свойств импеданса Z_t.

На рис.1 представлены результаты измерений и расчетов зависимостей $\Delta f_r(z)=f_r(z)-f_r(0)$ (координата *z* отсчитывается от минимальной высоты между зондом и образцом: *z=h-h_{min}*). Очень хорошее соответствие измерений и расчетов получено, если микроволновое сопротивление $R_t=\mathbf{Re}Z_t$ в интервале $0 \le z \le 6.5$ нм аппроксимировать функцией:

$$R_t(z) = R_0 \Big[1 + (z/z_0)^{\alpha} \Big], \tag{2}$$

где R₀=7.7·10⁵ Ом, z₀=0.66 нм, a=1.31. Сопротивление туннельного контакта R_t^{dc} , измеренное на постоянном токе, также описывается функцией (2) с параметрами $R_0=11.6\cdot10^6$ Ом, $z_0=0.88$ нм, $\alpha=1.31$. При z > 8 нм $R_t \rightarrow \infty$ и взаимодействие между зондом и образцом описывается только емкостной связью, которая характеризуется импедансом $Z_p = i X_p$, где $X_p < 0$. Обратим внимание на сильное отличие параметров R_0 и z_0 для R_t и R_t^{dc} при качественно идентичном характере соответствующей зависимости от координаты z (2). Объяснение может быть связано с нелинейностью ВАХ туннельного контакта при достаточно большом напряжении (>1B). Укажем также на различие условий возбуждения туннельных dc и ac токов, поскольку микроволновое напряжение обусловлено взаимодействием зонда с наведенным в проводящем образце зарядом.



Рисунок 1. Зависимость параметров *∆f*_{*r*} и *Q*_{*L*} от высоты *z*. Значки – измерения [2], линии – результаты расчета.

В другой серии экспериментов [2] производилось сканирование поверхности образца при z = const. Наблюдалась квазипериодическая модуляция параметров R_t^{dc} , f_r , Q_L , связанная с атомной структурой вещества. Полученные изображения, очевидно, вызваны изменением микроволнового сопротивления R_t на атомных масштабах. Однако для интерпретации всей совокупности экспериментальных данных такое представление оказалось недостаточным. Адекватное объяснение стало возможным, если учесть индуктивную поправку к R_t , т.е. $Z_t = R_t (1+i\omega\tau)$. Хорошее согласие с экспериментальными данными получено при $\omega\tau\approx0.253$, т.е. в диапазоне 2.5 ГГц [2] имеем $\tau\approx10^{-11}$ с. На рис.2 приведены экспериментальное и расчетные значения амплитуд модуляции параметров ТМБМ. Обратим внимание на достаточно неожиданное явление – противофазную модуляцию параметров f_r и Q_L , которая получила объяснение в рамках развитой теории. Расчетные значения вариаций этих параметров (см. рис.2) оказались в хорошем согласии с измерениями [2].



Рисунок 2. Модуляция атомной структурой образца параметров ТМБМ: R_t^{dc} – измерения [2]; R_t , Δf_r , Q_L - наши расчеты.

В данной работе развита теория микроскопа нового типа – ТМБМ атомарного разрешения из [2]. Предложена методика расчета импеданса взаимодействия зонда с проводящим образцом. Канал протекания туннельного тока характеризован микроволновым импедансом Z_t . Теория позволила адекватно интерпретировать экспериментальные данные [2] и исследовать некоторые свойства импеданса Z_t . В частности, получена высотная зависимость сопротивления $R_t(z)$, параметры которой существенно отличаются от аналогичной зависимости сопротивления $R_t^{dc}(z)$ на постоянном токе. Найдена также индуктивная компонента импеданса Z_t .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект N15-02-04081.

- 1. A. Imtiaz, T. M. Wallis, P. Kabos // IEEE Microwave Magazine, V. 15, Issue 1, 52 (2014).
- J. Lee, C. J. Long, H. Yang et al. // Applied Physics Letters, V. 97, Issue 18, 183111 (2010).
- A. N. Reznik // Journal of Applied Physics, V. 115, № 8, 084501 (2014).

Атомные процессы, технологии и свойства полупроводниковых наноструктур

А.В. Латышев^{1,2}, Д.И. Рогило^{1,2}, С.В. Ситников, С.С. Косолобов^{1,2}, Л.И. Федина, Д.В. Щеглов, А.К. Гутаковский

1 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

2 Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090. *latyshev@isp.nsc.ru

Приводится обзор результатов по исследованию атомного строения поверхности, границ раздела и дефектов структуры в полупроводниковых материалах и развитию методов современной электронной и зондовой микроскопии для анализа и создания твердотельных систем пониженной размерности. Проведение исследований базируется на использовании комплекса методов, которые включают просвечивающую и высокоразрешающую аналитическую электронную микроскопию (ПЭМ, ВРЭМ), сверхвысоковакуумную отражательную электронную микроскопию (СВВ-ОЭМ), а также атомно-силовую микроскопию (АСМ) и электронную нанолитографию.

Введение

Создание твердотельных наносистем базируется на понимании фундаментальных атомных и электронных процессов как на поверхности и границах, так и в объеме этих систем. Следовательно, знание атомных процессов при синтезе новых материалов является ключевым моментом для контролируемого получения низкоразмерных систем.

Важным представляется рассмотрение структурного аспекта формирования низкоразмерных систем: контролируемое создание микроморфологии поверхности кристаллов-подложек, что необходимо для управления плотностью стоков для адатомов; определение механизмов формирования субмонослойных покрытий в процессах получения низкоразмерных эпитаксиальных структур; выяснение природы сверхструктурной реконструкции и ее роли в элементарных актах механизмов роста; определение принципиально новых возможностей создания квантово-размерных систем, примером которых могут служить «самоорганизующиеся» системы при создании квантовых точек.

В процессах формирования и эволюции наноразмерных полупроводниковых структур существенную роль играет диффузия атомов и реакции точечных дефектов на поверхности, границах раздела и внутри самих нанообъектов. Это обстоятельство требует изучения диффузионных процессов, происходящих при формировании наноструктурных объектов.

Атомные процессы, визуализированные *in situ*, не только проясняют физическую картину и механиз-

мы структурных трансформаций, но и открывают возможности практического создания принципиально новых нанообъектов по принципу «снизувверх» на основе эффектов самоорганизации. В этих условиях роль таких фундаментальных процессов как массоперенос и движение ступеней на поверхности, генерация дефектов в объеме, структурное и композиционное упорядочение становится преобладающим и требует изучения. Фундаментальные свойства носителей заряда и квантовый транспорт в наносистемах становятся зависящими не только от размерности, но и реальной структуры материала, связанной с технологией изготовления. Для разработки перспективных элементов наноэлектроники необходимо наличие замкнутого полного цикла «изготовление - характеризация», который позволит оперативно находить оптимальные технологические решения для создания твердотельных приборов нового поколения.

Атомная структура полупроводниковых низкоразмерных гетеросистем

Исследование закономерностей формирования атомной структуры пленок, границ раздела и дефектов структуры проводилось методом высокоразрешающей аналитической электронной микроскопии, реализованным на электронных микроскопах TITAN 80-300, JEOL - 2200FS и JEOL -4000EX. Аналитический высокоразрешающий электронный микроскоп TITAN 80-300 (FEI) с корректором аберраций объектива и приставками для локального химического анализа (EDX и EELS) и

томографии имеет разрешающую способность по точкам в режиме ВРЭМ 0,08 нм, в сканирующем режиме (STEM) - 0,13 нм. Аналитический высокоразрешающий электронный микроскоп JEM-2200FS (JEOL) с корректором аберраций осветительной системы и приставками для локального химического анализа (EDX и EELS) характеризуется разрешением по точкам в режиме ВРЭМ -0,19 нм, в сканирующем режиме (STEM) - 0,10 нм. Просвечивающий электронный микроскоп с ускоряющим напряжением 400кВ JEM - 4000EX (JEOL), оснащенный объективной линзой сверхвысокого разрешения, позволяет получать разрешение по точкам 0,17 нм, по линиям- 0,1 нм.

Современные аналитические высокоразрешающие электронные микроскопы позволяют не только исследовать атомное строение изучаемого объекта, но и проводить одновременно локальный химический анализ с получением карт распределения того ли иного химического элемента по объему анализируемого материала с пространственным разрешением на уровне единиц нанометров.

С помощью ВРЭМ исследованы поперечные срезы гетеросистем Si-Ge-Ge_xSi_{1-x}, выращенных методом МЛЭ на подложках кремния (001). Определены условия формирования напряженных слоев твердых растворов Ge_xSi_{1-x} с атомно-гладкой поверхностью. Осаждение германия на поверхность таких слоев приводит к формированию псевдоморфных модулированных по толщине тонких слоев Ge.

С помощью высокоразрешающей электронной микроскопии исследована структура пленок GaAs, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках Si, отклоненных от плоскости (001) на 6° в направлении [110]. Цифровая обработка таких изображений методом геометрической фазы позволяет извлечь количественную информацию о кристаллическом строении материала: межплоскостные расстояния, деформации, места нарушений кристаллической структуры и т. п.

Методом моделирования теоретических ВРЭМизображений показано, что размер кристаллов, определяемый по ВРЭМ-изображениям, соответствует их реальному размеру только при соизмеримых толщинах кристалла и аморфной матрицы. Важным моментом при ВРЭМ-исследованиях является использование методики цифровой обработки ВРЭМ-изображений для визуализации и количественного анализа ультрамалых (~ 10⁻⁴) дилатаций и деформаций кристаллической решетки в изучаемых объектах. Роль этих дилатаций в морфологической и структурной неустойчивости напряженных низкоразмерных гетероструктур изучена еще достаточно слабо. Однако недавнее обнаружение сложного композиционного упорядочения структуры квантовых точек (в двух пересекающихся системах плоскостей {111}) открывает возможности для использования эффектов самоорганизации при создании необычных нанообъектов.

Высокоразрешающая электронная микроскопия позволяет напрямую визуализировать атомное строение исследуемого объекта, в том числе локальные поля искажений кристаллической решетки вблизи дефектов и границ раздела. Это связано с тем, что контраст на ВРЭМ-изображении зависит от многих факторов: однородность толщины и химического состава исследуемого объекта, наличие разупорядоченных поверхностных слоев, возникающих при препарировании объектов для ВРЭМметодами ионного утонения, условий наблюдения (дефокусировка, расходимость электронного пучка, наклон образца и т.п.). Поэтому ВРЭМ является идеальным методом для измерения локальных вариаций параметров решетки, в частности для построения локальных полей деформаций с разрешением лучше чем 1 нм.

С помощью методов просвечивающей и высокоразрешающей электронной микроскопии изучены структурные особенности твердотельных систем с квантовыми точками с целью установления корреляционных зависимостей между условиями получения, структурой, электрофизическими и оптическими свойствами этих точек.

Атомные процессы на поверхности кремния

Представлены результаты исследований структурных процессов, протекающих на поверхности кремния при сублимации, адсорбции, гомо- и гетероэпитаксиальном росте, термическом отжиге и газовых реакциях, полученные с помощью разработанного в ИФП СО РАН диагностического метода – *in situ* сверхвысоковакуумной отражательной электронной микроскопии.

С помощью этого метода получен ряд принципиально новых результатов: открытие существования эффективного заряда адатомов на поверхности

кремния; обратимый эффект трансформации системы моноатомных ступеней в эшелоны, инициированный электрическим током, нагревающим исследуемый кристалл; попарное объединение ступеней под действием постоянного электрического тока на поверхности кремния (001); смещение атомных ступеней при поверхностном сверхструктурном переходе; эффект кластерирования (группирования) ступеней при поверхностной реконструкции; формирование анти-эшелонов; аномально высокая плотность адатомов на поверхности кремния (111); формирование экстра больших террас (атомарное зеркало); определен ряд количественных параметров (коэффициенты диффузии адатомов и вакансий, энергии активаций, коэффициент линейного натяжения ступени, барьер Швебеля и т. д.); эффект упорядочения нанокластеров золота на эшелонах ступеней; визуализированы процессы взаимодействия чистой поверхности кремния с кислородом, и т. д.

Методом in situ сверхвысоковакуумной отражательной электронной микроскопии (СВВ ОЭМ) исследован процесс роста кремния на Si(111) - (7×7) в диапазоне температур 600-830°С. Предварительно на поверхности кремния была сформирована система ступеней, разделённых эшелонов широкими террасами с размерами Win~ 1,8÷10мкм. Рост кремния на широких террасах сопровождается формированием пирамидальных структур, состоящих из двумерных слоёв, растущих за счёт движения зигзагообразных ступеней моноатомных при доминирующем встраивании адатомов в нисходящие ступени. Когда ширина наивысшего слоя достигает критического значения λ, на нём происходит зарождение двумерных островков. При T>720°C атомные ступени становятся гладкими.

В экспериментах измерялась зависимость λ от температуры подложки *T* и скорости осаждения кремния *R*. Все зависимости $\lambda^2(R) \sim R^{\chi}$ при $W_{in} > 2$ мкм, вплоть до T = 720°C, характеризуются $\chi > 1$ и соответствуют кинетике роста, лимитированной встраиванием адатомов в ступени (AL). Однако при $W_{in} = 1,8$ мкм зависимость $\lambda^2(R)$ изменятся ($\chi < 1$) от характерной для AL-кинетики и становится соответствующей диффузионному режиму (DL). Это противоречие, возникающее при малой W_{in} , обусловлено проявлением стока адатомов в удаленные ступени эшелона, так называем явлении прозрачности ступеней, которое нами впервые зафиксировано экспериментально. Показано, что при достижении $T \approx 720^{\circ}$ C резко изменяется активационная зависимость $\lambda^2(T)$. Это свидетельствует о смене кинетики роста с AL при T < 720°С ($E_{2D} = 2,4$ эВ) на DL при T > 720°С $(E_{2D} = 0.5 \text{ эB})$. На основе полученных данных и современных теоретических представлений процесса роста проведена оценка величины барьера Швёбеля $E_{ES} = 0.9$ эВ и размера критического зародыша *i*, который увеличивается от *i*= 6-7 атомов при $T = 650^{\circ}$ С до 7÷10 атомов при $T = 700^{\circ}$ С. Тот факт, что рост кремния в AL-режиме сопровождается образованием двумерных островков с треугольной огранкой и движением зигзагообразных моноатомных ступеней однозначно указывает на то, что встраивание адатомов в ступень при $T < 720^{\circ}$ С лимитируется образованием двойного кинка на прямолинейных участках с ориентацией типа [112], который в условиях (7×7) реконструкции имеет размер сверхструктурной полуячейки.

На поверхности кремния методами *in situ* CBB OЭM и *ex situ* атомно-силовой микроскопии изучалось распределение ступеней внутри эшелонов, формирующихся вследствие электромиграции адатомов кремния при нагреве образца пропусканием постоянного электрического тока. Взаимодействие близко расположенных ступеней, препятствующее образованию макроступеней и фасеток, определяет среднее расстояние между ступенями в зависимости от их количества. Исследования проводились с использованием разработанного держателя в геометрии плоского капилляра, где была осуществлена возможность реализации эшелонирования ступеней в условиях сублимации, гомоэпитаксиального роста и квазиравновесия на поверхности кремния (111).

Проведено исследование методом *in situ* CBB OЭM кинетики роста отрицательных островков на поверхности Si(111) при травлении поверхности молекулярным кислородом. Температура поверхности образца в эксперименте изменялась в пределах 1000-1300°С. При данных температурах кислород, взаимодействуя с атомами поверхности, формирует летучее соединение SiO, в результате на террасах образуются вакансии, которые двигаются по поверхности и участвуют в массопереносе. Разработана теоретическая модель, основанная на классической теории зарождения островков и теории диффузии вакансий по террасе. Данная модель предсказывает степенную зависимость квадрата критического размера террасы от частоты зарожде-

ния островков. Обнаружено изменение степенного показателя х при температуре 1180°С с 0,95 до 1,15 при повышении температуры. Из теории следует, что при температурах T > 1180°C кинетика зарождения островков определяется процессом взаимодействия вакансий со ступенью с энергией встраиотрыва вакансии вания И от ступени E_{AD} =1.5±0.15 эВ. При $T < 1180^{\circ}$ С разработанная теория не описывает экспериментальные данные, что связано с необходимостью учета адатомов в диффузионных уравнениях при низких температурах и их взаимодействия с вакансиями.

Установлено влияние направления нагревающего образец постоянного электрического тока на форму двумерных отрицательных островков при дополнительном осаждении кремния в процессе сублимации. Обнаружены обратимые изменения формы двумерных островков при изменении направления нагревающего электрического тока, что объясняется влиянием электромиграции на диффузию адатомов по поверхности. Показано, что в системе сублимационных концентрических моноатомных ступеней, созданных на криволинейной поверхности, центр зарождения нового двумерного отрицательного островка на центральной террасе смещается в зависимости от направления нагревающего постоянного электрического тока.

Технологии и свойства наноструктур

На основе знаний об элементарных структурных процессах на поверхности кристалла посредством управления распределением моноатомных ступеней по поверхности монокристалла кремния были разработаны и созданы комплекты высокоточных мер вертикальных размеров в диапазоне 0,31–31 нм с погрешностью во всем интервале измерений менее 0,05 нм. Разработанный комплект высокоточных мер вертикальных размеров «СТЕПП-ИФП-1» (комплект) после проведения государственных испытаний внесен в государственный реестр средств измерений, как тип средства измерений № 48115-11 (Приказ Росстандарта № 6290 от 31.10.2011 г.).

На основании полученных экспериментальных результатов по исследованию кинетики движения атомных ступеней при сублимации и высокотемпературном эпитаксиальном росте разработан способ создания на поверхности кремния (111) атомно-гладких террас размерами до 200 мкм. Показано, что естественный оксид на поверхности Si(111) с моноатомными ступенями полностью (с точностью лучше 0,001 нм) реплицирует рельеф поверхности кремния. По данным высокоразрешающей электронной микроскопии поперечных срезов гетероструктуры Ti-SiO₂-Si(111) высота ступеней на гетерограницах SiO₂-Si(111) и SiO₂-Ti является одинаковой и, с точностью 0,3%, соответствует межплоскостному расстоянию для плоскостей (111) в объемном кремнии - 0,314 нм.

Совместно с КТИ НП СО РАН реализовано улучшение технических характеристик интерферометрического программно-аппаратного комплекса, ориентированного на исследование рельефа поверхностей твердых тел с нанометровым разрешением за счет использования в опорном плече интерферометра белого света зеркала с атомногладкой поверхностью, созданного по уникальной сверхвысоковакуумной нанотехнологии, что позволило достичь пикометрового разрешения при исследовании высоты нанорельефа.

Представлен обзор результатов развития нанотехнологий по типу top-down посредством использования электронной и ионной литографии для создания полупроводниковых наноструктур. Разработаны методики использования различных электронных резистов и особенностей экспонирования электронным пучком для создания наноструктур и варьирования их геометрических форм и размеров. С помощью метода растровой электронной микроскопии с системой фокусированных ионных пучков были разработаны подходы и оптимизированы параметры (ускоряющее напряжение, ток ионного пучка, время экспозиции), позволяющие проводить локальную модификацию гетероструктур с высокой разрешающей способностью, которая определяется малыми размерами пучка ионов галлия, приближающимся к 10 нм. Сообщается о разработке методики литографии с использованием проводящего зонда атомно-силового микроскопа для проведения литографии с минимальными размерами 50 и менее нанометров

Работа выполнена при поддержке РНФ проект №14-22-00143.

- D.I.Rogilo et al. // Physical Review Letters, V.111, 036105 (2013).
- S.V.Sitnikov et al. // Surface Science, (2015) in press.
- L.I.Fedina et al. // Microsc Microanal, V. 19, №5, 38 (2013).

Рентгеновский интерферометр на основе двух параллельных микрозеркал

М. Любомирский^{1*}, И. Снигирёва¹, В. Юнкин², С. Кузнецов² и А. Снигирёв^{1,3}

1 ESRF, Grenoble, France. 2 ИПТМ РАН, Черноголовка, Россия. 3 БФУ им. Канта, Калининград, Россия. *mikhail.lyubomirskiy@esrf.fr

В настоящей работе представлены исследования оптических свойств рентгеновского интерферометра нового типа, который содержит два параллельных канала, изготовленных в монокристалле кремния с помощью технологий микроэлектромеханики. Отражение рентгеновского излучения происходит от боковых стенок каналов. Такая организация отражающих поверхностей позволяет располагать их близко друг к другу и является эквивалентной схеме интерферометра Юнга. Исследование проведены на испытательном стенде микро-оптики станции ID6 Европейского Центра Синхротронного Излучения (ESRF).

Введение

Появление источников жёсткого рентгеновского излучения с высокой степенью пространственной когерентности - синхротронов третьего поколения и лазеров на свободных электронах - позволило реализовать различные схемы интерферометрии, широко применяемые в видимом диапазоне излучения [1-4]. Особое место здесь занимают схемы на основе зеркал Френеля [5, 6]. Существенное уменьшение проекции длины зеркал за счет малых скользящих углов делает эту схему эквивалентной интерферометру Юнга с очень тонкими щелями. Однако эти схемы имеют существенные недостатки: ограниченный диапазон зазоров между зеркалами и сложность их юстировки в пучке.

Современные технологии микроэлектромеханики (MEMS) позволяют создавать в пластине кремния глубокие структуры с вертикальными боковыми стенками [7, 8] а достигаемое качество поверхности позволяет наблюдать отражение рентгеновского излучения.

В настоящей работе мы предлагаем новый тип зеркального интерферометра, отражающие поверхности которого расположены одна над другой, что имеет ряд преимуществ по сравнению с другими схемами.

Описание интерферометра

Интерферометр состоит из двух параллельных каналов, протравленных в кристалле кремния, разделенных промежутком из материала (10 микрон). Длина каналов составляет 20 миллиметров, ширина - 10 микрон и глубина - около 70 микрон. Отражение рентгеновского излучения происходит от их нижних или верхних боковых стенок (зеркал), расположенных на расстоянии 20 микрон друг от друга. Интерферометр изготовлен с помощью современных методов микроструктурирования пластин кремния с использованием электронно-лучевой литографии и глубокого анизотропного плазменного травления [7, 8]. Изображение интерферометра, снятое посредством растрового электронного микроскопа (РЭМ), представлено на рисунке 1.



Рисунок 1. РЭМ-изображение зеркального интерферометра.

Описание эксперимента и результаты

Исследования оптических свойств интерферометра проводилось на станции ID06 ESRF. Интерферометр помещался в рентгеновский пучок таким образом, чтобы боковые стенки каналов находились друг над другом, а рентгеновское излучение проходило через каналы вдоль кристалла. Эскиз экспериментальной схемы представлен на рисунке 2.



Рисунок 2. Экспериментальная схема наблюдения интерференционной картины, сформированной зеркальным интерферометром.

Интерферометр был помещен на дистанции $L_1 = 56$ метров от источника, энергия излучения составляла 12 кэВ. Съёмка интерференционных картин осуществлялась при различных скользящих углах падения рентгеновского излучения α , которые достигались путём поворота интерферометра.



Рисунок 3. Сечение интерференционных картин, при двух углах падения рентгеновского излучения: 0.004°(вверху), 0.007°(внизу).

На рисунке 3 представлены сечения интерференционных картин на дистанции $L_2=1.5$ метра (ближнее поле) при двух углах падения излучения на поверхность зеркал. При большем угле падения излучения наблюдается уменьшение видности (V) интерференционных полос.

Увеличение угла падающего излучения приводит к уменьшению дифракционного уширения отражён-

ных пучков и степени их взаимного перекрытия в ближнем поле, что может являться причиной снижения контраста. При наблюдении интерференционной картины в дальнем поле дифрагированные пучки должны перекрываться полностью, а угол поворота интерферометра не должен влиять на интерференционный контраст.

Заключение

В настоящей работе предложен и изготовлен микроинтерферометр на основе двух параллельных зеркал для жёсткого рентгеновского излучения. Экспериментально показана возможность наблюдения интерференционной картины от отражённых зеркалами пучков. Зеркальные поверхности в интерферометре могут быть расположены с малым зазором относительно друг друга, что позволяет работать в условиях слабой пространственной когерентности, вплоть до использования его на лабораторных рентгеновских источниках.

Существенным достоинством использования планарной технологии является возможность создания интегральных рентгенооптических систем, объединяющих на одной пластине преломляющие линзы [8], линзовые [3, 4] и зеркальные интерферометры.

Авторы выражают благодарность техническому персоналу станции ID6: Карстену Детлефсу и Пьеру Ваттекаму.

- 1. W. Leitenberger, S. M. Kuznetsov, and A. Snigirev // Optics Communications, V 191 91-96 (2001).
- A. R. Lang, and A. P. W. Makepeace // Journal of Synchrotron Radiation, V. 6, 59-61 (1999).
- A. Snigirev, I. Snigireva, V. Kohn et all. // Physical Review Letters, V. 103, 064801 (2009).
- 4. A. Snigirev, I. Snigireva, M. Lyubomirskiy, et all. // Optics Express, V. 22, 25842-25852 (2014).
- K. Fezzaa, F. Comin, S. Marchesini et all. // Journal of X-ray Science and Technology, V. 7, 12-23 (1997).
- W. Leitenberger, and U. Pietsch // Journal of Synchrotron Radiation, V. 14, 196-203 (2007).
- V. Aristov, M. Grigoriev, S. Kuznetsov et all. // Applied Physics Letters, V. 77, 4058-4060 (2000).
- A. Snigirev, I. Snigireva, M. Grigoriev et all. // SPIE, V. 6705, 670506 (2007).

Атомная и электронная структура Со/Ge наноостровков на поверхности Ge(111)

Д.А. Музыченко^{1*}, K. Schouteden², C. Van Haesendonck²

1 Физический факультет, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия.

2 Laboratory of Solid-State Physics and Magnetism, Department of Physics and Astronomy, KULeuven, BE-3001 Leuven, Belgium. *mda@spmlab.ru

В докладе представлены результаты детального исследования атомной и электронной структуры нанометовых Co/Ge островков, формируемых на поверхности Ge(111)c(2×8) в результате твердотельной реакции атомов Co и поверхностных атомов Ge. Основываясь на данных сканирующей туннельной микроскопии и результатах численного моделирования в рамках теории функционала плотности, впервые предложена атомная модель, описывающая поверхностную реконструкцию Co/Ge(111)√13×√13R13.9°.

Введение

Текущая степень миниатюризации традиционных кремниевых (Si) полевых металл-оксид-полупроводник (MOSFET) транзисторов достигает своего теоретического предела [1].



Рисунок 1. (a,b) Топографические СТМ-изображения Со/Ge наноостровков (V_t = +2.0 V, I_t = 50 pA), сформированных на поверхности Ge(111)c(2×8). На (b) указаны элементарные ячейки для поверхностных реконструкций Ge(111)c(2×8) и Co/Ge(111) $\sqrt{13} \times \sqrt{13}$ R13.9°.

Для преодоления этих ограничений предлагается два пути дальнейшего развития: 1. создание логических элементов, работа которых основана, например, на электронном спине; 2. использование других полупроводниковых материалов, обладающих более «выгодными» электронными свойствами по сравнению с традиционным Si. Германий (Ge), с одной стороны, рассматривается как возможная альтернатива Si благодаря существенно большей подвижности электронов и дырок, а также более узкой запрещенной зоне. С другой стороны, наноструктурированные материалы, которые сочетают высокую спиновую поляризацию с полупроводниковыми свойствами, рассматриваются в качестве перспективных объектов для будущих устройств спинтроники. В этом ключе понимание на атомном уровне процессов роста *3d*-переходных металлов (Co, Fe, Ni и т.д.) на поверхностях Ge имеет приоритетное значение, так как результирующие электронные и спиновые свойства создаваемых наноструктур кардинальным образом зависят от атомной конфигурации, реализованной в конкретной наноструктуре.



Рисунок 2. (a,b) 2-мерные фурье-образы СТМ-изображений приведенны на рис. 1b и рис.1a соответственно. Брэгговские максимумы, соответствующие нереконструированной поверхности Ge(111)(1×1), реконструкции Ge(111)(2×2) и поверхностной реконструкции Co/Ge(111) $\sqrt{13} \times \sqrt{13}$ R13.9° обозначены векторами: a_1 , a_2 и b (b_R и b_L) соответственно.

Со/Ge наноостровки на поверхности Ge(111)*c*(2×8)

Экспериментальные исследования осуществлялись на низкотемпературном CBB CTM/CTC, работающим при базовом давлении $10^{-11} - 10^{-12}$ мбар и температуре T_s=4.5 K. Со/Ge наноостровки формиро-

вались на поверхности Ge(111), приготовленной методом скола in situ [2].



Рисунок 3. СТМ-изображения (а1)–(а2) незаполненных и (b1)–(b2) заполненных состояний для поверхностной реконструкции Co/Ge(111)√13×√13R13.9°. Пунктирным ромбом на изображениях указана элементарная поверхностная ячейка для реконструкции √13×√13R13.9°.

Образцы представляли собой монокристаллы Ge с *n*-типом объемной проводимости ($\rho_{bulk}=0.01\Omega$ cm), допированные атомами P с объемной концентрацией $n_P \approx 10^{18}$ см⁻³. Скол производился при комнатной температуре с последующим нагревом образца до $T_s=700$ K для трансформации поверхностной реконструкции (2×1) в $c(2\times8)$. После этого на поверхность Ge(111) $c(2\times8)$ методом электронно-лучевого напыления наносились атомы Co и поверхность вновь нагревалась до $T_s=600-650$ K.

В ходе исследования было установлено, что нанесение на поверхность Ge(111) субмонослойного Со покрытия с последующим нагревом поверхности приводит к формированию наноостровков поверхностной реконструкции с периодичностью √13×√13R13.9° (см. рис. 1 и рис. 3). СТМ-изображения в реальном пространстве (рис. 1) и их фурьеобразы в обратном пространстве (рис. 2) выявили наличие двух фаз поверхностной Co/Geреконструкции √13×√13R13.9°, сосуществующих одновременно на поверхности Ge(111)c(2×8) и повернутых на угол $\pm 13.9^{\circ}$ (Right $\sqrt{13}$ и Left $\sqrt{13}$ фазы) относительно кристаллографического направления [-211].

СТС-исследования выявили наличие небольшой запрещенной зоны для поверхностной Co/Geреконструкции $\sqrt{13} \times \sqrt{13}$ R13.9° при низкой температуре (T_s=4.5 K), величина которой варьируется от 10 meV до 250 meV внутри поверхностной элементарной ячейки $\sqrt{13} \times \sqrt{13} R13.9^\circ$, что соответствует квазиметаллическому характеру проводимости Со/Ge наноостровков.

Согласно предложенной ТФП-модели [3], поверхностная элементарная ячейка поверхностной Со/Gереконструкции $\sqrt{13} \times \sqrt{13}$ R13.9° содержит 1 атом Ge и 6 атомов Со, расположенные в виде равностороннего треугольника со стороной в 3 атома (см. рис. 4а). Единственный адатом Ge расположен асимметрично относительно «Со-треугольника» (см. рис. 4b) и именно его положение определяет фазу поверхностной реконструкции Right $\sqrt{13}$ и Left $\sqrt{13}$.



Рисунок 4. (а) Атомная модель, рассчитанная в рамках ТФП для поверхностной реконструкции √13×√13R13.9° (показаны ключевые атомы верхних атомных слоев). (b) Схематическое изображение влияния положения Geадатома на формирование двух фаз поверхностной Co/Ge реконструкции: Right√13 и Left√13.

- C.O. Chui et al. // Appl. Phys. Lett. V. 83, 3275 (2003).
- A.I. Oreshkin, D.A. Muzychenko et al. // Rev. Sci. Instrum. 77, 116116 (2006).
- D.A. Muzychenko, K. Schouteden, C. Van Haesendonck. // Phys. Rev. B, V. 88, 195436 (2013).

Исследование взаимосвязи между электронными корреляциями и локализацией в неупорядоченных пленках β-Та методами dc-транспорта и спектроскопической эллипсометрии

М.Г. Петрова¹, Д. Хвостова², А.В. Багдинов¹, А. Дейнека², Ф.А. Пудонин¹, Е.И. Демихов¹, Н.Н. Ковалева^{1,2*}

1 Физический Институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.

2 Институт физики Академии наук Чешской Республики, на Слованце, 2, Прага, 18221. *nkovaleva@sci.lebedev.ru

Исследованы dc -транспортные (5 K < T < 380 K) и оптические (0.8 эВ < hv < 8.5 эВ, T=300 K) свойства пленок β-Та, полученных радио-частотным напылением, в зависимости от их толщины в диапазоне 2.5 нм < d < 200 нм. dc-транспорт пленок толщиной d > 25 нм характеризуется отрицательным температурным коэффициентом сопротивления (TKC), связанным с эффектами локализации в неупорядоченных металлах. В то же время, их спектры диэлектрической функции обнаруживают неметаллический характер, который связывается с усиленными электронными корреляциями.

Явление отрицательного температурного коэффициента сопротивления (ТКС), обнаруженное в неупорядоченных металлах, аморфных металлах и металлических стеклах лежит за рамками классической теории транспорта в металлах, согласно которой $d\rho/dT > 0$. На основании данных для различных неупорядоченных металлов, объединенных на графике Моойи [1], корреляция между ТКС и удельным сопротивлением ρ_0 (измеренным при $T_0=25$ °C), которая описывает температурную зависимость сопротивления как $\rho(T) = \rho_0 [1 + \alpha_0 (T - T_0)],$ близка к линейной. Согласно установленному эмпирическим путем закону Моойи, критическое сопротивление $\rho_c \approx 150$ мОм·см разделяет области отрицательных и положительных значений ТКС. Позднее было показано, что закон Моойи (α_0 , ρ_0) не универсален и является следствием проявления эффектов слабой локализации, приводящих к поправкам в больцмановской проводимости [2]. Было показано, что для 3D-случая ρ_c зависит от характеристик металла, а именно волнового вектора Ферми поверхности k_F и длины сводного пробега электрона между упругими столкновениями le. В то же время, в отдельном взятом образце $\alpha(T)$ определяется длиной сводного пробега электрона между неупругими столкновениями l_i (*T*)=*AT* -*P*, где для T > 200 K A = const, P = 1. Можно предположить, что вследствие эффектов слабой локализации, дискретные локализованные состояния андерсоновского типа возникают вблизи поверхности Ферми, что, в свою очередь, при увеличении степени беспорядка может привести к переходу металл-диэлектрик (МД). С другой стороны, это должно приводить к усилению электронных корреляций, которые также могут способствовать открытию щели на уровне Ферми. Взаимосвязь между электронными корреляциями и локализацией в неупорядоченных металлах является следствием многочастичных взаимодействий и представляет собой фундаментальный интерес. В настоящей работе, dc-транспорт в пленках β-Та с различной степенью беспорядка, обладающих отрицательным ТКС, исследуется по отношению к свойствам их оптической проводимости.

Экспериментальная часть

Танталовые пленки были изготовлены методом радиочастотного (rf) напыления на стеклянную подложку (Sitall). В качестве мишени использовался тантал чистотой 99,95%. Напыление проводилось при остаточном давлении вакуума 10^{-6} торр и фоновом давлении Ar 6·10⁻⁴ торр. Толщина пленок Та контролировалась по длительности осаждения по известной скорости [3]. Была изготовлена серия пленок толщиной 2.5, 5.0, 25, 33, 70 и 200 нм. Для предотвращения окисления пленок они были по-

крыты слоем Al₂O₃толщиной 2.1 нм. Кристаллическая фаза полученных пленок Та характеризовались методом рентгеноструктурного анализа. Исследование проводилось на рентгеновском дифрактометре Panalytical X'PertPro MRD Extended. На рис. 1 представлена дифрактограмма пленки Та толщиной 130 нм, на которой отчетливо выражен пик при угловом положении $2\theta = 33.17^\circ$, характерный для β-фазы Та (200). В то же время, на дифрактограмме не было обнаружено признаков наличия кубической α-фазы Та и оксидов Та (рис. 1).



Рисунок 1. Спектр рентгеновской дифракции подложки Sitall (синяя линия). Спектр пленки Та толщиной 130 нм (красная линия); β-фаза Та (синяя пунктирная линия). αфаза Та (зеленая пунктирная линия).

Температурная зависимость сопротивления пленок измерялась в диапазоне от 5 до 380 К четырехконтактным методом на постоянном токе. Оптические свойства пленок были изучены методом спектроскопической эллипсометрии в спектральном диапазоне от 0.8 до 8.5 эВ на эллипсометре J.A. Woolam VUV-Gen II при комнатной температуре.

Результаты и выводы

В работе установлено, что при понижении температуры пленки Та толщиной 200 нм от 180 до 5 К, ее сопротивление увеличивается на 5% обнаруживая неметаллический характер. При этом, наблюдаемая температурная зависимость хорошо описывается линейной зависимостью $\rho(T) = \rho_0[1 + \alpha_0(T - T_0)]$, где $\rho_0 = 381 \pm 7$ мОм см и $\alpha_0 = -302 \pm 3$ ppm K⁻¹. Однако сопротивление пленки обнаруживает отклонение от линейной зависимости при повышении температуры выше 180 К, и при дальнейшем повышении температуры выше 340 К наблюдается резкий рост сопротивления, характерный для металлического транспорта. Аналогичное поведение сопротивления было идентифицировано и в пленке Та толщиной 35 нм, для которой значение ТКС оказалось больше по абсолютной величине, $\alpha_0 = -422 \pm$ \pm 8 ppm K⁻¹, что подтверждает большую степень беспорядка в пленке меньшей толщины. С другой стороны, сопротивление ультратонких пленок Та толщиной 2.5 и 5.0 нм обнаруживает ярко выраженное диэлектрическое поведение: при понижении температуры их сопротивление повышается более чем в два раза. Такое поведение может быть связано с туннельным механизмом электронного транспорта, обусловленным островковой структурой этих пленок. Это подтверждено результатами исследований атомно-силовой микроскопии, представленными в нашей работе (рис. 2). Измерения проводили на приборе Smart-SPM (AIST-NT, Зеленоград, Россия).



Рисунок 2. Морфология пленок Та: (а) - пленка Та толщиной 2.5 нм, размер скана 0.5×0.5 мкм; (b) - пленка Та толщиной 5.0 нм, размер скана 1.5×1.5 мкм.

Спектры диэлектрической функции пленок Та толщиной больше 25 нм обнаруживают неметаллический характер в поведении действительной части, причем, как было установлено, такое поведение связано с присутствием интенсивной оптической полосы на 2 эВ. Было установлено, что с увеличением абсолютного значения ТКС оптический вес свободных носителей уменьшается. Спектральный вес перераспределяется в пользу мотт–хаббардовских переходов. Возникающие электронные корреляции могут вызывать усиление эффектов локализации в неупорядоченных металлах.

- 1. J.H. Mooij // Phys. Stat. Sol. A, V. 17, 521 (1973).
- 2. C.C. Tsuei // Phys. Rev. Lett., V. 57, 1943 (1986).
- A.P. Boltaev, F.A. Pudonin, I.A. Sherstnev // Physics of the Solid State, V. 53, 950 (2011).

Особенности начальной стадии роста ниобийсодержащих наноструктур на поверхности Si(111)-7×7

А.В. Путилов^{1,3}, Д.А. Музыченко², А.Ю. Аладышкин^{1,3*}

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, д. 1, Москва, 119991.

3 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950. *aladyshkin@ipmras.ru

Экспериментально исследована начальная стадия процесса роста островковых наноструктур в ходе термического напыления ниобия на реконструированную поверхность кремния Si(111)–7×7 в условиях сверхвысокого вакуума. Морфологические и электрофизические свойства получаемых ниобийсодержащих наноструктур были изучены с помощью низкотемпературной сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии. Было обнаружено, что при напылении ниобия на подложку при комнатной температуре на поверхности кремния формируются кластеры и наноостровки с характерным латеральным размером до 10 нм. При напылении ниобия на нагретую подложку формируются квазиодномерные, квазидвумерные структуры (с типичными латеральными размерами до 100 нм) и трехмерные пирамидальные островки.

Введение

Формирование низкоразмерных твердотельных структур, таких как единичные адсорбированные атомы, кластеры и наноостровки, в процессе осаждения атомов на предварительно подготовленную подложку представляется удобным способом контролируемого создания наноструктурированных объектов для разработки приборов и устройств современной микро- и наноэлектроники, работающих на квантовых эффектах. В данной работе мы обсудим особенности начальной стадии формирования островковых структур при осаждении Nb на поверхность Si(111)– 7×7 .

Методика эксперимента

Подготовка поверхности кремниевых подложек, напыление ниобия и исследование выращенных структур методами сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и спектроскопии (СТС) проводились на сверхвысоковакуумном измерительном комплексе UHV LT STM Omicron Nanotechnology (с уровнем базового вакуума не хуже 3×10^{-10} мбар) без извлечения образцов из вакуума. Топография сформированных структур была исследована методом СТМ в режиме удержания заданного туннельного тока I_0 при постоянном потенциале образца V_s . В качестве зонда использовались вольфрамовые иглы, острие которых перед измерениями очищалось в ходе электронной бомбардировки в сверхвысоком вакууме. В качестве подложки были использованы монокристаллические пластины кремния Si(111), на которых в процессе отжига была сформирована реконструкция Si(111)–7×7. На подготовленную поверхность производилось термическое напыление Nb из электронно-лучевого испарителя в условиях сверхвысокого вакуума (не хуже 6×10⁻¹⁰ мбар) со скоростью напыления порядка 10⁻² нм/мин.

Основные результаты

При напылении Nb на нагретую подложку при одних и тех же условиях формируются Nbсодержащие островки следующих типов: квазиодномерные (1D) островки, квазидвумерные (2D) островки и трехмерные (3D) пирамидальные островки (рис. 1). Отметим, что если концентрация островков не слишком велика, то между островками сохраняется реконструкция Si(111)–7×7.

Формирующиеся 1D-островки можно разделить на два типа в зависимости от формы поперечного сечения и преимущественной ориентации относительно подложки. Островки I типа имеют плоскую вершину, плоскость которой параллельна плоскости подложки, островки II типа в поперечном сечении имеют остроконечную вершину. Будем характеризовать преимущественное направление роста островков I типа углом α , отсчитываемым от направления [1 0 1] реконструированной подложки, II типа – углом β , отсчитываемым от направления [1 2 1]. Анализ направлений преимущественной подмущественное направления [1 2 1].

ного роста 1D-островков, проведенный для нескольких однотипных образцов, показал, что $\alpha=0\pm3^\circ$, $\alpha=60\pm3^\circ$, $\alpha=-60\pm3^\circ$ и $\beta=0\pm3^\circ$, $\beta=60\pm3^\circ$, $\beta=-60\pm3^\circ$. Было обнаружено, что возникающие на поверхности Si(111) -7×7 2D-островки обладают периодической атомной структурой, параметры которой зависят от толщины островка. Кроме 1D- и 2D-островков могут формироваться 3D-нанокристаллиты, имеющие характерные атомарно-гладкие фасетки на боковых гранях. Мы полагаем, что рост 3D-островков в процессе напыления ниобия на нагретую подложку сопровождается переходом

части атомов кремния в глубь нанокристаллитов, в результате чего вокруг 3D-островков формируются углубления («ямки») глубиной до 10 нм.

Для исследования электронных свойств Nbсодержащих островков были выполнены комбинированные топографическо-спектроскопические измерения. Было обнаружено, что при криогенных температурах туннельная проводимость островков всех типов имеет полупроводниковый характер с исчезающе малым туннельным током в диапазоне напряжений от -0.4 В до +0.5 В.



Рисунок 1. (а) Топографическое изображение поверхности образца после напыления ниобия в течение 40 мин со скоростью 0.01 нм/мин на нагретую подложку (*T*=550°±100°C); сканирование проводилось при *T*=5 K, *V*_s=+2.00 В и *I*₀=15 пА. Символами 1D, 2D и 3D указаны примеры квазиодномерных, квазидвумерных и трехмерных островков. На вставке показан увеличенный участок центральной части кадра размером 18×18 нм², на котором указана ориентация кристаллографических осей [1 0 $\overline{1}$] и [1 $\overline{2}$ 1] для поверхности Si(111)-7×7; (b) взаимная ориентация 1D-островков I и II типа относительно кристаллографических осей [1 0 $\overline{1}$] и [1 $\overline{2}$ 1] по данным, представленным на рисунке (a).

Мы исследовали электрофизические свойства Nbсодержащих структур, формирующихся при осаждении Nb на подложку при комнатной температуре. Было обнаружено, что в этом случае осаждаемый ниобий не образует островки с хорошо определенной геометрией, а формирует слой, состоящий из мелких кластеров с характерными размерами до 10 нм. Резистивный нагрев образца с предварительно нанесенным слоем ниобия приводит к формированию трехмерных островков, причем размер островков зависит от температуры подложки во время отжига и длительности отжига. Следует отметить, что слои ниобия, осажденные на подложку при комнатной температуре, демонстрируют металлический характер туннельной проводимости даже при криогенных температурах.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 13-02-01011 и 13-02-97084).

Структура и динамика тонких пленок свинца на поверхности (111) меди: теория и эксперимент

Г.Г. Русина^{1,2*}, С.Д. Борисова^{1, 2}, И.Ю. Скляднева^{1, 3}, Е.В. Чулков^{2,3}, Дж. Бенедек⁴

1 Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, пр. Академический, 2/4, Томск, 634021.

2Томский госуниверситет, пр. Ленина, 36, Томск, 634055.

3 Donostia International Physic Center, 20018, San Sebastian/Donostia, Basque Country, Spain.

4 University di Milano-Bicocca, 20125, Milano, Italy.

*rusina@ispms.tsc.ru

Представлены результаты теоретического и экспериментального исследования атомной и фононной структуры тонких пленок свинца (толщина пленки Θ=1-4 ML) на поверхности Cu(111). Показано, что пленка с Θ=1 ML имеет гофрированную p(4×4) структуру. При увеличении Θ до 3 ML и выше поверхностный слой пленки имеет регулярную (1×1) структуру с параметром решетки, близким к его объемному значению. Колебательные моды распространяются через все слои пленки и имеют осциллирующий характер локализации в ее слоях. Характерной особенностью фононного спектра пленки (для всех Θ) является наличие вертикально поляризованной высокочастотной моды ε₂, расположенной выше объемных фононов и обусловленной сильным взаимодействием с поверхностью медной подложки.

Тонкие пленки свинца, в которых ярко проявляются квантовые эффекты, привлекают большое внимание исследователей. Квантовые эффекты оказывают значительное влияние на такое важное свойство пленки, как температура перехода в сверхпроводящее состояние, которое определяется электрон-фононным взаимодействием [1]. Для корректного описания этого взаимодействия необходимо точное знание атомной структуры пленки и распределения плотности колебательных состояний в ней. В настоящей работе представлены объединенные теоретические и экспериментальные результаты исследования данных параметров для пленок свинца на поверхности Cu(111).

Методика исследования

Экспериментальное исследование атомной и фононной структуры подложки и пленок свинца, толщина которых варьировалась от 1 до 4 монослоев, проводилось с использованием HAS (helium atom scattering) высокого разрешения [2]. Исследуемый образец готовился в высоковакуумной камере ($p \le 5 \times 10^{-11}$ bar), оснащенной LEED (low-energy electron diffraction) для снятия структурных характеристик в процессе роста пленки. Пленки свинца формировались горячим распылением с использованием радиационной камеры Кнудсена. Финальные характеристики определялись по сдвигу HASспектров, дифракционным пятнам и осцилляциям интенсивности пиков зеркального отражения в процессе роста пленки. Теоретические расчеты проводились с использованием потенциалов межатомных взаимодействий, полученных в EAM (embedded atom method) [3]. Расчет проводился в модели пленки, состоящей из 31 атомного слоя меди и слоев свинца, нанесенных с обеих сторон медной пленки. Элементарная ячейка размером (4×4) содержала 9 атомов Pb и 16 атомов Cu, что соответствовало экспериментальным структурным данным. Релаксированная геометрия определялась методом молекулярной динамики при нулевой температуре с использованием скоростной схемы Верлета и межатомных EAM-потенциалов. Частота атомных колебаний, а также векторы поляризации определялись из динамической матрицы.

Результаты

Экспериментальные исследования структуры пленки показали, что при нанесении 1 ML Pb формируется упорядоченная структура $p((4\times4)$ с параметром решетки, меньше объемного значения на 3.3%. При дальнейшем росте толщины пленки её поверхностный слой имеет регулярную (1×1) структуру. На рис. 1 приведена соответствующая теоретическая модель структуры пленки свинца толщиной в 1 ML. Теоретические расчеты равновесной структуры 1 ML Pb на поверхности Cu(111) показали, что атомы Pb располагаются в неравнозначных fcc, hcp и top положениях адсорбции, а рельеф поверхности имеет форму гофра. Этот результат конкретизирует экспериментальные данные о структуре интерфейсового слоя пленки. Схема положения атомов Pb и релаксационные смещения атомов подложки показаны на рисунке 2.



Рисунок 1. Геометрическая модель структуры для 1 ML Pb с выделенной элементарной ячейкой. Атомы Pb обозначены синим цветом (входящие в элементарную ячейку – цифрами). Атомы поверхности и подповерхностного слоя подложки обозначены темно- и светло-сиреневым цветом, соответственно.



Рисунок 2. Схема рельефа монослоя Pb и медной подложки (атомы Pb и Cu обозначены в соответствии с рис. 1). Стрелками показаны релаксационные смещения атомов подложки.

Увеличение числа слоев пленки приводит к снижению высоты гофра, и для пленки в 4 ML Pb наблюдается гладкая (1×1) структура поверхностного слоя. Рассчитанные структурные параметры находятся в хорошем согласии с экспериментом. В таком же хорошем согласии с HAS-спектрами находятся и рассчитанные значения колебательных характеристик пленки. Теоретические расчеты выявили осциллирующий характер локализации колебательных состояний в слоях пленки. Аналогичные моды были получены экспериментально и классифицированы как органо-подобные моды с четнонечетной зависимостью их локализации от толщины пленки. Распространяются эти моды через все слои пленки и полностью локализованы в ней. Взаимодействие с подложкой и её влияние на фононный спектр пленки отражается появлением высокочастотной вертикально поляризованной моды ε_2 , располагающейся выше значений объёмных фононов. Она присутствует в фононном спектре всех рассмотренных толщин пленки. Однако, как показали данные расчета, максимальное значение локализации є₂-моды наблюдается для 1 монослоя Рb. На рисунке 3 приведены экспериментальные и теоретические данные колебательных характеристик для пленки в 3 ML Pb.



Рисунок 3. Экспериментальные дисперсионные кривые (слева) и теоретическое распределение плотности колебательных состояний для пленки 3 ML Pb на поверхности Cu(111). X, Y, Z – поляризационные смещения.

Сравнение расчетных и экспериментальных данных показало, что теория не только воспроизводит экспериментально определяемые колебательные состояния, но и выявляет новые. Таким образом, проведение совместных экспериментальных и теоретических исследований позволяет получать наиболее точные данные об атомной и фононной структуре пленок свинца на поверхности металлов.

- I.Yu. Sklyadneva, R. Heid, K.-P. Bohnen, P.M. Echenique, and E.V. Chulkov // Phys. Rev. B. V.87, 085440 (2013).
- J. Braun, P. Ruggerone, G. Zang, J.P. Toennies, G. Benedek // Phys. Rev. B. V.79, 205422 (2009).
- S.M. Foiles, M.I. Baskes // Phys. Rev. B. V.33, 7983 (1986).

сэндвича TI/Sn на поверхности Si(111)

Д.В. Грузнев^{1, 2}, Л.В. Бондаренко^{1, 2}, А.В. Матецкий^{1, 2}, А.Ю. Тупчая¹, А.А. Алексеев¹, С.В. Еремеев^{3, 4}, С.-R. Hsing⁵, С.-М. Wei⁵, А.В. Зотов^{1, 2, 6}, А.А. Саранин^{1, 2*}

1 Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток, 690041.

2 Школа естественных наук, Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, 690950.

3 Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, 634021.

4 Томский государственный университет, Томск, 634050.

5 Institute of Atomic and Molecular Sciences, Academia Sinica, P.O. Box 23-166 Taipei, Taiwan.

6 Факультет электроники, Владивостокский государственный университет экономики и сервиса, Владивосток, 690600.

*saranin@iacp.dvo.ru

Создано упорядоченное двуслойное соединение, которое представляет собой два моноатомных слоя TI и Sn на поверхности Si(111). Определена атомная и электронная структура и спиновая текстура этого соединения.

Введение

Для использования эффекта Рашбы [1] в двумерном электронном газе на поверхности кремния в спино-BOM транспорте необходимо иметь спинрасщепленные металлические поверхностные зоны. К сожалению, элементы с сильным спинорбитальным взаимодействием, например Bi, Tl, Sb, Pt, Pb, образуют поверхностные реконструкции на кремнии, которые не обладают металлическим характером [2-5]. В настоящей работе с помощью сканирующей туннельной микроскопии, фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением и теоретических расчетов из первых принципов исследованы атомная, электронная и спиновая структуры двуслойного соединения с двумерным электронным газом и спиновым расщеплением на поверхности кремния, на основе Tl и Sn.

Экспериментальные условия, подготовка образцов и детали расчетов

Все эксперименты проводили в сверхвысоковакуумной многокамерной системе Omicron MULTI-PROBE, состоящей из аналитической камеры, камеры подготовки образца и шлюзовой камеры для загрузки образцов и игл сканирующего туннельного микроскопа без нарушения вакуума в системе. Базовое давление в системе составляло лучше, чем 10^{-10} Topp. Аналитическая камера оснащена методами дифракции медленных электронов (ДМЭ), сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСУР). СТМ-изображения поверхности с атомным разрешением при температуре образца от 25 до 300 К получали с помощью микроскопа Omicron STM XA в режиме постоянной высоты. Были использованы иглы из W, полученные электрохимическим травлением, и PtIr, полученные с помощью скола, которые очищали с помощью прогрева непосредственно в аналитической камере. Измерения спектров фотоэлектронов проводили с помощью полусферического электронного анализатора R3000 VG Sienta и Не газоразрядной лампы (hv = 21.2 эВ), оснащенной тороидальным монохроматором, в качестве источника фотонов. Разрешение по энергии составляло 3 мэВ, а по углу 0.1°. Для измерения с помощью ФЭСУР образец устанавливали на манипулятор, обладающий пятью степенями свободы и позволяющий охлаждать его до 8 К.

Камера подготовки образцов оснащена устройством для очистки образцов с помощью нагрева пропусканием тока и эффузионных ячеек для нанесения адсорбатов на поверхность с помощью термического распыления. Атомарно-чистую поверхность Si(111)7×7 получали кратковременным нагревом до 1280°С после предварительного отжига образца в течение ~5-10 часов при 600°С. Исходную поверхность Tl/Si(111)1×1 получали после напыления одного монотонного слоя атомов Tl на поверхность Si(111)7×7 при ~300°С.

Для определения атомной структуры был использован метод случайного поиска на основе расчетов из первых принципов (Ab-initio random structure search (AIRSS)). Для расчетов зонной и спиновой структуры также были использованы расчеты из первых принципов с учетом спин-орбитального взаимодействия. В обоих случаях использовали пакет VASP. Для моделирования реконструкции был использован слаб, состоящий из 4–12 двойных слоев кремния, пассивированный снизу атомами водорода.

Результаты

Напыление олова на поверхность Si(111)1×1-Tl приводит к формированию соединения с периодичностью $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ уже при комнатной температуре, однако при 150 °С были получены поверхности с более высоким структурным совершенством. Площадь островков новой фазы увеличивалась при увеличении дозы атомов Sn, и при ~ 2/3 MC Sn она покрывала всю поверхность (рис. 1). Дальнейшее увеличение покрытия атомов Sn приводило к формированию следующей фазы, которое выглядит на CTM-изображениях как уменьшение плотности ярких линий (доменных стенок) с завершением формирования этой новой фазы при 1 MC Sn.



Рисунок 1. Формирование двумерного соединения TI-Sn на поверхности Si(111). $100 \times 100 \text{ нм}^2$ СТМ-изображения, показывающие поверхность TI/Si(111)1×1 после напыления (a) 0.2 MC, (b) 0.5 MC, (c) 0.8 MC и 1.0 MC Sn. На вставках приведены соответствующие картины ДМЭ (Ep=41 эВ). Показаны области 1×1-TI и $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -(TI, Sn). СТМ-изображения высокого разрешения $25 \times 25 \text{ нм}^2$ по-казывают структуру поверхности после напыления (e) 0.5 MC и (f) 1.0 MC Sn. Размер вставки (f) 4×4 нм². (g) Зависимость полуширины рефлексов картины ДМЭ в зависимости от покрытия Sn

Данные ДМЭ показывают, что интенсивность дробных рефлексов резко падает при покрытии 2/3 MC Sn, что свидетельствует о формировании промежуточной фазы при этом покрытии (рис. 1g). СТМ-изображения с высоким разрешением свидетельствуют о сеточной структуре поверхности при насыщающем покрытии Sn, однако воспроизводимость таких изображений не очень велика, что указывает на значительное влияние поля иглы в процессе записи изображений. В связи с этим для определения структурной модели были рассмотрены фазы с различным содержанием атомов Tl и Sn на элементарную ячейку $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ (таблица 1).

Расчеты полной энергии для атомных структур, полученных с помощью AIRSS (в каждом случае рассмотрено 20 тестовых моделей), показали, что наиболее энергетически выгодной является двухслойная структура, содержащая 1 МС Tl и 1 МС Sn. Интересно отметить, что для всех соединений с суммарным покрытием Sn и Tl меньшим, чем 2 МС, слой атомов, лежащий на подложке Si(111), состоит как из атомов Tl, так и атомов Sn, то есть образует сплав. При суммарном покрытии 4/3 MC все атомы сплава расположены в одном первом слое на подложке Si(111), при 5/3 MC на первом слое образуются адатомы с покрытием 1/3 MC, а дальнейшее увеличение покрытия приводит к расслоению структуры, и мы имеем 1 MC атомов Sn на подложке, а поверх него 1 MC атомов Tl. Такое расположение атомов подразумевает, что при адсорбции на поверхность Tl/Si(111)1×1 атомы Sn сначала встраиваются в слой атомов Tl, а затем полностью вытесняют их во второй, самый верхний, слой.

Таблица 1. Энергия образования одно- и двуслойных соединений на поверхности Si(111). Данные приведены в порядке убывания энергии.

Энергия образования, эВ	Атомов на э.я.		Симметрия
	TI	Sn	
-1.950	3	1	C_{3v}
-1.956	2	2	C_{1h}
-2.036	3	2	C _{1h}
-2.199	1	3	C _{3v}
-2.338	2	3	C_{3v}
-2.549	3	3	C _{3v}

Структурная модель наиболее энергетически выгодной конфигурации приведена на рис. 2. Она представляет собой двуслойный атомный сэндвич на поверхности Si(111). Атомы Sn расположены на 2.55 Å выше верхнего слоя атомов Si, а атомы Tl на 2.21 Å выше, чем атомы Sn. Атомы Sn занимают положения T₁ и образуют тримеры с размером стороны 2.99 Å и центром в положении H₃ (модель "milk stool"). Атомы Tl расположены над атомами Si(111), расположенными в положении T₄, и образуют связанную сетку тримеров (Honeycomb-Chained Trimers (HCT)), в которой каждый тример центрирован, так же, как и тримеры Sn, в положении H₃, и развернут на угол $\pm 10.9^\circ$, и имеет размер стороны, равный 3.49 Å. Моделированные CTM- изображения для этой структуры имеют сотовое расположение максимумов и находятся в хорошем соответствии с результатами экспериментов (рис. 2 b).



Рисунок 2. (а) Структурная модель двумерного соединения Tl-Sn на поверхности Si(111) при покрытии Sn и Tl равными 1 MC. (b) Сравнение моделированного (сверху) и экспериментального (снизу) СТМ-изображений

Эксперименты с помощью ФЭСУР показали, что все зоны в спектре становятся ясно различимыми и "резкими" только после завершения формирования соединения Tl-Sn, то есть при покрытии Sn, равном 1 МС. При этом в спектре ясно видны две спинрасщепленные зоны, S1 (S1') и S2 (S2') (рис. 3а). Неметаллическая зона S2 (S2') имеет максимум примерно при -0.55 эВ. Эта зона расщеплена на две относительно М-точки, что является явным признаком того, что это расщепление обусловлено эффектом Рашбы. Энергия Рашбы и сдвиг по волновому вектору для зоны S2 (S2') составляют E_R =83 meV и k₀=0.096 Å⁻¹, соответственно. Интересно, что форма и даже параметры расщепления этой зоны S2 (S2') практически совпадают с аналогичной зоной, которая наблюдается в совершенно иной системе, а именно для поверхности β -Bi/Si(111) $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$.

Металлическая зона S1 (S1') центрирована относительно Г-точки и пересекает уровень Ферми при $k_F \sim 0.32 \ (0.36) \ \text{Å}^{-1}$. Дисперсия этой зоны при пересечении уровня Ферми соответствует скорости электронов $\approx 8.5 \times 10^5 \ \text{м/c}$, что близко к величине, полученной для графена $\approx 1 \times 10^6 \ \text{м/c}$. Величина расщепления металлической зоны вблизи уровня Ферми составляет $\Delta k_{\parallel} = 0.037 \ \text{Å}^{-1}$ и $\Delta E_F = 167 \ \text{мэB}$. На рис. Зс показана поверхность Ферми этого соединения, которая представляет собой два концентрических контура, соответствующих зонам S1 и S1'. На первый взгляд оба контура выглядят как окружности, однако на самом деле они представляют собой сглаженные шестиугольники, что характерно для известных систем, в которых наблюдаются спинрасщепленные зоны на подложках Si и Ge. Однако отклонение формы от окружности весьма незначительно и, если описать форму контура в виде $k + \Delta k$ соs(6 ϕ), составляет $\Delta k/k \approx 1.0$ %.

Для целого ряда атомных структурных моделей были выполнены расчеты зонной структуры, однако только для наиболее энергетически выгодной конфигурации, приведенной на рис. 2 и представляющей собой двуслойный атомный сэндвич TI-Sn на поверхности Si(111) было получено полное согласие зонной структуры с экспериментом (рис. 3b). Форма контура, полученная в расчетах, также очень хорошо совпадает с экспериментальными наблюдениями, а спиновая текстура, приведенная на рис. 3d, соответствует таковой в модели Рашбы. Таким образом, хорошее совпадение экспериментальных и расчетных данных убедительно подтверждает достоверность атомной структурной модели.



Рисунок 3. Электронные свойства поверхности Si(111)√3×√3-(Tl,Sn). (а) Экспериментальный спектр ФЭСУР; (b) результаты расчетов зонной структуры (размер кружков соответствует произведению величины поверхностного вклада и просуммирован по всем орбиталям для конкретной величины k_{//} и планарной компоненты спина); (c) экспериментальный и (d) рассчитанный контур Ферми.

Заключение

Создано упорядоченное двуслойное сединение с двумерным электронным газом и спиновым расщеплением на поверхности кремния, на основе Tl и Sn.

Расшифрована атомная структура, которая представляет собой двуслойный атомный сэндвич на поверхности Si(111). Атомы Sn расположены на 2.55 Å выше верхнего слоя атомов Si, а атомы Tl на 2.21 Å выше, чем атомы Sn. Атомы Sn занимают положения T₁ и образуют тримеры с размером стороны 2.99 Å и центром в положении H₃. Атомы Tl расположены над атомами Si(111), расположенными в положении T₄, и образуют связанную сетку тримеров, в которой каждый тример центрирован, также как и тримеры Sn, в положении H₃, и развернут на угол $\pm 10.9^{\circ}$, и имеет размер стороны, равный 3.49 Å.

Определена электронная зонная структура, в которой имеется металлическая спин-расщепленная зона, центрированая относительно Г-точки, которая пересекает уровень Ферми при $k_F \approx 0.32 (0.36) \text{ Å}^{-1}$. Дисперсия этой зоны при пересечении уровня Ферми соответствует скорости электронов $\approx 8.5 \times 10^5 \text{ м/c}$. Величина расщепления металлической зоны вблизи уровня Ферми составляет $\Delta k_{\parallel} = 0.037 \text{ Å}^{-1}$ и $\Delta E_F = 167 \text{ мэВ}$. Определена поверхность Ферми этого соединения, которая представляет собой два концентрических контура со спиновой текстурой, соответствующей таковой в модели Рашбы.

- Y. Bychkov, E. Rashba // JETP Letters, 39, 78 (1984).
- 2. K. Sakamoto et al. // PRL 103, 156801 (2009).
- 3. K. Sakamoto et al. // PRL 102, 096805 (2009).
- 4. X. Zhu et al. // Surf. Sci. 618, 115 (2013).
- 5. J. Park et al. // PRL 110, 036801 (2013).
- R.H. Miwa, T.M. Schmidt, G.P. Srivastawa // J. Phys.: Cond. Matt. 15, 2441 (2003).

Комплексная диагностика морфологии и локальных механических характеристик гибридных материалов на основе мультиблочных (сегментных) ПЭИ и MQсмол методами АСМ и наноиндентирования

Т.Е. Суханова^{1*}, Т.А. Кузнецова², М.Э. Вылегжанина¹, В.М. Светличный¹, А.А. Кутин¹, Т.И. Ширяева², С.А. Чижик²

1 Институт высокомолекулярных соединений РАН, Большой пр. ВО, 31, Санкт-Петербург, 199004. 2 Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАНБ, ул. П. Бровки, 15, Минск, 220072. *tat_sukhanova@mail.ru

Методами ACM и наноиндентирования изучены морфология и локальные механические свойства пленок новых сегментных сополиэфиримидов, полученных на основе резорцинового диангидрида, сложного полиэфира, терминированного 2,4толуилендизоцианатом, и ароматического диамина, а также его композиций с кремнийорганическим полисилоксановым сополимером - MQ-смолой.

Введение

Для исследования механического поведения и свойств твердых тел в субмикронном и наноразмерном диапазонах в последние годы используются различные зондовые методы, среди которых наиболее популярными являются атомно-силовая микроскопия (АСМ) и наноиндентирование (НИ). Эти методы отличаются общей концепцией подхода, величиной применяемых нагрузок и масштабом размеров исследуемой области изучаемого объекта [1]. Они взаимно дополняют друг друга при определении механических свойств материалов в субмикронных масштабах. Основы метода АСМ изложены в монографии [2]. Метод НИ заключается в прецизионном локальном нагружении поверхности материала специально аттестованным зондом (например, алмазным индентором Берковича) с одновременной непрерывной регистрацией кинетики его погружения [3]. Полученная в результате Р-h-диаграмма аналогична по смыслу диаграмме о-е, позволяет определить основные параметры материала, такие как твердость, вязкость разрушения, локальный модуль упругости, доля упругой и пластической деформации под индентором по отношению к полной деформации, характеризующие механическое поведение и приповерхностные свойства на нанометровом уровне.

Целью работы является комплексная диагностика морфологии и локальных механических свойств сегментных (мультиблочных) сополиэфиримидов (соПЭИ) на основе резорцинового диангидрида, терминированного 2,4-толуилендизоцианатом сложного полиэфира [поли(1,6-гександиол/неопентилгликоль - алт-адипиновой кислоты)] и ароматического диамина [(4,4'-бис(4"-аминофенокси)дифенилсульфона и композиций полученного сополиуретанимида с МQ-смолой - полисилоксановым сополимером [SiO₂] [(CH₃)₂(Ph)SiO_{0.5} [4]. Введение MQ-смол в имидсодержащие полимеры приводит к повышению термической и термоокислительной стабильности композитного материала [5]. Исследуемые полимеры относятся к классу термопластичных эластомеров с повышенной теплостойкостью, которые в последнее время разрабатываются в ИВС РАН [5,6] для получения на их основе износостойких покрытий и первапорационных мембран для выделения ароматических углеводородов из их смесей. В литературе имеются работы, посвященные синтезу сегментных ПЭИ, однако сведения о морфологии и локальных механических свойствах пленок и мембран из этих полимеров отсутствуют.

Экспериментальная часть

Синтез сегментного соПЭИ проводили по схеме, изложенной в работе [5]. Изучение топографии

поверхности предварительно прогретых до 240°С пленок соПЭИ и композиций проводили методом АСМ на приборе Nanotop NT-206 (Микротестмашины, Беларусь) в контактном режиме в атмосферных условиях с использованием кремниевых кантилеверов NSC11/AlBS (Micromasch, Эстония) с коэффициентом жесткости k = 1.5-5.0 H/м и радиусом кривизны кончика острия < 10 нм. Зонды типа CSC38 применяли для исследования топографии поверхности с одновременной записью изображения контраста латеральных сил (torsion), высокочувствительного к различным фазам материала. Контраст на изображениях в режиме torsion определяется вязкими свойствами поверхности и обусловлен углом закручивания зонда при сканировании, по которому можно рассчитать коэффициент трения (Ктр) между зондом и поверхностью. Определение Ктр и силы трения проводили по методике, описанной в работе [7]. Количественную оценку механических свойств (микротвердости, модуля упругости, пластичности) пленок выполняли методом НИ с использованием наноиндентора Берковича модели 750 Ubi (Hysitron, США) с радиусом закругления 100 нм при нагрузке 300 мкН.

Результаты и обсуждение

В качестве примера на рис. 1 представлены ACMизображения топографии поверхности пленок образцов исходного соПЭИ, а также композиций с различным содержанием MQ-смолы. На верхней поверхности образца соПЭИ (рис. 1, а-б) наблюдается большое количество пор микронных (диаметром 1÷2 мкм), субмикронных (0.1÷0.4 мкм) и наноразмеров (30÷100 нм). Основной характер морфологии - зернистый с размерами зерен ~ 50 нм. Нижняя поверхность рыхлая, напоминает по морфологии "вспененный" материал с множеством нанопор размерами 50÷100 нм. При введении небольших количеств МQ-смолы (1.5 вес.%) (рис. 1, в-г), образцы становятся более плотными, поры практически исчезают, поверхность сглаживается, неоднородности неправильной формы возвышаются над поверхностью на 12÷15 нм. Общий характер "зернистой" морфологии сохраняется. При добавлении 11 вес.% смолы (рис. 1, д-е) происходят кардинальные изменения - возникает «губчатая» морфология с большим количеством каверн, каналов и пор, находящихся в наноструктурированной полимерной матрице. Нижняя поверхность остается гладкой и содержит, главным образом, нанопоры. В образцах с 15 вес.% смолы (рис.1, ж-з) обнаружена четкая картина микрофазового расслоения: включения MQ-смолы имеют форму дисков размерами 2-7 мкм. На нижней поверхности наблюдаются включения неправильной формы субмикронных размеров и вытянутые образования игольчатой формы толщиной порядка 100 нм и длиной до 400÷500 нм. Анализ макромеханических характеристик синтезированных образцов показал, что исходный соПЭИ и его композиции



Рисунок 1. АСМ-изображения топографии поверхности пленок исходного ПИ (а,б) и композиций ПИ+1.5% смолы (в,г), 11% (д,е), 15% МQ-смолы (ж,з).

со смолой образуют прочные эластичные пленки (для исходного полимера прочность $\sigma_p = 30-60$ МПа, удлинение при разрыве $\varepsilon_p = 150-200\%$, модуль упругости Е при комнатной температуре 1-1.2 ГПа) [5].

При использовании метода НИ вдавливанием индентора в направлении, нормальном к поверхности пленок, значения локального модуля упругости для всех образцов оказались существенно выше (2.79-3.75 ГПа), что можно объяснить упрочнением материала в зоне деформации из-за значительных ограничений пластической релаксации в области наноконтакта при НИ [1]. Для исходного образца соПЭИ значения модуля упругости составляют Е = 3.71+0.23 ГПа, микротвердость H = 330+9 МПа. Введение МQ-смолы в соПЭИ в количестве 1.5 вес.% практически не изменяет модуль упругости, но несколько снижает микротвердость, так, для композиции соПЭИ+1.5% MQ модуль E = 3.75+ 0.33 ГПа, Н= 310+10 МПа. Введение смолы в соПЭИ в количествах 11-15 % приводит к снижению значений механических характеристик - для соПЭИ+11% MQ модуль E = 2.79+0.17 ГПа, Н = 284+9 МПа, для композиции соПЭИ+15% МО модуль E = 3.24+0.15 ГПа, H= 287+3 МПа.

Режим латеральных сил ACM позволяет оценить распределение механических свойств по поверхности пленок в пределах исследуемого участка. Так, на изображениях исходного образца в этом режиме внутрипоровое пространство имеет тот же контраст, что и остальная поверхность. Это означает, что у них одинаковый К_{тр}, что характерно для однофазного материала.

Напротив, в пленках, содержащих 11 или 15 % MQ-смолы, поры, каверны и каналы имеют серый цветовой контраст (K_{rp} = 0.017, F_{rp} = 6.2·10⁻¹¹ H), отличающийся от светлого контраста (K_{rp} = 0.02, F_{rp} = 7.8·10⁻¹¹ H) гладкой поверхности соПЭИ-пленок. Следовательно, поры и каверны содержат фазы с более низким по сравнению с остальной поверхностью пленок коэффициентом трения. Можно предположить, что там находится материал с меньшей вязкостью поверхности, т.е. более твердый, что подтверждается методом НИ. Следует отметить тот факт, что с увеличением содержания MQ-смолы до 15 % внутри «темных»

образований на поверхности пленок появляются цепочечные структуры светлой фазы ($K_{\rm rp} = 0.02$, $F_{\rm rp} = 9.8 \cdot 10^{-11}$ H), у которой $K_{\rm rp}$ близок к гладкой поверхности пленок ($K_{\rm rp} = 0.019$, $F_{\rm rp} = 9.1 \cdot 10^{-11}$ H), у которой $K_{\rm rp}$ выше, чем у гладкой поверхности пленок. На некоторых участках поверхности видно, что светлая фаза является центром формирования линейных цепочечных образований и сама может иметь вытянутую форму (рис. 2).



Рисунок 2. АСМ-изображение поверхности соПЭИ+15% MQ-смолы в режиме torsion.

Сопоставляя полученные результаты с данными работ [5,6], в которых обнаружены различия в температурах плавления гибкой фазы в близких по химическому строению образцах, можно предположить, что имеет место эффект взаимопроникновения фаз, образованных гибкими и жесткими сегментами сополиимида, а MQ-смола при содержании более 10 вес.% оказывает существенное воздействие на морфологию композита.

Авторы выражают благодарность А.Л. Диденко и Л.А. Мягковой за предоставление образцов для исследований.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 13-03-1211-офи-м.

- 1. Ю.И. Головин, В.И. Иволгин, В.В. Коренков и др.// Нанотехника. 2004. № 1. С. 76-78.
- В.Л. Миронов. Основы сканирующей зондовой микроскопии - Нижний Новгород: Институт физики микроструктур РАН, 2004. 110 с.
- Т.А. Кузнецова, Н.В. Чижик, Т.И. Ширяева // Приборы и методы измерений. 2013. № 1(6). С. 41 – 45.
- Е.В. Егорова, Н.Г. Василенко, Н.В. Демченко, Е.А. Татаринова, А.М. Музафаров // Доклады АН. 2009. Т. 424. С. 200.
- A.L. Didenko, V.E. Yudin, V.E. Smirnova, et al. // Journal of International Scientific Publications: Materials, Methods and Technologies. 2014. V. 8, ISSN 1314-7269 (Online), Published at: http://www.scientific-publications.net.
- V.E. Yudin, V.E. Smirnova, A.L. Didenko, et al. // Russian Journal of Applied Chemistry. 2013. Vol. 86. No. 6. P. 920–927.
- М.В. Тарендь, Т.А. Кузнецова, С.А. Чижик // Методологические аспекты сканирующей зондовой микроскопии: сб. докл. Х Междунар. конф., Минск, 13-16 ноября / Нац. акад. наук Беларуси, Ин-т тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Беларуси; ред.: С.А. Чижик (пред.) Минск: Беларус. навука, 2012. С. 164-170.

Релаксация деформаций несоответствия за счёт дефектов и критерии образования отслоений, дислокаций, трещин и гофров в эпитаксиальной гетероструктуре AIN(0001)/SiC/Si(111)

Р.С. Телятник^{1*}, А.В. Осипов¹, С.А. Кукушкин^{1, 2}

1 Институт проблем машиноведения РАН, Большой пр. ВО, 61, Санкт-Петербург, 199178.

2 Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251. *statphys@ya.ru

Измерением зависимости кривизны пластины AIN/SiC/Si от температуры рассчитана релаксация за счёт дефектов деформированного состояния слоёв эпитаксиальных плёнок, которое вызвано деформациями несоответствия решёток и тепловых расширений кристаллов. Профилометрия поверхности AIN обнаруживает при разных толщинах плёнки гофры либо трещины выделенной направленности, критерии образования которых рассчитываются по значениям поверхностных и адгезионных энергий, полученным вычислительной квантовой химией.

Исследуется эпитаксиальная плёнка гексагонального AlN (рис. 1) типа вюрцита, осаждённая методом HVPE при температуре 1080 °C на слабодеформированной монокристаллической плёнке кубического SiC, полученного из кремниевой подложки методом замещения атомов в реакции 2Si+CO \rightarrow SiC+SiO при 1250 °C, при которой образуются поры на границе кристаллов, ослабляющие большую контактную деформацию несоответствия (ДН) ε_{Lm} параметров решёток (ПР) плёнки a_f и подложки a_s . При охлаждении гетероструктуры от температуры эпитаксии T_0 до температуры T дополнительно возникают ДН ε_{Tm} тепловых расширений (ТР) материалов. Для тонкой плёнки, когерентно сопряжённой с подложкой, ДН ПР и ДН ТР равны (табл. 1):

$$\varepsilon_{Lm} = \frac{a_f^{(d)}(T_0)}{a_f(T_0)} - 1; \ \varepsilon_{Tm} = \ln \frac{a_s(T)a_f(T_0)}{a_s(T_0)a_f(T)}, \qquad (\Phi 1)$$

где $a_f^{(d)}$ – деформированный ПР плёнки, равный a_s ($a_s/\sqrt{2}$ для AlN в нашем кристаллографическом случае). Пограничные дефекты релаксируют структуру решётки плёнки $a_f^{(d)}(q_L) = (1-q_L)a_s+q_La_f$ с остаточной ДН ПР $\varepsilon_{Lm}(q_L) = (1-q_L)\varepsilon_{Lm}$, где $q_L \in [0,1]$ – доля релаксации, что сказывается на ДН в плёнках, выращенных поверх предыдущих. Если поочерёдно вырастить при одной температуре плёнки с невозмущёнными ПР a_n и дефектными долями релаксации q_n , то ДН ПР некоторого N-го слоя будет равна:

$$\varepsilon_{Lm}^{(N)}(q) = \frac{1}{a_N} \sum_{k=0}^{N-1} a_k q_k \prod_{n=k+1}^{N} (1-q_n) - (1-q_N), q_0 = 1 \quad (\Phi 2)$$

Аналогично можно говорить о релаксации дефектами ДН ТР до остатка $\varepsilon_{Tm}(q_T) = (1-q_T)\varepsilon_{Tm}$.



Рисунок 1. Поры, предположительные отслоения, гофрированный рельеф и поверхностные трещины в слоях экспериментальной гетероструктуры AIN/SiC/Si с измеренными величинами остаточных ДН ПР и ДН ТР и долями релаксации.

Таблица 1. ДН $\varepsilon_m = \varepsilon_{Lm} + \varepsilon_{Tm}$ (%) при гипотетически идеальной когерентности решёток (*T*=20 °C, *T*₀=1020 °C)

	Плёнка SiC(111) Плёнка AIN(0001)		
Подложка Si(111)	24.56 + 0.05	23.25 + 0.17	
Подложка SiC(111)	0	-1.05 + 0.12	

Остаточная суммарная ДН создаёт изгибающий подложку момент. Для тонкой пластины с тонкой плёнкой её кривизна находится по формуле Stoney:

$$\kappa = 6 \frac{h_f}{h_s^2} \frac{M_f}{M_s} \left(\varepsilon_{Lm}(q_L) + \varepsilon_{Tm}(q_T) \right); M_{s,f} \equiv \frac{E_{s,f}}{1 - v_{s,f}} .$$
(\phi3)

Здесь *E*, v – модуль Юнга и коэффициент Пуассона, действующие в плоскости пластины, h – толщины для подложки и плёнки. Для многослойных тонких плёнок моменты и соответствующие кривизны просто складываются. Аппроксимация по формулам (1)-(3) экспериментальной зависимости кривизны пластины от температуры, измеренной прибором Toho FLX-2320S (рис. 2), позволяет определить остаточные ДН ПР и ДН ТР для каждого слоя (рис. 1). Толщины плёнок при этом измерялись независимо эллипсометром VASETM Woollam M-2000.



Рисунок 2. Зависимость кривизны пластины от температуры при толщине AIN 470 нм.

Из рис. 1 видно, что сжимающая ДН ПР в AlN релаксирована на 94% - так же сильно, как и в свободновисящем SiC, что, предположительно, вызвано отслоениями AlN от SiC. Об этом косвенно свидетельствует характер и направленность рельефа AlN, изображение которого получено оптическим профилометром NewView 6000 (рис. 3) (подробнее в [1]). В пользу отслоений говорит также то, что 50%-релаксация растягивающих ДН ТР в тонких слоях SiC и AlN, видимо, вызвана упругими прогибами в области пустот, по масштабу больших толщины плёнок, тогда как в толстой плёнке AlN релаксация доминирующей ДН ТР отсутствует, приводя к заниженному на порядок значению (3.8 мкм) критической толщины плёнки h_c, при которой накопленной упругой энергии достаточно для образования свободных поверхностей трещины (критерий Гриффитса):



Рисунок 3. Очерченные пики гофров гексагонального паттерна поверхности AIN(0001). Квадратами обведены характерно смещённые пересечения отслоений при двуосном сжатии, чёрными эллипсами – редкие 15° (105°) отклонения, белыми – редкие 30° (90°) отклонения. <λ>≈11 мкм.

$$h_c^{\text{трещины}} = \frac{4\gamma \overline{E}}{\pi c_e^2 M^2 \varepsilon_m^2}, \ \overline{E} \equiv \frac{E}{1 - v^2}, \ c_e \approx 1.1215 \ . \tag{Φ4}$$

Здесь γ – поверхностная энергия боковых граней AlN, рассчитанная в пакете квантовой химии Abinit (табл. 2), а под ε_m подразумевается имеющаяся ДН до возникновения данного дефекта. Энергия адгезии $\Gamma_{fs}/2$ AlN(0001) к SiC(111) найдена равной 4.00 Дж/м², что даёт критическую толщину AlN 200 нм для отслоения при идеально-когерентном сопряжении решёток, однако появление нежелательных дислокаций, предварительно релаксирующих ДН, повышает этот порог (подробнее в [1]):

$$h_c^{\text{отслоение}} = \frac{4\left(\Gamma_{fs}/2\right)\overline{E}}{M^2 \varepsilon_m^2} \,. \tag{$\Phi 5$}$$

Таблица 2. Рассчитанные ab initio в приближени DFT LDA с псевдопотенциалами Трулье-Мартинса поверхностные энергии для различных плоскостей, образованных при разрыве химических связей без релаксации позиций атомов.

γ (Дж/м ²)	(100)	(110)	(112)	(111)
Si	2.46	2.04	2.18	1.96
SiC	5.62	4.08	4.94	4.62
Параллельные грани:		(1120)	(1100)	(0001)
AIN		3.00	2.96	4.51

Работа выполнена при поддержке грантов РНФ № 14-12-01102, РФФИ № 12-02-00935-а и № 13-02-12040 офи_м, президента РФ МК-5261.2014.1.

Литература

 Р.С. Телятник, А.В. Осипов, С.А. Кукушкин // ФТТ 57 (1), 153-162 (2015).

О влиянии поля зонда в исследованиях методом магнитно-силовой микроскопии

А.Г. Темирязев

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино, 141190. temiryazev@gmail.com

Известно, что одним из недостатков магнитно-силовой микроскопии является возможность влияния магнитного поля зонда на структуру распределения намагниченности образца. Рассмотрены особенности проявления подобного эффекта в двух различных типах магнитных образцов: пленках ферритов гранатов и керамики с магнитными добавками.

Введение

При проведении исследований методом магнитносиловой микроскопии (МСМ) всегда необходимо учитывать возможность локального перемагничивания образца в поле зонда. Проявления данного эффекта могут быть весьма разнообразны и зависят от характеристик образца. Рассмотрим этот вопрос на примере MCM-исследований двух различных типов магнитных образцов: пленок ферритов-гранатов и керамики с магнитными добавками.







Рисунок 2. Магнитооптические изображения (242 мкм Х 182 мкм) пленки феррита-граната.

Методика эксперимента

Эксперименты проводились с помощью атомносилового микроскопа SmartSPM (АИСТ-НТ), оборудованного оптическим поляризационным микроскопом, позволяющим наблюдать магнитооптическое изображение в проходящем свете. Для получения МСМ-изображений использовались зонды с магнитным покрытием PPP-LM-MFMR (Nanosensors).

Пленки ферритов-гранатов

На рис. 1 показаны три МСМ-изображения эпитаксиальной пленки феррита-граната состава (Lu-Bi)₃(FeGa)₅O₁₂, выращенной на подложке с (210)ориентацией. Сканы различаются высотой прохода зонда над поверхностью образца. Интерпретация подобных изображений может быть весьма проблематична, существенную помощь в этом вопросе оказывает видеозапись магнитооптического изображения пленки, выполненная в процессе сканирования. На рис. 2 представлены три последовательных кадра такой видеозаписи. На первом кадре (рис. 2а) темный домен, находящийся слева, сильно вытянут в сторону зонда, на третьем кадре (рис. 2с) под зондом находится уже другой темный домен. В момент переключения (рис 2b) происходит перекрытие уширенных участков. Возвращаясь к МСМ-изображениям на рис. 1, становится понятно, что узкие темные полосы на рис. 1а возникают в момент трансформации доменной структуры. При увеличении расстояния от зонда до поверхности полного перекрытия не происходит, линии на МСМ-изображении становятся шире. Однако и в этом случае МСМ-изображение не отражает реального вида полей рассеяния, по нему можно судить лишь о периоде доменной структуры. Здесь следует отметить, что хотя эффекты, обусловленные полем зонда, достаточно типичны для пленок ферритов-гранатов, данный образец, видимо из-за его кристаллографической ориентации, демонстрирует уникально сильную перестройку. Обычно применение зондов с пониженным магнитным моментом и правильный выбор высоты сканирования позволяют успешно использовать МСМ для исследования пленок ферритов-гранатов.

Отметим, что изменения доменной структуры в рассмотренном случае носили обратимый характер. Сильная локальная перестройка доменов вблизи зонда не приводила к заметной перестройке доменной структуры вдали от зонда. Смещение доменных границ после завершения сканирования было весьма незначительным. Существенно другая картина может наблюдаться в образцах, где магнитные объекты имеют малые размеры и могут быть перемагничены полем зонда.

Стекла с магнитными добавками

Пример магнитного образца, имеющего мелкие магнитные включения, представлен на рис. 3, где изображена топография поверхности и магнитная структура алюмосиликатного стекла с магнитными примесями. В данном случае видно, что довольно мелкие магнитные частицы внедрены в немагнитную матрицу. На магнитной картинке хорошо видно наличие светлых пятен (поля рассеяния от частиц, притягивающих зонд), темных пятен (в областях, где зонд отталкивается), а также серого фона, соответствующего отсутствию магнитного взаимодействия. Заметно, что основная часть магнитных частиц притягивается к зонду, отталкивание наблюдается лишь для частиц, расположенных вдоль определенных линий. Можно предположить, что такое явное преобладание притяжения вызвано тем, что основная масса частиц перемагничена полем зонда. Линии, где такое перемагничивание не происходит, соответствуют областям повышенной локальной коэрцитивности. Расположены эти линии вблизи дефектов (трещин), часть которых видна на топографическом изображении - рис.За. Таким образом, в данном случае локальное перемагничивание образца под действием поля зонда позволяет выявить неоднородность свойств образца.

В заключение отметим, что, как видно из приведенных примеров, проявления влияния магнитного поля зонда на образец могут быть весьма многообразными. Важным фактором является размер магнитных объектов. В некоторых случаях подобные эффекты могут дать дополнительную информацию о магнитных свойствах исследуемых образцов.

Автор благодарен Ф.В. Лисовскому за предоставленные пленки ферритов-гранатов и М.А. Погосяну за образцы алюмосиликатного стекла с магнитными добавками.



Рисунок 3. Топография (а) и МСМ-изображение (b) алюмосиликатного стекла с магнитными добавками.

Электрическая литография зондом атомно-силового микроскопа

А.Г. Темирязев^{1*}, М.П. Темирязева¹, С.И. Божко²

1 Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино, 141190.

2 Институт физики твердого тела РАН, ул. Институтская, д. 2, Черноголовка, 142432.

* temiryazev@gmail.com

Экспериментально обнаружено, что в сильном электрическом поле, локализованном между зондом атомно-силового микроскопа и поверхностью образца, могут одновременно происходить модификация поверхности образца и изменение формы зонда.

Введение

Модификацию поверхности под действием электрического напряжения, приложенного к зонду атомно-силового микроскопа (АСМ) чаще всего связывают с локальным анодным окислением (ЛАО). Это не единственный процесс, который может проходить при электрической литографии. В малом зазоре между зондом и поверхностью образца можно создать очень большую напряженность электрического поля (порядка 10¹⁰ -10¹¹ В/м). В таких полях возможны различные физические процессы (испарение под действием поля, протекание тока автоэлектронной эмиссии, разогрев кончика иглы при протекании эмиссионного тока, формирование наномостика между иглой и поверхностью и т. д.), приводящие к переносу вещества как с иглы на образец, так и в обратном направлении. В данном докладе представлены результаты экспериментов по электрической литографии, выполненной при приложении более высокого, чем при ЛАО, напряжения на игле.





Методика эксперимента

Исследования проводились с помощью атомносилового микроскопа SmartSPM (АИСТ-НТ), оснащенного дополнительным модулем, позволяющим подавать на образец напряжение до 120 В. Типичные значения прикладываемого напряжения составляли 20-50 В. Расстояние от зонда до поверхности контролировалось по уровню тока (от сотен фемтоампер до единиц пикоампер), протекающего между зондом и образцом.



Рисунок 2. Литография на поверхности пленки арсенида галлия. Инвертированное изображение.

Модификация поверхности образца

На рис. 1 представлена эмблема ИРЭ РАН, выполненная по данной технологии на поверхности

пленки никеля. Отметим высокое пространственное разрешение полученного изображения — диаметр внешнего круга составляет 1 мкм, ширина линий (полная ширина на полувысоте) менее 20 нм при высоте 12-15 нм. Таким образом, отношение высоты к ширине линии существенно превышает значения (~ 0.1), типичные для ЛАО.

Проведенные эксперименты показали возможность нанесения линий на поверхность различных материалов: никель пермаллой, кремний, арсенид галлия. На рис. 2 представлен пример литографии на арсениде галлия. Химический состав вещества, образующего выступы на поверхности, в данный момент не ясен, этот вопрос требует дальнейшего исследования.



Рисунок 3. АСМ-изображение тестовой решетки до (а) и после (b) проведения электрической литографии на пленке никеля.

Изменение формы зонда

С практической точки зрения наибольший интерес может представлять то, что в процессе литографии происходит не только изменение рельефа образца, но и меняется форма самого зонда, на нем вырастают длинные «усы». На рис. 3 представлены два скана тестовой решетки TGT1 (НТ-МДТ). Решетка состоит из массива острых иголок и служит для проверки остроты зонда. В первом случае (рис. 3а) кончик зонда сильно поврежден и острые иглы на скане выглядят как крупные объекты, форма которых определяется формой зонда. Далее данный зонд был использован для электрической литографии на пленке никеля, после чего вновь отсканирована тестовая решетка — рис. 3b. Под действием электрического поля, приложенного к зонду, форма его кончика существенно изменилась. На вершине появился ус длиной не менее 300 нм, что позволило получить хорошее изображение игл тестовой решетки.



Рисунок 4. АСМ-изображение поверхности графена, полученное зондом, заточенным в электрическом поле.

Еще одной интересной с практической точки зрения особенностью электрической литографии является возможность создания особо острых зондов. Используя обычный кремниевый кантилевер, имеющий радиус кривизны кончика иглы более 10 нм, можно в электрическом поле создать на его вершине очень острый выступ. Подготовленный таким образом зонд позволяет выполнять сканирование с высоким разрешением. В качестве примера на рис. 4 показана поверхность графена, на которой видно наличие периодической структуры с периодом 5 нм.

В заключение отметим, что механизм процессов, проходящих в сильном электрическом поле, создаваемом между зондом и поверхностью, требует дальнейшего исследования. Успешное решение данного вопроса могло бы помочь в поиске оптимальных параметров литографического процесса.

Атомно-силовая микроскопия поверхности «гофрированного» графена

А.Г. Темирязев^{1*}, М.П. Темирязева¹, А.В. Фролов^{2,3}

1 Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино, 141190.

2 Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, ул. Моховая, 11, корп. 7, 125009.

3 Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141700.

* temiryazev@gmail.com

Методами атомно-силовой микроскопии высокого разрешения исследована поверхность графена. Обнаружено наличие периодических структур на поверхности. Период наблюдаемых структур составляет 5 нм.

Введение

Возможность образования упорядоченных складок на поверхности графена привлекает в настоящее время существенный интерес. Обусловлено это тем, что механические напряжения, возникающие в гофрированном графене, приводят к изменению его электронных свойств. Проведенное нами исследование методами атомно-силовой микроскопии поверхности графена, высаженного на SiO₂, показало наличие периодических структур на поверхности с характерным периодом порядка 5 нм.

Методика и результаты

Образцы графена были получены методом механического расслоения монокристаллов естественного графита при помощи адгезионной ленты с последующим их переносом на поверхность диоксида кремния.

Исследование поверхности проводилось с помоатомно-силового щью микроскопа (ACM) SmartSPM (АИСТ-НТ), оснащенного острыми (с радиусом кривизны кончика иглы менее 10 нм) зондами. Использовалась диссипативная мода работы АСМ, позволяющая получить высокое латеральное разрешение [1]. В этом режиме измеренная топография отражает профиль поверхности постоянных потерь, вносимых взаимодействием зонда с образцом. Регистрируемое (одновременно с высотой) изменение резонансной частоты зонда обусловлено вариацией силы взаимодействия зонда с поверхностью, зависящей, в частности, от площади контакта.

На некоторых образцах были обнаружены характерные особенности. На рис. 1 представлены топография поверхности графена и изменение резонансной частоты зонда. Видна гофрировка поверхности с периодом порядка 5 нм. Имеются домены, различающиеся направлением складок. Домены бывают достаточно большими, такими, что практически вся площадь куска графена (размерами в несколько микрон или десятков микрон) может соответствовать одному домену.



Рисунок 1. АСМ-изображение поверхности графена. Топография поверхности (*a*) и сдвиг частоты (*b*).

Вблизи границ графена можно наблюдать более мелкие домены с тремя различными направления-

ми складок — рис. 2, что, по-видимому, объясняется связью направления складок с кристаллической структурой графена.



Рисунок 2. АСМ-изображение края пластины графена. Топография поверхности (*a*) и сдвиг частоты (*b*).

Аналогичные структуры наблюдались и на поверхности более толстых пластин графита. Предполагая, что складки могут быть обусловлены самоорганизацией каких-либо посторонних соединений на границе графен-воздух, был выполнен эксперимент «чистке» поверхности. Небольшой участок ПО (33 нм х 33 нм) был отсканирован в контактном режиме (с силой прижима порядка 80 нН), после чего большая площадь вновь отсканирована в диссипативной моде. Использовался зонд с алмазной иглой D300 (SCDprobes), позволяющий сохранить остроту иглы при относительно жестком контактном сканировании. Сканирование поверхности в контактной моде не привело к разрушению периодической структуры. При этом в некоторых случаях вблизи области контактного сканирования наблюдалось изменение направления складок — рис. 3.

Следует отметить, что важную роль в образовании складок играет буферный слой между графеном и SiO₂. В ряде работ [2,3] ранее отмечалось, что при

помещении образцов графен-SiO₂ во влажную атмосферу вода проникает в буферный слой, выстраивая «озера», ориентированные вдоль кристаллографических осей графена. В нашем случае подобный эксперимент (выдерживание образца в течение двух недель во влажной атмосфере) привел к тому, что на образце, где первоначально складки отсутствовали, появилась периодическая структура.



Рисунок 3. АСМ-изображение поверхности графена после сканирования в контактном режиме.

В заключение отметим, что о возможности образования на поверхности графена доменов, отличающихся механическими свойствами, сообщалось в работах [4,5]. Было высказано предположение, что наличие доменов объясняется гофрировкой с различными направлениями складок. Наши эксперименты показывают, что подобного рода домены действительно могут наблюдаться, однако выяснение причины их появления требует дополнительного исследования. Возможность существования таких структур следует учитывать при интерпретации экспериментов с графеном.

Работа частично выполнена при поддержке РФФИ (гранты №№ 14-02-01126-а, 14-02-01166-а, 13-02-00927-а).

- 1. А.Г. Темирязев, А.В. Краев, С.А. Саунин // Поверхность. № 9, с. 76-81, (2014).
- M.J. Lee, J.S. Choi, J.-S. Kim, et al. // Nano Res. 5(10): 710–717 (2012).
- S. Kim, J.S. Choi, M.J. Lee, et al. // Scientific Reports, 3, 2309 (2013).
- J.S. Choi, Y.J. Chang, S. Woo, et al. // Science 333, 607–610 (2011).
- J.S. Choi, Y.J. Chang, S. Woo, et al. // Scientific Reports 4, 7263 (2014).

Особенности электронной, спиновой и атомной структуры топологических изоляторов при контакте с благородными металлами

М.В. Филянина^{1*}, И.И. Климовских¹, А.Г. Рыбкин^{1,2}, В.А. Голяшов^{3,1}, А.Е. Петухов^{1,2}, С.В. Еремеев^{4,5,1}, И.П. Русинов^{5,1}, Е.В. Чулков^{6,7,1}, О.Е. Терещенко^{3,8,5,1}, К.А. Кох^{9,8,5,1}, А.М. Шикин¹

1 Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, 198504.

2 Ресурсный центр Санкт-Петербургского государственного университета «Физические методы исследования поверхности», Санкт-Петербург, 198504.

3 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, 630090.

4 Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, 634021.

5 Томский государственный университет, Томск, 63450.

6 Donostia International Physics Center (DIPC), San Sebastián/Donostia, Basque Country, Spain, 20018.

7 Departamento de Física de Materiales UPV/EHU, Centro de Física de Materiales CFM - MPC and Centro Mixto CSIC-UPV/EHU, San Sebastián/Donostia, Basque Country, Spain, 20080.

8 Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090.

9 Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН, Новосибирск, 630090. *rusinovamarie@mail.ru

Электронная, спиновая и атомная структура различных топологических изоляторов (Bi₂Te_{2.4}Se_{0.6}, Bi_{1.5}Sb_{0.5}Te_{1.8}Se_{1.2} и PbBi₂Te₂Se₂) и их модификация в результате контакта с атомами благородных металлов исследованы экспериментальными поверхностно-чувствительными методами.

Недавно открытый новый класс квантовых материалов - топологические изоляторы (ТИ) - в последнее время привлекает все большее внимание исследователей благодаря своим уникальным свойствам, которые могут быть перспективно использованы в спинтронике. Как известно, ТИ являются изоляторами в объеме, но имеют при этом металлические поверхностные электронные состояния, образующие дираковский конус с геликоидальной спиновой структурой [1,2], что позволяет реализовать спиновые токи. Из-за требований симметрии обращения времени и высокого спин-орбитального взаимодействия в ТИ электроны в топологических состояниях не подвергаются обратному рассеянию на немагнитных примесях или дефектах, обеспечивая тем самым возможности для бездиссипативного транспорта.

Однако основным шагом к практическому использованию ТИ является осуществление контролируемого управления характеристиками дираковских носителей путем модификации электронной структуры топологических изоляторов (ширины запрещенной зоны, положения точки Дирака и уровня Ферми). Добавление различных изовалентных атомов в состав топологического соединения, а также варьирование стехиометрии позволяет улучшить необходимые параметры ТИ и их транспортные свойства [3,4]. В данной работе обсуждается модификация электронной и атомной структуры тройного топологического изолятора $Bi_2Te_{2.4}Se_{0.6}$ (BTS) и четверных соединений $Bi_{1.5}Sb_{0.5}Te_{1.8}Se_{1.2}$ (BSTS) и Pb $Bi_2Te_2Se_2$ (PBTS) при контакте с благородными металлами – Au и Pt.

Как видно на рис. 16, добавление в состав тройного ТИ Sb в качестве четвертого компонента не приводит к значительным изменениям в электронной структуре. Точка Дирака как для соединения BTS, так и для BSTS локализуется при энергии связи ~0.3 эВ. Спиновая поляризация состояний дираковского конуса в обоих случаях антисимметрична относительно центра поверхностной зоны Бриллюэна. В результате добавление Pb наблюдается сдвиг точки Дирака в область больших энергий связи ~0.6 эВ (рис.1в). Кроме того, соединение PBTS отличается от всех прочих, рассмотренных в работе, тем, что его структура представляет собой семислойные, а не пятислойные блоки. Также в электронной структуре топологического изолятора PBTS наблюдается существенный вклад дополнительных состояний на уровне Ферми.



Рисунок 1. Экспериментальные дисперсионные зависимости топологических поверхностных состояний, измеренные при энергии фотонов 52 эВ для Bi₂Te_{2.4}Se_{0.6} – (а), при 25 эВ для Bi_{1.5}Sb_{0.5}Te_{1.8}Se_{1.2} – (б) и PbBi₂Te₂Se₂ – (в). Красными и синими разнонаправленными треугольниками изображена спиновая поляризация состояний, которая была получена путем анализа спин-разрешенных спектров, измеренных методом spin-ARPES при соответствующих энергиях фотонов и углах, отмеченных белыми вертикальными линиями. Дисперсионные зависимости валентной зоны, измеренные для чистой поверхности и после интеркаляции Pt и Au в соединения Bi₂Te_{2.4}Se_{0.6} – (г) и Bi_{1.5}Sb_{0.5}Te_{1.8}Se_{1.2} – (д) соответственно, измеренные при энергии фотонов 62 эВ.

Было сделано предположение, что такой большой вклад состояний зоны проводимости на уровне Ферми в PBTS будет нежелателен для спиновых токов и формирование спиновых токов будет проходить более эффективно в топологических соединениях BTS и BSTS. В результате косвенного исследования формирования спиновых токов в системах BSTS и PBTS по оценке сдвига уровня Ферми при фотовозбуждении циркулярнополяризованным излучением данное предположение было подтверждено.

Исследование модификации электронной структуры BTS при контакте с Pt (рис. 1г) и BSTS при контакте с Au (рис. 1д) при различных стадиях (напыление, прогрев, интеркаляция) показало, что существенных изменений электронной структуры валентной зоны не происходит и дираковский конус сохраняется. Детальное обсуждение наблюдаемых изменений будет представлено в докладе. Будут проанализированы теоретические расчеты электронной и спиновой структуры для чистых ТИ и с учетом взаимодействия с атомами Au и Pt.

Для анализа морфологии было проведено исследование данных ТИ методом сканирующей туннельной микроскопии (СТМ). Представленные на рис. 2a СТМ-изображения поверхности BTS свидетельствуют о хорошем качестве поверхности. На представленном профиле (рис. 2б) видно, что высота одного пятислойника составляет ~9Å, также различимы ступеньки высотой ~3Å. Было выявлено, что после интеркаляции атомов Pt результирующая величина ступеньки увеличивается. Из анализа СТМ-изображения, полученного с атомным разрешением, можно сделать вывод, что величина постоянной решетки для топологического изолятора BTS с дробной стехиометрией составляет ~4.3Å и примерно совпадает с постоянной решетки для классических двойных ТИ, известных в литературе [4].



Рисунок 2. (а) - Панорамное СТМ-изображение чистой поверхности $Bi_2Te_{2.4}Se_{0.6}$ (напряжение на образце $V_s = +1.12$ В, туннельный ток $I_t = 0.1$ нА); (б) – профиль сечения поверхности вдоль синей линии для чистой поверхности $Bi_2Te_{2.4}Se_{0.6}$; (в) – атомно-разрешенное СТМ-изображение чистой поверхности $Bi_2Te_{2.4}Se_{0.6}$ ($V_s = +1.9$ В, $I_t = 20$ пА).

Работа выполнена в рамках грантов СПбГУ для научных исследований №11.38.271.2014 и №11.50.202.2015, в том числе в Ресурсном центре СПбГУ «Физические методы исследования поверхности».

- M. Z. Hasan and C. L. Kane // Rev. Mod. Phys., V. 82, 3045 (2010).
- C. Kane and J. Moore // Phys. World 24, V. 32 (2011).
- 3. Y. Pan et al. // arXiv:1411.2479v1 (2014).
- Z. Ren et al. // Phys. Rev. B V. 84, 165311 (2011).
- A. Taskin et al. // Phys. Rev. Lett., V. 107, 016801 (2011).

Сканирующая туннельная микроскопия высокого разрешения с использованием *d*- и *p*-орбиталей зонда

А.Н. Чайка^{1, 2*}, В.Н. Семенов¹, С.С. Назин¹, Н.Н. Орлова¹, В.Ю. Аристов¹, В.Г. Глебовский¹, С.И. Божко¹, О. Lübben², S.A. Krasnikov², В.Е. Murphy², K. Radican², I.V. Shvets², V. Grushko³, A. Chepugov³, N. Novikov³, E. Mitskevich³, O. Lysenko³

1 Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Россия

2 CRANN, School of Physics, Trinity College Dublin, Ireland

3 V. Bakul Institute for Superhard Materials, Kiev, 04074, Ukraine

*chaika@issp.ac.ru

Представлены результаты исследований роли орбитальной структуры зонда сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) и взаимодействия атомов зонда и поверхности в формировании изображений атомного разрешения. Исследования зависимостей СТМ-изображений от параметров туннелирования выполнены с использованием различных зондов на поверхностях пиролитического графита, трехслойного графена на SiC(001) и силицида гадолиния, выращенного на Si(111). В качестве зондов использовались поли- и монокристаллические вольфрамовые зонды с ориентацией острия вдоль кристаллографических направлений [001] и [111], а также легированные бором монокристаллические алмазные зонды. Показано, что пикометровое пространственное разрешение достигается при использовании зондов W[111] и зондов с доминированием *p*-орбиталей на острие. При этом зонды с *p*-орбиталями на острие позволяют достигать высокого разрешения в диапазоне расстояний 3-5 Å, когда взаимодействие атомов зонда и поверхности невелико.

Роль орбитальной структуры зонда при визуализации поверхности с атомным разрешением исследовалась с момента изобретения сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) [1-3]. Недавно было показано, что использование ориентированных монокристаллических игл может позволить контролировать структуру зонда и относительный вклад электронных состояний атома острия с различными проекциями орбитального момента [4]. Последнее подтверждено прямой визуализацией электронной структуры атома вольфрама на острие иглы W[001] с помощью электронных орбиталей атомов углерода поверхности графита (Рис. 1). Расчеты в рамках теории функционала плотности [4-6] показали, что трансформация субатомных особенностей при малых (< 2.5 Å) величинах туннельного промежутка (Рис. 1b) связана с модификацией орбитальной

структуры атома вольфрама на острие из-за взаимодействия с атомами поверхности.

В докладе представлены результаты, полученные на поверхностях графита, карбида кремния и силицида гадолиния с помощью алмазных и вольфрамовых зондов с различной ориентацией острия. Полученные результаты демонстрируют характерные особенности СТМ-экспериментов при доминировании электронных *d*- и *p*-орбиталей на острие иглы.

Исследования, выполненные на поверхностях графита [7] и наноструктурированного графена на поверхности кубического карбида кремния [8,9], демонстрируют, что максимальное пространственное разрешение достигается при использовании алмазных и вольфрамовых зондов с ориентацией острия вдоль кристаллографического направления [111], сохраняющих



Рисунок 1. (а) Модель зонда W[001], взаимодействующего с поверхностью графита. (b) СТМ-изображения электронных орбиталей атома вольфрама, полученные с помощью орбиталей атома углерода поверхности при V = -0.1 В, I = 0.7 нА (левая панель), V = -35 мВ, I = 7.2 нА (центральная панель), V = -0.1 В, I = 1.8 нА (правая панель). Размер изображений – 150×150° пм².



Рисунок 2. (а) Плотность электронных состояний α и β атомов поверхности графита вблизи уровня Ферми. (b) СТМизображение поверхности графита, измеренное с помощью алмазного зонда при V = -50 мВ, I = 0.8 нА. Изображение демонстрирует неэквивалентные особенности, отвечающие двум подрешеткам атомов графита. (c,d) СТМ-изображения графена на поверхности SiC(001), полученные с помощью монокристаллического зонда W[111] при V = 22 мВ, I = 65 пА. Изображения иллюстрируют случайные пикометровые искажения длин углеродных связей в решетке квазисвободного графена.

симметричное распределение плотности электронных состояний вокруг атома острия даже при малых расстояниях «зонд-поверхность». В качестве примера на рис. 2 показаны СТМ-изображения поверхностей графита и графена на SiC(001), измеренные с помощью алмазного и вольфрамового зондов с ориентацией острия вдоль направления [111].

Изображение на рис. 2b демонстрирует неэквивалентные особенности, отвечающие различной плотности электронных состояний α и β атомов поверхности графита (рис. 2а). Как показали результаты теоретических расчетов, неискаженную взаимодействием атомов зонда и образца карту плотности электронных состояний поверхности можно получить с помощью алмазного зонда в диапазоне расстояний 3-5 Å [7]. При таких расстояниях взаимодействие атомов иглы и поверхности незначительно, что может обеспечить большую стабильность и облегчить интерпретацию экспериментальных данных при проведении CTMэкспериментов. Сравнительный анализ CTMизображений поверхности графита, полученных монокристаллическими алмазными и вольфрамовыми зондами, показывает, что латеральное разрешение и величины атомных корругаций выше в случае доминирования *p*-орбиталей на острие [7]. Похожие результаты были получены при СТМисследованиях системы GdSi_{2-x}Si(111), выполненных чистым и функционализированным атомом кислорода острием вольфрамового зонда.

СТМ-исследования системы графен/SiC(001) [8,9] показывают возможность достижения пикометрового латерального разрешения при использовании зондов W[111] на поверхностях со сложной атомной и электронной структурой. В качестве примера на рис. 2с показано изображение, демонстрирующее случайные искажения углеродных связей в решетке графена. Значения длин углеродных связей на экспериментальном изображении (рис. 2d) находятся в согласии с теоретическими расчетами для свободного монослоя графена [10]. Пикометровое латеральное разрешение наблюдается в случае использования зондов W[111], поскольку они сохраняют симметричное распределение плотности электронных состояний даже при малых величинах туннельного промежутка [11].

Работа выполнена при поддержке программ Президиума РАН, грантов РФФИ (проекты № 14-02-01234, 14-02-00949, 13-02-00781) и гранта Марии Кюри Европейской рамочной программы FP7.

- J. Tersoff and D.R. Hamann // Phys. Rev. Lett., V. 50, 1998 (1983).
- 2. C.J. Chen // Phys. Rev. Lett., V. 69, 1656 (1992).
- 3. W. Sacks // Phys. Rev. B, V. 61, 7656 (2000).
- A.N. Chaika, S.S. Nazin, V.N. Semenov et al. // Europhys. Letters, V. 92, 46003 (2010).
- A.N. Chaika, S.S. Nazin, V.N. Semenov et al. // Appl. Surf. Sci., V. 267, 219 (2013).
- А.Н. Чайка // Письма в ЖЭТФ, V. 99, 843 (2014).
- V. Grushko, O. Lübben, A.N. Chaika et al. // Nanotechnology, V. 25, 025706 (2014).
- A.N. Chaika, O.V. Molodtsova, A.A. Zakharov et al. // Nano Res., V. 6, 562 (2013).
- A.N. Chaika, O.V. Molodtsova, A.A. Zakharov et al. // Nanotechnology, V. 25, 135605 (2014).
- A. Fasolino, J.H. Los, M.I. Katsnelson // Nature Mater., V. 6, 858 (2007).
- C. A. Wright and S. D. Solares // J. Phys. D: Appl. Phys., V. 46, 155307 (2013).

Системы с дираковским конусом электронных состояний, особенности спиновой электронной структуры и возможность генерации спиновых токов

А.М. Шикин^{*}, И.И. Климовских, М.В. Филянина

Санкт-Петербургский государственный университет, Физический факультет, Ульяновская, 1, Петергоф, Санкт-Петербург, 198504. *ashikin@inbox.ru

Представлены принципы формирования поверхностных спин-поляризованных токов для систем с дираковским конусом электронных состояний (топологические изоляторы и графенсодержащие системы) при фотовозбуждении синхротронным излучением с циркулярной поляризацией. Анализируется возможность экспериментальной регистрации спиновых токов по сдвигу уровня Ферми в фотоэлектронных спектрах с противоположной циркулярной поляризацией.

Одна из основных фундаментальных идей спинтроники - это контролируемое управление спином электрона вместо заряда, создание соответствующих спиновых токов, характеризующихся определенной спиновой ориентацией, и использование генерируемых спиновых токов, например, для индуцированной намагниченности квантовых наносистем с целью создания новой генерации спиновых устройств хранения информации и квантовой логики уменьшенных размеров и энергопотребления. Наиболее оптимальными для создания спиновых токов и управления ими являются системы с невырожденным по спину дираковским конусом электронных состояний с антисимметричной по моменту спиновой поляризацией, см. рис. 1а. Такого типа спиновая структура характерна для поверхностных состояний топологических изоляторов. Для таких систем приложенное вдоль поверхности электрическое поле ведет к созданию реверсных спинполяризованных токов, которые могут приводить к индуцированной реверсной намагниченности контактирующих с ними ферромагнитных квантовых наносистем за счет спин-торк-эффекта [1, 3]. На рис. 1b схематически представлен сдвиг поверхности Ферми, сформированной пересечением уровня Ферми с дираковским конусом топологических поверхностных состояний, при приложении электрического поля вдоль поверхности и образование нескомпенсированной спиновой поляризации при сдвиге поверхности Ферми, обусловливающей генерацию соответствующего спинового тока. Спиновая ориентация в формируемом спиновом токе перпендикулярна направлению импульса электрона

и меняется на противоположную при смене направления спинового тока.



Рисунок 1. (а) - Схематическое представление дираковского конуса электронных состояний для поверхностных состояний топологических изоляторов с антисимметричной спиновой структурой. (b) – Формирование некомпенсированной спиновой поляризации при сдвиге поверхности Ферми при приложении электрического поля вдоль поверхности. (c) – Формирование дырок на уровне Ферми для состояний дираковского конуса с противоположным импульсом и спиновой ориентацией в процессе фотовозбуждения синхротронным излучением с правой и левой циркулярной поляризацией и формирование соответствующих спин-поляризованных спиновых токов в направлении перпендикулярно вектору распространения света.

Экспериментальные результаты

В представляемой работе используется другой способ формирования спиновых токов – за счет фотовозбуждения с правой и левой циркулярной поляризацией света подобно [2]. Циркулярно-поляризованный свет, характеризующийся проекцией углового момента параллельно и антипараллельно вектору распространения света, взаимодействует с электронными состояниями с соответствующими проекциями спина, что приводит к генерации спиновых токов в направлении перпендикулярно плоскости падения света. Для топологических поверхностных состояний правила дипольных переходов приводят к раздельному возбуждению электронных состояний с противоположным по знаку k_{II} в зависимости от направления используемой циркулярной поляризации, см. рис. 1с. Дырки, формируемые в процессе фотовозбуждения, которые характеризуются соответствующим направлением спина, компенсируются спин-поляризованными токами, текущими вдоль поверхности по поверхностным состояниям. Данные токи являются спин-поляризованными токами с ориентацией спина также перпендикулярно импульсу движущегося электрона. При этом направление формируемого спинового тока и ориентация спина изменяются на обратные при смене направления циркулярной поляризации. В представляемой работе предлагается для индикации формируемых спиновых токов использовать энергетический сдвиг уровня Ферми, экспериментально измеряемых дисперсионных зависимостей дираковского конуса электронных состояний при фотовозбуждении с противоположной циркулярной поляризацией синхротронного излучения.



Рисунок 2. Дисперсионные зависимости электронных (поверхностных) состояний вблизи уровня Ферми для Bi_{1.5}Sb_{0.5}Te_{1.8}Se_{1.2} – (а) и графена на поверхности Pt(111) – (b), измеренные с противоположной циркулярной поляризацией возбуждающего излучения, и сдвиги уровня Ферми в соответствующих энергетических распределениях, интегрированных по всем углам.

На рис. 2а показан сдвиг уровня Ферми, измеряемый для дисперсий поверхностных состояний для топологического изолятора Bi1.5Sb0.5Te1.8Se1.2 (который по своим параметрам является «идеальной» системой для эффективной генерации и транспорта спиновых токов). Наблюдаемый энергетический сдвиг уровня Ферми можно связать с величиной генерируемого при этом спинового тока вдоль поверхности системы. В работе проанализирована взаимосвязь между особенностями электронной спиновой структуры систем с дираковским конусом электронных состояний (различного типа топологических изоляторов и графенсодержащих систем) и величиной и знаком экспериментально наблюдаемого сдвига уровня Ферми и формируемых спиновых токов в данных системах. На рис. 2b представлены соответствующие дисперсионные зависимости и экспериментально наблюдаемый сдвиг уровня Ферми при использовании правой и левой циркулярной поляризации излучения для графена, синтезированного на поверхности Pt(111). Данная система также характеризуется дираковским конусом π-состояний и аномально высоким спин-орбитальным расщеплением π-состояний графена [3,4]. Теоретические оценки [3] показали возможность формирования спиновых токов в данной системе. В представляемой работе также проанализирована возможность использования данного метода для анализа индуцированной намагниченности ферромагнитных нанообъектов спиновыми токами, протекающими по поверхностным состояниям топологических изоляторов различного типа и графенсодержащих систем.

Работа выполнена в рамках грантов Санкт-Петербургского госуниверситета для научных исследований и поддержки лабораторий под руководством ведущих ученых.

- 1. C.H. Li et al. //Nature Nanotechnology 9, 218 (2014).
- J. M. Mclver et al. // Nature Nanotechnology 7, 96 (2012).
- A.M. Shikin et al. // Appl. Phys. Lett. 105, 042407 (2014).
- 4. I.I. Klimovskikh et al. // PRB 90, 235431 (2014).

Формирование самоорганизованных нанодоменных структур в сегнетоэлектриках при переключении поляризации в сильнонеравновесных условиях

В.Я. Шур *

Уральский ЦКП «Современные нанотехнологии», Уральский федеральный университет, пр. Ленина, 51, Екатеринбург, 620000. * vladimir.shur@urfu.ru

В работе представлены новейшие результаты систематических исследований эффектов самоорганизации при формировании нанодоменных структур при переключении поляризации в одноосных сегнетоэлектриках. Показано, что в сильнонеравновесных условиях переключения, обусловленных неэффективным экранированием деполяризующих полей, образуются ансамбли изолированных нанодоменов. Полученные результаты качественно изменяют представления о кинетике доменов и формировании доменных структур в сегнетоэлектриках.

Впервые систематически исследовано формирование и эволюция самоорганизованных микро- и нанодоменных структур в монокристаллах ниобата лития и танталата лития. Использование методов визуализации доменов с высоким пространственным разрешением и непосредственное наблюдение кинетики доменов позволило детально изучить формирование доменной структуры при воздействии пироэлектрического поля. Экспериментально обнаружены и обоснованы эффекты потери устойчивости формы доменных стенок и переход к дискретному переключению.

Экспериментально исследовалось формирование доменных структур при переключении поляризации в пластинах одноосных сегнетоэлектрических монокристаллов представителей семейства ниобата лития (LN) и танталата лития (LT) с различной степенью отклонения от стехиометрического состава и легированных Mg [1].

Для *in situ* визуализации кинетики доменной структуры использовалась оптическая микроскопия со скоростной камерой. Микроскопия пьезоэлектрического отклика и сканирующая электронная микроскопия обеспечивали визуализацию статической доменной структуры на поверхности кристалла с высоким пространственным разрешением (до 2 нм). Конфокальная микроскопия комбинационного рассеяния позволяла наблюдать положение доменных стенок в объеме кристалла. Обработка серии изображений доменов на разной глубине позволяла выявлять стадии формирования микро- и нанодоменных структур [2-4].

При анализе полученных результатов использовался кинетический подход [5]. При этом кинетика доменов при переключении поляризации рассматривалась как аналог фазового перехода первого рода, при котором вероятность зародышеобразования определяется локальной величиной суммы внешнего, деполяризующего и экранирующих полей. При таком рассмотрении была выявлена существенная роль неполного экранирования изменения деполяризующих полей при переключении поляризации в сегнетоэлектрическом конденсаторе с поверхностным диэлектрическим слоем, обусловленная медленными процессами объемного экранирования. Показано, что возникающий при неэффективном экранировании шлейф остаточного деполяризующего поля замедляет традиционный боковой рост доменов и стимулирует переход к дискретному переключению за счет образования изолированных нанодоменов с заряженными доменными стенками впереди движущейся доменной стенки [2,6].

При неэффективном экранировании реализуются сильнонеравновесные условия переключения поляризации, которые приводят к качественному изменению формы изолированных доменов, а также к проявлению эффектов самоорганизации при росте самоподобных микро- и нанодоменных структур, состоящих из изолированных доменов [7,8].

Экспериментально и теоретически показано, что самоорганизованное формирование нанодоменных структур обусловлено процессом коррелированного зародышеобразования, вызванного особенностями распределения поля вблизи доменной стенки при наличии диэлектрического зазора. При этом период полученных квазирегулярных доменных структур определяется толщиной собственного или искусственного поверхностного диэлектрического слоя [5,9].

Для создания сильнонеравновесных условий переключения использовались три группы экспериментальных методов: (1) самопроизвольное обратное переключение после выключения внешнего поля, (2) нанесение на полярные грани искусственных диэлектрических слоев и модификация поверхностных слоев методом протонного обмена, а также (3) воздействие пироэлектрического поля при охлаждении кристалла после импульсного нагрева излучением инфракрасного лазера [10,11].

Экспериментально и методами компьютерного моделирования было детально изучено изменение формы изолированных доменов при увеличении неэффективности экранирования [12]. Особое внимание уделялось переходу от роста доменов в форме многоугольников к аномальной кинетике доменной структуры за счет дискретного переключения. Выявлено и систематически исследовано формирование самоподобных доменных структур (fractal structures) за счет эффекта ветвления, а также «широких доменных границ» (broad domain boundaries) и самоупорядоченных нанодоменных ансамблей (web-like structures) [13].

Впервые обнаружено формирование нанодоменных лучей, обусловленное замедлением встречного движения доменных стенок при самопроизвольном обратном переключении. Выявлена потеря устойчивости формы доменной стенки и формирование пальцеобразной структуры. Исследование образования самоподобных дендритных доменных структур позволило выявить основные механизмы: (1) ветвление, (2) расщепление (splitting), (3) образование пальцеобразных доменов (fingering) и (4) формирование остаточных нанодоменов [14]. Впервые *in situ* визуализировано формирование структуры доменных лучей под действием пироэлектрического поля при охлаждении после завершения импульсного облучения. Выявлено формирование квазирегулярных нанодоменных ансамблей при многократном импульсном облучении монокристаллов танталата лития. Показано также, что ориентированные цепи нанодоменов образуются при переключении в ниобате лития, облученном ионами при высокой температуре радиационного нагрева.

В танталате лития обнаружено и исследовано самоорганизованное формирование нанодоменных ансамблей при охлаждении после импульсного нагрева выше температуры фазового перехода. Впервые продемонстрировано образование дендритных структур в форме снежинок (snowflakes). Экспериментально исследована кинетика роста. Показано, что процесс формирования обусловлен обратным переключением в приповерхностном слое растущих изолированных доменов.

Для исследования процесса взаимодействия изолированных доменов проведены исследования роста цепей доменов при переключении поляризации с помощью проводящего зонда сканирующего зондового микроскопа. Экспериментально показано, что при изменении прикладываемого напряжения, влажности, температуры и расстояния между доменами можно наряду с цепями одинаковых доменов получать чередование размеров доменов (перемежаемость), квазипериодичность и хаос [9]. Наблюдаемые эффекты отнесены за счет теоретически рассчитанных особенностей пространственного распределения электрического поля, создаваемого зондом, и деполяризующего поля домена.

Рассмотрена возможность использования обнаруженного эффекта для создания элементов, сочетающих в себе хранение и обработку информации, в частности в области memcomputing, который основан на тех же принципах, что и человеческий мозг [9]. Принципиальное отличие нового вычислительного устройства от существующих компьютеров заключается в том, что хранение и обработка информации в нем не разделены пространственно, а осуществляются в одних и тех же ячейках. Именно так организованы мозг человека и нервные сети.

Кроме того, эффект взаимодействия изолированных доменов открывает интересные возможности для исследований. В частности он может быть использован для изучения интригующей физики сложных динамических систем, например контролируемого перехода к хаотическому поведению. Могут быть созданы настольные модели для экспериментального исследования поведения разнообразных систем [9].

Сканирующая микроскопия пьезоэлектрических сил (piezoelectric force microscopy) была впервые использована для исследований роста доменов в полярном направлении с высоким пространственным разрешением. Для этого проводилось локальное переключение на неполярных срезах кристаллов [15,16]. Проведены детальные исследования влияния проводимости поверхностного слоя на кинетику доменов при переключении зондом, в частности, при контролируемом изменении влажности [17]. Продемонстрировано существенное влияние самопроизвольного обратного переключения на форму образующихся доменов [18].

Все полученные особенности кинетики доменов удалось объяснить как формирование самоорганизованных структур при сильнонеравновесных условиях переключения. Справедливость модели подтверждена совпадением результатов компьютерного моделирования и эксперимента. Полученные результаты могут использоваться для развития методов нанодоменной инженерии [19], в частности, при создании сегнетоэлектрической памяти и нового класса фотонных устройств [9].

Работа выполнена с использованием оборудования УЦКП «Современные нанотехнологии» УрФУ, при частичной финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (соглашение 14.594.21.0011 и тема 2457), РФФИ и правительства Свердловской области (Грант 13-02-96041-р-Урал-а), РФФИ (Гранты 13-02-01391-а, 14-02-90447-Укр-а).

- V.Ya. Shur, A.R. Akhmatkhanov, M.A. Chuvakova, I.S. Baturin // Applied Physics Letters, V.105, 152905 (2014).
- V.Ya. Shur, P.S. Zelenovskiy, M.S. Nebogatikov, et al. // Journal of Applied Physics, V.110, 052013 (2011).

- E. Strelcov, A.V. Ievlev, S. Jesse, I.I. Kravchenko, V.Y. Shur, S.V. Kalinin // Advanced Materials, V.26, 958 (2014).
- V.Ya. Shur, P.S. Zelenovskiy // Journal of Applied Physics, V.116, 066802 (2014).
- V.Ya. Shur // Journal of Material Science, V.41, 199 (2006).
- M.A. Dolbilov, V.Ya. Shur, E.V. Shishkina, et al. // Ferroelectrics, V.442, 82 (2013).
- V. Shur, V. Shikhova, A. Ievlev, et al. // Journal of Applied Physics, V.112, 064117 (2012).
- V.Ya. Shur, V.A. Shikhova, P.S. Zelenovskiy, et al. // Journal of Advanced Dielectrics, V.4, 1450006 (2014).
- A.V. Ievlev, S. Jesse, A.N. Morozovska, E. Strelcov, E.A. Eliseev, Y.V. Pershin, A. Kumar, V.Ya. Shur, S.V. Kalinin // Nature Physics, V.10, 59 (2014).
- V.Ya. Shur, E.A. Mingaliev, V.A. Lebedev, et al. // Journal of Applied Physics, V.113, 187211 (2013).
- V.Ya. Shur, E.A. Mingaliev, D.K. Kuznetsov, M.S. Kosobokov // Ferroelectrics, V.443, 95 (2013).
- V.Ya. Shur, A.R. Akhmatkhanov, D.S. Chezganov, et al. // Applied Physics Letters, V.103, 242903 (2013).
- V.Ya. Shur, A.R. Akhmatkhanov. Domain Instabilities and Fractal Domain Growth in Uniaxial Ferroelectrics, in "Piezoresponse Force Microscopy: Applications", Springer, 2015.
- V.Ya. Shur, D.S. Chezganov, et al. // Journal of Applied Physics, V.112, 104113 (2012).
- N.A. Pertsev, A.L. Kholkin // Physical Review B, V.88, 174109 (2013).
- A.V. Ievlev, D.O. Alikin, A.N. Morozovska, O.V. Varenyk, E.A. Eliseev, A.L. Kholkin, V.Ya. Shur, S.V. Kalinin // ACS Nano (2015), Doi: 10.1021/nn506268g.
- A.V. Ievlev, A.N. Morozovska, V.Ya. Shur, S.V. Kalinin // Applied Physical Letters, V.104, 092908 (2014).
- A.V. Ievlev, A.N. Morozovska, E.A. Eliseev, V.Ya. Shur, S.V. Kalinin // Nature Communications, V.5, Article number: 4545 (2014).
- 19. V.Ya. Shur // Ferroelectrics, V.443, 71 (2013).

Lacunas in the optical force induced by quantum fluctuations of quasicontinuum of multipole plasmons

E.S. Andrianov^{1,2}, N.M. Chtchelkatchev^{3,4*}, A.A. Pukhov^{1,2}

1 Department of Theoretical Physics, Moscow Institute of Physics and Technology, Moscow, 141700, Russia.

2 All-Russia Research Institute of Automatics, 22 Sushchevskaya, Moscow, 127055, Russia.

3 Department of Physics and Astronomy, California State University Northridge, Northridge, CA 91330, USA.

4 L.D. Landau Institute for Theoretical Physics, Russian Academy of Sciences, 117940, Moscow, Russia. *nms@itp.ac.ru

We investigate the force between plasmonic nanoparticle and highly excited two-level system (molecule). Usually van der Waals force between nanoscale electrically neutral systems is monotonic and attractive at moderate and larger distances and repulsive at small distances. In our system, the van der Waals force acting on molecule has optical nature. At moderate distances it is attractive as usual but its strength highly increases in a narrow distance ranges ("lacunas"). We show that quantum fluctuations of (quasi)continuum of multipole plasmons of high, nearly infinite degree altogether form effective environment and determine the interaction force while their spectral peculiarities stand behind the large and narrow lacunas in force. We solve exactly the Hamiltonian problem and discuss the role of the dissipation.

The plasmon resonance is the collective oscillation of electrons in a solid or liquid. Recent progress in understanding plasmon-phenomena at nanoscales have shown that plasmon-assisted Raman-spectroscopy of molecular and biological systems may strongly, by orders of magnitude, increase the resolution and signal strength. Plasmon-enhancement effects have been seen in magnetooptics, optoelectronics, scanning near-field optical microscopy and opto/plasmon mechanics. Apart from optics and spectroscopy there is important question about stresses that plasmons induce on quantum objects nearby. Here we focus on the traditional system for quantum plasmonics: molecule interacting with the plasmonic nanoparticle. Neutral nanoparticles and/or molecules in vacuum attract each other at moderate distances ("van der Waals forces") and repel each other at close "atom-size" range. We show that quantum interaction between a molecule (or a quantum dot) and nanoparticle lead to the origin of deep and sharp attractive wells (lacunas) in the interaction force. There is more or less universal multidisciplinary paradigm, that physical effects related to multipoles of high degree should be likely small. However here not a single multipole but the quasicontinuum of multipoles of nearly infinite degree altogether form effective environment and stand behind the interaction force itself and the nature of its fitches.

We consider one of the simplest system where the effect of nonmonotonic Van der Waals (VW) force can be demonstrated: It consists of nearly spherical metallic

nanoparticle (NP) and the two level system (TLS) represented by a molecule or a quantum dot, like in Fig. 1. We suppose that molecule is excited by interaction with external field or with other molecules. TLS interacts with the modes of plasmonic nanoparticle through the quantum fluctuations of its dipole moment. Such quantum system, excited molecules and the plasmonic nanostructure, are usual for the near-field microscopes where the the plasmonic nanostructure is placed at needle of the Scanning Plasmon Near-Field Microscope.

The interaction of the TLS and nanoparticle is related to quantum fluctuations of electromagnetic field. So it is natural that the interaction strength appears to be governed by the dimensionless parameter α proportional to the nondiagonal matrix element of TLS dipole moment, d_{eg} (the average dipole moment is zero, $d_{ee} = d_{gg} = 0$), where "g" denotes the ground state and "e" denotes the excited state, see fig. 1. The natural normalization energy parameters of the problem in hand are the plasma frequency ω_{pl} and the TLS level spacing, ω_{TLS} . Here $\omega_{pl} : \omega_{TLS}$. The natural length unit is the radius a of the nanoparticle. We will show below that $\alpha : |d_{eg}|^2 /\hbar \omega_{pl} a^3$.

We find analytically the quantum state $\Psi(t)$ of the system, TLS + NP, and calculate the force acting on the TLS from NP. The formation of the deep wells in the interaction force F is illustrated in fig. 1. The wells form near the interface of the nanoparticle and

they are the most pronounced for $\alpha = 1$. We show below that small α is natural for the typical system of TLS and nanoparticle recently investigated experimentally. We check that the lacunas in the force are quite robust with the respect to the dissipation effects, see fig 2.



Fig. 1. a) Sketch of plasmonic nanoparticle at the end of the atom force microscope tip scanning molecules at the substrate. b) Van der Waals force between the two-level system and plasmonic nanoparticle as function of the inverse distance $\xi = a / r$. The inset shows the basic characteristics of the interacting plasmonic nanoparticle and two-level system. Dipole plasmons primarily contribute the VW-force at large distances, r >> a, where $F : \alpha \hbar \omega_{m} a^{6} / r^{7}$. Extrapolating F naively to moderate distances one would get the estimate for the force, : $\alpha \hbar \omega_{rs} / a$. However exact calculation including quantum fluctuations of plasmon quasicontinuum gives much larger actual value for the force enhanced by the "giant" factor $1/\alpha >> 1$, so $F: \hbar \omega_{\pi s} / a$ as follows from Fig. 1. Moreover, in the bottom of the dip the force is further enhanced up to the order of magnitude (the width of the dip scales as $\alpha^{1/3}$). Near the plasmon nanoparticle electric field becomes very large [18]. This well investigated in dipole approximation. Here we indirectly investigate this electric filed enhancement within plasmon quasicontinuum.

There are many plasmon modes in NP: dipole, quadrupole,..., multipole. Typically the dipole mode

gives the leading contribution to observables for nanoplasmonic problems. Much rare cases include multipole moments into consideration. In our problem multipole plasmon modes play the key role. There is dependence of the interaction strength between plasmonic modes and TLS dipole moment on the distance between NP and TLS. Therefore the effective frequency of the system (TLS+NP) oscillation also will depend on the distance. Note that there is a relatively large gap between lower plasmonic modes (e.g. dipole, quadrupole) and it becomes smaller and smaller for higher modes Fig. 2. Then it will be rather natural if the effective frequency coincides with the frequency of these lower modes. In this case we will have a "collective resonance" and the dip in the effective interaction potential [1].



Fig. 2. The mean value of the force (integrated over time and divided by integration interval) acting between NP and TLS. The force is averaged over time up to $t = 10^{-13} s$ (red solid line) and up to $t = 10^{-12} s$ (blue dashed line). The difference between the curves is related to the damping. Insert: The sketch of the relative positions of the plasmon multipole modes, its condensation point ω_c and the TLS frequency ω_{rrs}

Reference

 E.S. Andrianov, N. M. Chtchelkatchev, A. A. Pukhov. // arXiv:1405.7798.



Многослойная и кристаллическая рентгеновская оптика

Расширение измерительных возможностей серийного профилометра модели 130

А.Д. Ахсахалян

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. akh@ipmras.ru

Проведена доработка отечественного серийного профилометра модели 130. Прибор дополнительно оснащен легко снимаемой и устанавливаемой штангой, на которой установлен опорный шарик, смещенный относительно измерительной иглы на 30 мм. В такой геометрии можно измерять профиль канавок на плоскости размером до 12 мм. Если шарик перемещать по эталонной плоскости, то можно на длине 12 мм измерять профиль поверхности, на которую опирается игла.

Введение

Для оптимизации процесса травления методом реактивного ионно-лучевого травления с фокусирующей щелью (РИЛТ) как при коррекции формы цилиндрических поверхностей (ЦП) [1], так и при изготовлении поверхностей вращения [2] требуется точно измерять профиль канавки травления поперек ее длины в различных сечениях. Для таких измерений наиболее удобным прибором является профилометр модели 130 производства ОАО «Завод ПРОТОН-МИЭТ». Прибор работает следующим образом (рис.1). Измерительный блок состоит из опорного шарика 1 и алмазной иглы 2 (радиус закругления острия 10 мкм), связанной с индуктивным датчиком, чувствительность которого, заявленная изготовителем, - 0,002 мкм. Шарик опирается на измеряемую поверхность 3. Измерительный блок перемещается при помощи безлюфтового мотопривода 4 относительно поверхности на расстояние 12,5 мм с шагом 0,5 мкм. Т.е. профиль измеряется относительно точки опоры шарика. Расстояние между точкой опоры и иглой равно s=4 мм, поэтому прибор позволяет измерять профиль канавки шириной по основанию w<4 мм. Заявленная изготовителем точность измерений – 0,1 мкм.

Для наших задач, в частности для повышения производительности процесса коррекции формы ЦП, требуются измерения канавок шириной до 10 мм. С этой целью была сделана следующая доработка прибора. На место крепления измерительного блока к приводу посажена дополнительная штанга 5, на которой установлен винт 6 с вторым шариком 7. Расстояние игла – шарик стало s1=30 мм. Если закрутить винт, опора будет на новый шарик, если открутить – прибор будет работать в заводском исполнении. Если штанга мешает измерениям, то за несколько минут она снимается.



Рисунок 1. Фотография профилометра.

Методика и результаты эксперимента

Для сравнения методик в заводском и доработанном исполнении были проведены измерения одного и того же профиля, полученного методом РИЛТ.



Рисунок 2. Сравнение измерений по старой и новой схемам. мам. 1 – старая схема, 2 – старая схема с привинченной штангой, 3 – новая схема.

Из рисунка 2 видно, что измерения по старой схеме в заводском исполнении и с привинченной штангой совпадают с точностью 0.1 мкм. Отметим, что пик справа является фантомом. В действительности его нет, а появляется он из-за того, что шарик проваливается в вытравленную ямку. Это хорошо видно из кривой 3, которая совпадает с кривыми 1 и 2 с точностью 0.1 мкм и на которой в зоне пика нет никаких особенностей.

Для определения точности и возможных систематических ошибок измерений в старой и новой схемах были проведены измерения плоских образцов с отклонением от плоскостности не более 50 нм. На рис. 3 (кривая 1) представлен профиль вдоль прямой на длине X=(0-12,5) мм. Затем образец был сдвинут на 5 мм и снят вдоль той же прямой на длине X=(5-17,5) мм (кривая 2). Видно, что кривые 1 и 2 практически совпадают, а отклонение от плоскости недопустимо большое (0,5 мкм). Это свидетельствует о том, что эти кривые - систематическая ошибка прибора и ее надо вычитать из профиля при проведении измерений. Разность этих кривых (кривая 3), составляющая 20-30 нм, определяет точность измерений методики.



Рисунок 3. Профилограммы плоскости, снятые по старой методике. Кривые 1 и 2 усреднены по 10 измерениям.

Во второй методике профилограммы 1 и 2 (рис. 4) снимались при движении по одной и той же трассе, но в противоположных направлениях (образец разворачивался на 180 градусов). В обоих случаях опорный шарик 7 скользил по одной и той же траектории (рис. 1). Измеренные профили оказались близкими. Их полусумма и есть систематическая ошибка (0,7 мкм), которую надо вычитать при проведении измерений, а разность (кривая 3) определяет точность методики (0,1 мкм).

Для проверки правильности измерений было проведено сравнение измерений на профилометре и на интерференционном микроскопе Talysurf CCI 2000. Из рис. 5 видно хорошее (с точностью 0,3 мкм) совпадение результатов измерений.



Рисунок 4. Профилограммы плоскости, снятые по новой методике. Кривые 1 и 2 усреднены по 10 измерениям. Кривая 4 – сглаженная по 1000 точкам кривая 3.

Рисунок 5. Сравнение результатов измерений одного и



того же профиля на интерференционном микроскопе Talysurf CCI 2000 (кривая 1) и на профилометре (кривая 2).

Основной вывод работы состоит в том, что на приборе после переделки, сохранив прежние характеристики, можно также измерять профиль на втрое большей длине, но с втрое большей ошибкой.

Автор благодарен Ю.Н. Дроздову и П.А. Юнину за полезные обсуждения.

В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур». Работа выполнена при поддержке РФФИ-Поволжье, грант 13-02-97040.

- А.А. Ахсахалян, А.Д. Ахсахалян, Ю.А. Вайнер и др. // Известия РАН. Сер. физическая. 2012. Т. 76. № 2. С. 196–198.
- А.А. Ахсахалян, А.Д. Ахсахалян, Ю.А. Вайнер и др. // Известия РАН. Сер. физическая. 2014. Т. 78. № 1. С. 86–89.

Suppression of Inelastic Channels and Long-Living X-Ray Localized Modes

V.A. Belyakov

Landau Institute for Theoretical Physics, Russian Academy of Sciences, 142432, Chernogolovka, Moscow region.

bel@landau.ac.ru

The ways to increase life-times of the X-Ray localized modes are theoretically investigated. For a model of continuous short-periodical structure with a local anisotropy of absorption the options to increase the life-times due to the Borrmann effect are demonstrated. Application of the found results to the Mossbauer localized modes is briefly discussed.

Introduction

The problem of electromagnetic waves localization in periodic media is best of all studied for the optical wave length range [1]. Some essential effects as the lowering of lasing threshold or the enhancement of absorption in the layer and some other linear and nonlinear effects due to this localization were revealed and observed [2-5]. It is naturally to try to observe similar effects for the X-Ray wave length range. Recent developments of the radiation sources (Synchrotron radiation (SR) and Free electron laser (FEL)) give favorable perspectives for observations of the X-Ray quantum optics effects [6] and X-ray localized states. The reported experimental achievements in this field (turn of X-Ray beam by means of whispering gallery mode [7], experiments with Mossbauer radiation [8-10]) showed that there is an essential specific for the X-Ray localized modes compared with the optical range. In particular, needed very high monochromatization of X-Ray (order of 1 meV at energy order of 10 keV) [11] and due to a strong absorption of radiation in the X-Ray wave length range occurring smearing of the typical localized mode properties.



Fig. 1. Schematic of EM structure.

General approach

It is why the options to suppress inelastic channe X-Ray interaction with a crystal and to prolong by this way the localized mode life-time are studied here. The dispersion equations for edge localized mode (EM) (see Fig.1) and defect mode (DM) (see Fig.2) may be found by modification of the corresponding equations for the optical wave range [2,3]. For spiral periodic structures (CLC) studied here for the certainty the EM dispersion equation related to the boundary problem

corresponding to the Fig.1 determines the discrete EM frequencies:

$$tgqL = i(q / \kappa^2) / [(/ 2\kappa)^2 + (q/\kappa)^2 - 1]$$
 (1)

where $q = \kappa \{1+(\tau/2\kappa)^2 - [(\tau/\kappa)^2 + \delta^2]^{\frac{1}{2}} \}^{\frac{1}{2}}$ and, $\varepsilon_0 = (\varepsilon_{||} + \varepsilon_{\perp})^2$, $\delta = (\varepsilon_{||} - \varepsilon_{\perp})/(\Sigma_{||} + \Sigma_{\perp})$, $\kappa = \omega \varepsilon_0^{\frac{1}{2}}/c$ and $\tau = 4\varepsilon_0/p$ with p as the spiral pitch.

Similarly to the case of EM, the DM frequency ω_D related to the boundary-value problem for the structure at Figure 2 is determined by the following expression:

$$\{\exp(2ikd)\sin^2 qL - \exp(-i\tau L)[(tq/\kappa^2)\cos qL + i((|/2\kappa)^2 + (q/\kappa)^2 - 1)\sin qL]^2/\delta^2]\} = 0, \quad (2)$$

where d (see Fig. 2) is the defect layer thickness. If the absorption in the spiral media is isotropic the dielectric constant may be presented as $\varepsilon = \varepsilon_0(1+i\gamma)$ where γ is a small parameter and $\kappa = \omega[\varepsilon_0(1+i\gamma)]^{1/2}/c$. Generally, solutions to eq. (1) and (2) for the EM and DM frequencies ω_{EM} and ω_{D} can be found only numerically. The EM and DM frequencies turn out to be complex and may be presented, for example, for EM as $\omega_{\text{EM}} = \omega(1+i\Delta)$ where Δ is a small parameter.



the absorption, i.e. on γ . For thick spiral periodic structures analytic solutions of the dispersion equation may be found. For EM $\Delta = -\frac{1}{2}\delta(n\pi)^2/(\delta L\tau/4)^3 - \frac{1}{2}\gamma$, where *n* is the EM number and $\Delta = -(2/3\pi)(p/L) \times \exp[-2\pi\delta(L/p)] - \frac{1}{2}\gamma$ for the DM frequency at the middle of the stop-band. So, in the case of isotropic absorption the localized mode life-time is limited by $2/\omega_{\rm EM}\gamma$.

Borrmann effect in localized modes

It is known that in the X-Ray diffraction the influence of inelastic channels on the X-Ray absorption may be significantly diminished if the Borrmann effect (diffraction suppression of absorption, see for, example, [4]) is realized. A similar influence of the Borrmann effect has to be present for the localized modes. A direct way to study the Borrmann effect realization is solution of the dispersion equations (1) and (2) at varying parameters of the problem. Another way to reveal the conditions of the Borrmann effect maximal influence is to study reflection, transmission and absorption spectra for specific structures. For the revealing of the conditions of minimal absorption (maximal life-times) the corresponding calculation were performed. Some results for the absorption in the EM and DM spiral structures with locally anisotropic and isotropic absorption are presented at Fig3 and Fig4 $(1000^{TM}[2(\omega - \omega)])$ $-\omega_{\rm B}/(\omega_{\rm B}) - 1$ is plotted at the frequency axis).



Fig. 3. Total absorption in a spiral layer for locally anisotropic absorption at δ =5*10⁻⁵+1.5i*10⁻⁵, L/p = 3*10⁵ (bold curve) and isotropic absorption.

These calculations show that the degree of the Borrmann effect influence on the EM and DM properties in the case of locally anisotropic absorption depends on the position of ω_D inside the stop-band for DM and ω_{EM} closeness to the stop-band edges for EM. For thick periodic structures analytic solutions of the dispersion equations may be found. As an example of analytic solution, the expression for dependence of the EM lifetime on the location of ω_{EM} relative the stop-band edges (the ratio of life-time at the both edge frequencies) for a thick spiral periodic structure with local absorption anisotropy is given:

$$\tau_{\rm B}/\tau_{\rm AB} = \omega_{\rm EM} \left(e_0 \gamma + 2e_0 \operatorname{Im} \delta \right) / (\omega_{\rm EM} e_0 \gamma + 1/\tau_{\rm m}), \quad (3)$$

where τ_B , τ_{AB} , τ_m are the life-time at the stop-band edge where the Borrmann effect happens, at the opposite edge, at the stop-band edges in the case of the inelastic channels absence, respectively, γ is the quantity (determining an inevitably present a residual isotropic X-Ray absorption) given by the expression for the effective dielectric constant $\varepsilon = e_0(1+i\gamma)$ and δ is the local dielectric anisotropy (which is a complex quantity in the case of locally anisotropic absorption).



Fig. 4. Total absorption in DM structure for locally anisotropic absorption at δ =5*10⁻⁵ +1.5i*10⁻⁵, L/p = 7.5*10⁴, d/p=0.1 (bold curve) and isotropic absorption.

If γ is approaching zero, what is happening when we neglect the residual absorption at all, τ_B is coinciding with τ_m , what corresponds complete suppression of the inelastic channels at the stop-band edge. At the opposite stop-band edge frequency the absorption is enhanced and the EM life-time being proportional to $1/(2e_0 \text{ Im } \delta)$ is shorter than τ_m . A special attention is paid to the Mossbauer EM [12] (especially for the case of a SR Mossbauer source [10]) and it is shown that the Borrmann effect may allow to increase the localized mode life-time [12] up to the values exceeding the inner conversion Mossbauer life-time. It is worthy to mention that for the Mossbauer localized mode (contrary to the case of the X-Ray localized mode [4]) a complete suppression of absorption is possible. The obtained results are applicable as in the high resolution X-Ray optics in general so for the developing "Nuclear Quantum Optics" [13].

References

- V.I. Kopp, Z.-Q.Zhang, and A. Z.Genack // Prog. Quant. Electron, V. 27, n 6, P.369 (2003).
- V.A. Belyakov, S.V. Semenov // JETP, 109, 687 (2009).
- V.A. Belyakov and S.V. Semenov // JETP, 112, 694 (2011).
- V.A Belyakov // Diffraction Optics of Complex Structured. Periodic Media Springer Verlag. New York, US, 1992.
- Е.Л. Ивченко, А.Н. Поддубный // ФТТ, 55, 833 (2013).
- B.W. Adams et al. // Jn. Modern Optics, 60, 2 (2013).
- V.I. Ostashev et al. // Optics Communications, 155, 17 (1998).
- 8. R. Rohlsberger et al. // Science, 328, 1248 (2010).
- K.P. Heeger et al. // arXiv: 1409.0365v1 [quant-ph] 1 Sep 2014.

- 10. G.V. Smirnov et al. // Phys. Rev. B, **55**, 5811 (1997).
- V.A. Belyakov // Proc. of XVI Intern. Symposium Nanophysics and Microelectronics, Nizhnii Novgorod, V. 2, p. 542 (2012).
- 12. V.A. Belyakov // ibid, V. 1, p. 268 (2013).
- 13. O. Kocharovskaya et al. // Nature 508, 80 (2014).

Основные фундаментальные и прикладные задачи современной физики Солнца

С.А. Богачев*, С.В. Кузин

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991. *bogachev@lebedev.ru

Физика Солнца является одним из основных разделов современной астрофизики, изучение которого имеет как фундаментальное научное, так и прикладное значение. Мы перечисляем и кратко обсуждаем основные нерешенные проблемы физики Солнца, которые являются наибольшей мотивацией для постановки и проведения современных солнечных экспериментов (в том числе космических). Мы надеемся, что этот доклад позволит лучше понять, на изучении каких объектов в наибольшей степени сконцентрировано сейчас внимание ученых и какие технологии и методы исследования наиболее востребованы при исследовании Солнца.

Введение

Физика Солнца является одним из основных разделов современной астрофизики, изучение которого имеет как фундаментальное научное, так и прикладное значение. Солнце, даже в спокойном состоянии, формирует излучение в исключительно широком диапазоне длин волн: от декаметрового радиоизлучения (10-100 м) до вакуумной ультрафиолетовой области спектра (100-10 нм), а в состоянии активности является также источником рентгеновского и гамма-излучения. Фотоны с энергией выше 50 кэВ формируются на Солнце исключительно во время вспышек. В атмосфере Солнца (так называют его внешние прозрачные слои) присутствует плазма разных температур - от нескольких тысяч кельвинов до десятков миллионов – и с плотностями от 10⁸ до 10¹⁷ частиц на см³. Кроме того, во время вспышек Солнце является источником протонов и электронов с энергиями до сотен МэВ (иногда встречаются и значительно более энергичные частицы). Часть частиц попадает в межпланетное пространство и регистрируется приборами на орбите Земли.

Энергичные солнечные частицы, а также излучения за пределами окон прозрачности земной атмосферы могут исследоваться только в ходе космических экспериментов.

Поскольку физические процессы на Солнце очень многообразны, их исследование может вестись широким набором методов с применением самых разнообразных технологий. Трудно назвать тип детектора или метод регистрации излучения и частиц, который бы ни разу не применялся или хотя бы не обсуждался в приложении к солнечным экспериментам, не был бы востребован физикой Солнца.

В настоящем докладе мы рассматриваем, какие фундаментальные и прикладные задачи ставит перед собой современная физика Солнца, что является основным объектом ее исследования, а также какие требования к научным экспериментам и к их точности могут следовать из этого списка задач. Не претендуя на то, чтобы объять необъятное, мы концентрируем внимание на нескольких основных проблемах, которые являются мотивом для проведения большинства современных экспериментов.

Основные фундаментальные задачи

Основными фундаментальными нерешенными проблемами современной физики Солнца являются: (1) наличие у Солнца 11-летнего цикла активности; (2) механизм и триггеры солнечных вспышек; (3) наличие у Солнца и звезд солнечного типа горячих атмосфер (проблема нагрева солнечной короны).

С точки зрения 11-летнего цикла солнечной активности относительно надежно установлено следующее. Циклическая активность проявляется только на звездах с внешней конвективной зоной (обычно звезды карлики). Для этих же звезд характерно дифференциальное вращение поверхности (угловая скорость вращения звезды на экваторе превышает скорость ее вращения у полюсов). Соответствующие факты – наличие цикла, дифференциального вращения и конвективной зоны – считаются причинно связанными. Основой солнечного цикла является циклическое изменение магнитного поля Солнца. Все остальные изменения (11-летние вариации числа пятен, количества вспышек, скорости солнечного ветра и т.п.) являются вторичными и вызываются модуляцией магнитного поля. Магнитное поле формируется под поверхностью Солнца на границе между его конвективной зоной и зоной лучистого переноса (последняя находится между конвективным слоем и солнечным ядром и занимает диапазон от 0.2 до 0.7 радиусов Солнца). Период в 11 лет определяется скоростью так называемого меридионального течения, которое на видимой поверхности Солнца движет плазму от экватора к полюсам. Природа меридионального течения, а также причины, по которым период его вращения (течение является кольцевым) близок к 11 годам, в настоящее время неизвестны. Не вполне ясны также причины различий в амплитудах соседних солнечных циклов, а также наличие вековых (и, возможно, тысячелетних) изменений цикла.

С точки зрения механизмов и триггеров солнечных вспышек, общепризнанным в настоящее время считается источник энергии солнечных вспышек: это сильные магнитные поля на Солнце и формируемые ими электрические токи. Вместе с тем, хотя фундаментальные причины вспышек понятны, до сих пор не возможен сколь-либо точный их прогноз, что говорит о недостаточном понимании конкретного механизма вспышки. В особенности важным является поиск триггера вспышки, запускающего процесс высвобождения энергии. Наиболее перспективным направлением в этой области считается разработка новых методов измерения магнитного поля на поверхности Солнца и в его короне, а также повышение точности получения изображений Солнца в рентгеновском диапазоне излучения, где высвобождается наиболее энергичная часть вспышечной энергии.

Наличие у Солнца и солнечноподобных звезд горячих корон (внешних областей атмосферы с температурой порядка 1 – 2 млн. К) не вполне согласуется с существенно более низкой температурой поверхности этих звезд (не более 6 тыс. К), а также с низкой энергией их излучения, явно недостаточной для столь сильного разогрева окружающей среды. Проблема нагрева короны интересна тем, что в настоящее время существует достаточно большое количество теорий, объясняющих формирование горячих звездных атмосфер (в основном рассматривается нагрев волнами и/или вспышками предельно низкой амплитуды – нановспышками). Проблема, соответственно, сводится к выбору одного из возможных механизмов и, вероятно, может быть решена экспериментальным путем. Проблема нагрева короны является в настоящее время основной движущей силой для повышения точности построения изображений Солнца в ВУФ-диапазоне спектра, где лежит основное излучение короны Солнца. Это объясняется тем, что волны низкой амплитуды при современной точности измерений экспериментально не обнаруживаются, а нановспышки регистрируются лишь на пределе измерений (единичные наиболее крупные события).

Основные прикладные задачи

Прикладные задачи современной физики Солнца так или иначе сводятся к прогнозированию солнечной активности и ее геоэффективных проявлений. В настоящее время относительно точный прогноз делается лишь для крупных вспышек за время порядка 1–2 суток. На время порядка 1 месяца можно делать выводы об общем ожидаемом уровне солнечной активности, а на время порядка года – лишь о примерной динамике солнечного цикла.

Задачи прогнозирования солнечной активности с прикладной точки зрения востребованы, главным образом, гидрометеорологией, а также в сфере космической деятельности. В первом случае наблюдения позволяют несколько повысить точность обычного прогноза погоды. Кроме того, существуют природные явления (например, полярные сияния и магнитные бури), которые полностью определяются событиями на Солнце. В случае космической деятельности солнечная активность рассматривается как возмущающий фактор, влияющий на радиационный фон на орбитах функционирования космических аппаратов, а также на вероятность выхода спутника из строя. Солнечная активность влияет также на прохождение радиосигналов через атмосферу Земли и, соответственно, на качество работы космической связи и спутниковой навигации.

Основным требованием к аппаратуре для решения прикладных задач является возможность непрерывных наблюдений Солнца. Способы достижения таких режимов наблюдения также представляются в докладе.

Многоволновая динамическая теория дифракции нейтронов на движущейся фазовой решетке

В.А. Бушуев^{1*}, А.И. Франк², Г.В. Кулин²

1 Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, 119991. 2 Лаборатория нейтронной физики им. И.М. Франка, ОИЯИ, Дубна, 141980. *vabushuev@yandex.ru

В рамках приближения связанных медленно меняющихся амплитуд развита многоволновая динамическая теория дифракции ультрахолодных нейтронов на движущейся фазовой решетке. Проанализировано влияние скорости движения решетки, ее периода и высоты штрихов на дискретный энергетический спектр и интенсивности дифракционных отражений различных порядков.

Введение

В работе [1] было предсказано, что дифракционная фазовая решетка, движущаяся поперек пучка ультрахолодных нейтронов (УХН), является нестационарным квантовым модулятором, преобразующим энергетический спектр падающих нейтронов в серию квантовых состояний с дискретными энергиями. Впоследствии предсказанный дискретный спектр при дифракции УХН на движущейся решетке (ДР) наблюдался в экспериментах [2-4]. Для теоретического описания в [1-4] использовалось кинематическое приближение, которое в целом удовлетворительно объясняло полученные экспериментальные результаты, однако не вполне правильно описывало интенсивности разных порядков дифракции и их зависимость от скорости движения решетки, высоты и периода штрихов.

Квантовая модуляция нейтронной волны движущейся решеткой является методической основой экспериментов по изучению гравитационных свойств нейтрона и проверке принципа эквивалентности [4], а также может использоваться как метод по целенаправленному охлаждению нейтронов. В связи с этим имеется потребность в более строгом теоретическом исследовании этого интересного явления. В настоящей работе приведены результаты по развитию многоволновой динамической теории дифракции нейтронов на ДР, которая, в отличие от [5], основана на решении уравнения Шредингера методом связанных медленно меняющихся амплитуд. Такой подход естественным образом учитывает взаимное влияние волн разных порядков по мере прохождения нейтронов в глубь 3D

фазовой решетки и приводит к лучшему согласию с экспериментами [2–4].

Метод расчета

Рассмотрим дифракцию плоской волны нейтронов с волновым числом $k_0 = mV_0/\hbar$ и частотой $\omega_0 = \hbar k_0^{2}/2m$, которая падает вдоль оси *z* на решетку нормально к ее поверхности (*m* – масса нейтрона). Решетка движется с постоянной скоростью *V* вдоль оси *x*. Следуя [1–4], перейдем в движущуюся систему координат, в которой решетка покоится, а нейтронная волна падает на нее наклонно:

$$\Psi_{in}(x', z, t) = A_0 \exp(-ik_V x' + ik_0 z - i\omega' t],$$
 (1)

где $k_V = mV/\hbar$, $\omega' = \omega_0 + \omega_V$, $\omega_V = \hbar k_V^2/2m$. Рассмотрим прямоугольную решетку с периодом d, шириной штрихов d/2 и такой их высотой h, что разность фаз $\Delta \phi = k_0(1-n)h = \pi$ [1-4], где n – показатель преломления нейтронов в среде с законом дисперсии $k^2 = (k_V^2 + k_0^2) - k_b^2$. Здесь $k_b^2 = 4\pi Nb$, N – плотность ядер, b – длина когерентного рассеяния.

Для решения уравнения Шредингера разложим периодическую функцию $k_b^2(x)$ в ряд по векторам обратной решетки $q_m = 2\pi m/d$ с амплитудами χ_m . Волновую функцию нейтронов будем искать в виде суммы блоховских функций с амплитудами $\Psi_m(z)$:

 $\Psi(x',z,t) = \sum_{m} \Psi_m(z) \exp(iq_{mx}x + iq_{mz}z - i\omega't), \quad (2)$

где $q_{mx} = q_m - k_V$, $q_{mz} = q_{0z} = (k_0^2 - \chi_0)^{1/2}$. Пренебрежем второй производной $\Psi(z)$ по *z*, что оправдано малостью коэффициента отражения нейтронов, и получим следующую систему связанных уравнений для медленно меняющихся амплитуд $\Psi_m(z)$:

$$d\Psi_m / dz = i\alpha_m \Psi_m - i\sum_{n \neq 0} \beta_n \Psi_{m-n} , \qquad (3)$$

где $\alpha_m = q_m (2k_V - q_m)/2q_{0z}$, $\beta_n = \chi_n/2q_{0z}$; $\Psi_0(0) = A_0$, $\Psi_{m\neq 0}(0) = 0$. В лабораторной системе координат волновая функция определяется соотношением

$$\Psi(x,z,t) = \sum_{m} b_m \Psi_m(h) \exp(iq_m x + ik_{zm} z - i\omega_m t),$$
(4)

где $b_m = k_0^{1/2}/(k_0^2 + 2k_Vq_m)^{1/4}, \omega_m = \omega_0 + m\Omega, \ \Omega = 2\pi/T, T = d/V, k_{zm} = (k_0^2 + 2k_Vq_m - q_m^2)^{1/2}, m, n = 0, \pm 1, \pm 2,...$ Фактор b_m следует из условия сохранения модуля квантово-механического вектора $\mathbf{j} = (i\hbar/2m)(\Psi\nabla\Psi^* - \Psi^*\nabla\Psi)$ плотности потока вероятности падающих и прошедших нейтронов. Ранее в [1-4] считалось, что $b_m = 1$. Это оправданно при условии $2k_Vq_m << k_0^2$.

Результаты и обсуждение

На практике дифракция нейтронов на ДР осуществляется при их прохождении через вращающийся диск [2–4], на поверхности которого изготовлены радиальные канавки прямоугольного сечения. Если R – расстояние кольца с решеткой от центра диска, а f – частота вращения диска, то скорость V = 2π Rf. На рис. 1 изображены энергетические спектры, рассчитанные при разных частотах вращения решетки f. Из рис. 1 видно, что с увеличением f сдвиг по энергии mhΩ возрастает, а интенсивности порядков отражения с m = 0, ±2 увеличиваются, тогда как интенсивности ±1-го порядка уменьшаются.



Рисунок 1. Энергетические спектры дифракции при частотах вращения решетки f = 40, 75 и 105 Гц; решетка из Si, h = 0.14 мкм, d = 5 мкм, V₀ = 4.52 м/с, R = 6 см [4].

Из рис. 2 видно, что с увеличением параметра с = $2hV/dV_0$ интенсивность минус 1-го порядка, рассчитанная по динамической теории (4), спадает быстрее, чем в кинематическом приближении [3], что лучше согласуется с экспериментом [3]. Величина расщепления спектра $\hbar\Omega$ определяется отношением V/d, поэтому для ее увеличения необходимо увеличивать линейную скорость решетки V и (или) уменьшать период решетки d.



Рисунок 2. Интенсивности дифракции I_m = |b_mΨ_m(h)|² в рамках кинематического приближения [3] (сплошные кривые) и динамической теории (4) (штриховые кривые).



Рисунок 3. Зависимость интенсивностей разных порядков дифракции от высоты штрихов решетки; f = 75 Гц.

Интересно проследить, как зависят интенсивности порядков отражения I_m от высоты штрихов h. Из рис. 3 видно, например, что при h = 0.19 мкм интенсивность нулевого порядка полностью погашена, что облегчает наблюдение остальных порядков. При h = 0.23 мкм интенсивности минус 2-го и минус 3-го порядков сравниваются, а при дальнейшем увеличении h главным становится минус 2-го порядка. Отметим, что функции $I_m(h)$ зависят также и от частоты вращения дифракционной решетки f.

Работа поддержана грантом РФФИ № 15-02-02509.

- A.I. Frank, V.G. Nosov // Phys. Lett. A, V. 188, 120 (1994).
- A.I. Frank, S.N. Balashov, I.V. Bondarenko et al. // Phys. Lett. A, V. 311, 6 (2003).
- А.И. Франк, П. Гелтенборт, Г. В. Кулин и др. // Сообщение ОИЯИ, Дубна, РЗ-2004-207 (2004).
- А.И. Франк, П. Гелтенборт, М. Жентшель и др. // Письма в ЖЭТФ, Т. 86, 255 (2007).
- R. Ashkar, P. Stonaha, A. L. Washington et al. // J. Appl. Cryst., V. 43, 455 (2010).

Апериодические многослойные зеркала для лабораторных и астрономических исследований

Е.А. Вишняков^{1*}, В.Н. Полковников², Е.Н. Рагозин^{1, 3}, А.Н. Шатохин^{1, 3}, С.В. Шестов^{1§}

1 Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., д. 53, Москва, 119991.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

3 Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер., д. 9, Долгопрудный, 141700. *juk301@mail.ru, §sshestov@gmail.com

В работе представлены результаты анализа оптических констант различных пар материалов с точки зрения создания эффективных широкополосных многослойных рентгеновских зеркал с рабочими длинами волн в диапазоне 80–350 Å. Приводятся теоретические спектры отражения рассчитанных зеркал и сравниваются с измерениями в экспериментах.

Введение

Многослойные зеркала (МЗ) для экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) и мягкого рентгеновского (МР) диапазонов спектра сегодня активно используются в различных лабораторных и космических исследованиях. Для многих задач необходимы МЗ, обладающие существенной отражательной способностью в относительно широком спектральном диапазоне. Такие зеркала (АМЗ) реализуются в классе апериодических многослойных структур [1], которые неоднократно демонстрировали свою эффективность в ряде экспериментов [2].

В данной работе приводятся некоторые расчетные и экспериментальные спектры отражения АМЗ для космической аппаратуры КОРТЕС (включающей три изображающих ЭУФ-телескопа, три МР-спектрогелиографа и комплексный рентгеновский спектрометр SOLPEX) и АМЗ для широкополосной лабораторной ЭУФ-МР-спектроскопии.

АМЗ для аппаратуры КОРТЕС

Комплекс аппаратуры космического эксперимента КОРТЕС разрабатывается в ФИАН и включает 6 приборов МР-ЭУФ-диапазонов для телескопических и спектроскопических наблюдений солнечной короны. Три телескопа построены на основе периодических M3 (на основе Al/Zr — для длины волны 195 Å, Si/B₄C/Mg/Cr — 304 Å, Mo/Mg — 584 Å).

Обсуждаемые апериодические M3 (AM3) предполагается использовать в схемах спектрогелиографов на три необходимых спектральных диапазона: 170–210, 240–280 и 280–330 Å.



Рисунок 1. Теоретический и экспериментальный спектры отражения Mo/Si AM3 SS-181 (диапазон 170 – 210 Å).

Созданию АМЗ обычно предшествуют анализ оптических констант различных пар материалов, затем моделирование спектров отражения интересующих структур и исследование спектров отражения на устойчивость к малым случайным изменениям толщин отдельных слоѐв [3].

Теоретические исследования показали, что в области 170–210 Å наиболее эффективны AM3 на основе т. н. «традиционной» пары Mo/Si (рисунок 1). На рисунке приведены теоретический и экспериментальный спектры отражения Mo/Si AM3 SS-181.

Интересно, что в диапазоне 240 –280 Å AM3 Mo/Si начинают проигрывать структурам Al/Zr и Al/Sc. AM3 Al/Zr имеют в этой области оптимизации средний теоретический коэффициент отражения 27% (рисунок 2), тогда как AM3 Al/Sc имеют 23%, а AM3 Mo/Si — 21%. Структуры Al/Zr тут наиболее выигрышные и потому, что в этой области они не уступают структурам Mo/Si по устойчивости.



Рисунок 2. Спектры отражения разных реализаций Al/Zr AM3 (область 240 – 280 Å, разброс толщин слоѐв ±1.5 Å).

В диапазоне 280–330 Å AM3 на основе Mo/Si и Al/Sc оказываются сопоставимы: средний коэффициент в области оптимизации 22–23%, причèм у структур Al/Sc немного лучшая устойчивость по отношению к флуктуациям толщин (рисунок 3).



Рисунок 3. Спектры отражения разных реализаций Al/Sc AM3 (область 280 – 330 Å, разброс толщин слоѐв ±1.5 Å).

Лабораторные АМЗ и их применение

АМЗ МР-ЭУФ-диапазонов в лабораторных исследованиях применяются широко: для изучения элементарных процессов с участием многозарядных ионов, для диагностики плазмы, для регистрации спектров высоких гармоник лазерного излучения, для отражения аттосекундных импульсов и преобразования их длительности и т.д. [2].

Один из вариантов МР-спектрометров на основе совместного действия АМЗ и дифракционной решетки с переменным шагом штриха (VLS-решетки) в настоящее время разрабатывается в ФИАН [4].



Рисунок 4. Спектр отражения Mo/Si AM3 с областью оптимизации 125 – 250 Å, записанный на ПЗС-матрицу.

В первой реализации подобного VLS-спектрометра планируется использовать широкополосное AM3 Mo/Si с областью оптимизации 125–250 Å, спектр отражения которого приведен на рисунке 4. Далее планируется расширить применение таких VLSспектрометров в коротковолновую область при помощи AM3 на основе пары Sb/B₄C (рисунок 5).



Рисунок 5. Расчетные спектры отражения АМЗ Sb/B₄C с областями оптимизации 90–100, 95–105 и 100–120 Å.

Исследование AM3 для VLS-спектрометров выполнено за счет гранта РНФ, проект №14-12-00506.

- Н.Н. Колачевский, А.С. Пирожков, Е.Н. Рагозин // Квантовая электрон., **30** (5), 428 (2000).
- Е.А. Вишняков, Φ.Φ. Каменец, В.В. Кондратенко и др. // Квантовая электрон., 42 (2), 143 (2012).
- 3. Е.А. Вишняков, В.Н. Полковников // Конференция «Рентгеновская оптика-2014», 165 (2014).
- 4. Е.А. Вишняков, Е.Н. Рагозин, А.Н. Шатохин // Конференция «Рентгеновская оптика-2014», 52 (2014).

Влияние шероховатостей и ошибок толщин плѐнок на отражательные характеристики апериодических зеркал

П.К. Гайкович^{*}, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия, 603600 *gaikovich@ipmras.ru

В работе изучается влияние межслойных шероховатостей на расчёт толщин апериодических зеркал с равномерным и высоким интегральным по спектру отражением в EUV-диапазоне. Показано, что учёт шероховатостей с самого старта процесса оптимизации позволяет добиться лучших отражательных свойств апериодических структур. Проанализировано влияние детерминированных и случайных ошибок толщин пленок на их отражение.

Введение

Существует ряд задач (рентгеновская микроскопия, космическая спектрометрия, работа со сверхкороткими пучками рентгеновского излучения), требующих применения зеркал, обладающих широким по спектру отражением, а именно апериодических структур. Для нахождения их оптимальных параметров к настоящему времени существуют разные алгоритмы расчета: от вероятностных методов Монте-Карло до решения задачи глобальной минимизации. В данной работе мы рассмотрим, как влияют реальные характеристики пленок и технологические ошибки при напылении на отражательные свойства апериодических зеркал на примере отражательной оптики EUV-диапазона для космической программы по спектроскопии Солнца «Кортес» [1, 2].

Метод расчета

Расчет коэффициента отражения многослойных зеркал проводится для диапазонов 17–21, 24– 29 и 28–33 нм по классическим итерационным формулам Паррата, случайные ошибки формируются генератором случайных чисел с нормальным распределением, нулевым средним значением и единичной дисперсией [2]. Межслойная шероховатость учитывалась путем домножения соответствующих комплексных коэффициентов отражения на факторы Дебая-Валлера на каждой границе. К сожалению, объем тезисов ограничен двумя страницами, поэтому все рисунки будут представлены непосредственно на конференции, либо можно запросить их у авторов по электронной почте.

Влияние межслойных шероховатостей на отражение

Было промоделировано, как меняются отражательные характеристики вышеперечисленных зеркал при разных значениях межслойных шероховатостей. Оказалось, что с ростом шероховатостей коэффициент отражения структур падает, причем исходная равномерность (или часто просто «полка») в целом сохраняется. Интересен тот факт, что в случае несимметричной шероховатости полка наклоняется в зависимости от того, шероховатость на какой границе больше. Особенно хорошо это заметно в случае явного превышения шероховатости на границе Мо-на-Si по сравнению с границей Si-on-Mo.

В работе [4] на примере многослойных зеркал, предназначенных для отражения в широком диапазоне углов на длине волны 0.154 нм, было показано, что путем учета наличия межслойных шероховатостей с самого старта работы алгоритма оптимизации можно добиться значительного улучшения отражательных характеристик по сравнению со структурами, границы которых изначально считались идеальными, а шероховатость учитывалась уже после расчета, как в интересующем нас случае зеркал для спектрогелиографов.

Нами была написана программа (AMuLet) оптимизации многослойных апериодических зеркал. Более подробная информация об алгоритме [5] и работе программы может быть найдена на стенде. В алгоритм программы также была заложена возможность приступить к решению обратной задачи, учитывая наличие межслойных шероховатостей с самого старта итерационного процесса. На примере вышеописанных Mo/Si-зеркал были проведены вычисления для всех трèх указанных диапазонов длин волн как с учèтом несимметричных шероховатостей после, так и непосредственно во время расчèта толщин апериодических структур.

В диапазонах длин волн 17–21 нм и 24–29 нм учёт шероховатостей в процессе оптимизации незначительно увеличивает интегральное отражение, в то время как в диапазоне 28–33 нм улучшение куда более существенно. Кроме того, в диапазоне 24– 29 нм учёт шероховатостей при расчёте толщин слоёв позволяет добиться куда более равномерного отражения, при этом не теряя в интегральном отражении.

Влияние детерминированного и случайного уходов толщин многослойной структуры на коэффициент отражения

Разного рода ошибки в толщинах структуры при еè синтезе неизбежны. Проведено моделирование детерминированных уходов толщин слоѐв и случайных ошибок в них. Детерминированный уход моделировался по всей структуре, его величина изменялась в пределах ± 0.15 нм. Выявлено, что такой уход прежде всего влияет на положение полки, положительный уход сдвигает полку в более длинноволновую область. Сама полка при этом искажается, равномерность отражения теряется, так как необходимое согласование толщин слоѐв нарушается. Понятно, что чем больше уход периода, тем больше искажается исходный профиль.

Случайные ошибки моделировались в пределах от 0.1 до 10 процентов. Так, уже при ошибке в 1% можно получить реализации, которые значительно отличаются от исходной отражательной кривой, а при ошибке в 5% надежда получить равномерное отражение на желаемом уровне практически отсутствует.

Реальные образцы и подгонки

Образцы трèх вышеописанных структур были успешно синтезированы в ИФМ РАН, их отражательные характеристики были измерены на синхротроне BESSY [6]. В диапазоне 17–21 нм вполне удалось достичь равномерного отражения, в двух других получилось хуже. Результаты расчèтов показывают, что в принципе при случайной ошибке на уровне 1% вполне можно получить кривые с подобным нарушением равномерности, однако стоит заметить, что этим нельзя объяснить сдвиг отражательной кривой в более длинноволновую еѐ часть во всех трѐх диапазонах.

В результате если попытаться учесть одновременно наличие шероховатостей, случайных ошибок толщин и детерминированного их ухода, то можно получить результат, неплохо описывающий эксперимент.

Заключение

На примере Mo/Si апериодических многослойных зеркал для космической спектроскопии Солнца исследованы зависимости отражательных характеристик от наличия межслойных шероховатостей, детерминированного ухода толщин слоев и случайных ошибок в них. Показано, что учет шероховатостей необходимо проводить с самого старта процесса оптимизации толщин слоев апериодических зеркал.

Работа поддержана грантами РФФИ 13-02-00377 и 14-02-00549.

- 1. knts.tsniimash.ru/ru/site/Experiment_q.aspx?idE=235
- 2. http://num-anal.srcc.msu.ru/lib_na/cat/g/gsn1r.htm
- С.В. Шестов [и др.]. Спектрогелиографы EUV диапазона для аппаратуры «Кортес» на МКС // Труды XVII Международного симпозиума «Нанофизика и электроника» 11–15 марта 2013 г., том 1, с. 340–341.
- Optimal design of multilayer mirrors for waterwindow microscope optics / Yu. A. Uspenskii et al. // Optical Review. January/February, 2007, Volume 14, Issue 1, pp. 64–73.
- Design of Coatings in EUV, Soft X-ray and X-ray Spectral Regions / Alexander V. Tikhonravov et al. // Optical Interference Coatings, Whistler Canada, June 16–21, 2013, Page TB.6.
- Многослойные зеркала для диагностики корональной плазмы в проектах «Арка» и «Кортес» / Ю.А. Вайнер [и др.] // Известия РАН. Серия физическая. 2014. Т. 78, № 1. С. 98–101.

Перспективные материалы для апериодических зеркал для EUV-диапазона

П.К. Гайкович *, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия, 603600. *gaikovich@ipmras.ru

В работе сообщается о созданной компьютерной программе для определения оптимальных характеристик апериодических широкополосных зеркал, приведены отражательные характеристики рассчитанных Mo/Si-зеркал для задач космической спектроскопии в диапазонах 17–21 нм, 24–29 нм и 28–33 нм. Проведен поиск альтернативных пар материалов для многослойных зеркал для указанных диапазонов, представлены расчётные отражательные характеристики и интегральные коэффициенты отражения апериодических зеркал на основе этих материалов.

Введение

Разрабатываемый в Физическом институте им. П. Н. Лебедева комплекс «Кортес» для исследования короны Солнца в EUV и SXR спектральных диапазонах [1] включает в себя, кроме всего прочего, спектрогелиографы на диапазоны 17 – 21, 24 – 29 и 28 – 33 нм. В оптической схеме спектрогелиографов с дифракционной решѐткой скользящего падения фокусировка осуществляется многослойными зеркалами, обладающими равномерным спектральным отражением в заданном диапазоне.

Ранее сообщалось [2] о том, что были рассчитаны апериодические Мо/Si-структуры, с толщинами слоев 2-15 нм, числом слоев 30-40, с коэффициентами отражения 24% (вариация 2%, для диапазона 17-21 нм), 17% (вариация 0.5%, для диапазона 24-29 нм) и 13.5% (вариация 0.5%, для диапазона 28-33 нм). Образцы этих структур были успешно синтезированы в ИФМ РАН, проведенные измерения их отражательных характеристик показали, что полученные зеркала действительно обладают равномерным отражением в заданных диапазонах длин волн [3]. В данной работе обсуждается возможность применения других пар материалов для создания апериодических зеркал на указанные диапазоны — Mo/Al, Zr/Al, Mg/Si.

Метод расчета

Для расчèта апериодических зеркал на языке FORTRAN была написана программа оптимизации многослойных апериодических зеркал, решающая задачу получения максимального равномерного интегрального коэффициента отражения в заданной полосе длин волн. Для этого нужно минимизировать целевую функцию от коэффициента отражения $R(\lambda, \{d\})$ в N-мерном пространстве толщин слоёв $\{d\}$. Расчёт коэффициента отражения многослойных зеркал проводится по классическим итерационным формулам Паррата с использованием зависимости коэффициента отражения структуры от толщины любого конкретного слоя в явном виде, что позволяет уменьшить время вычислений в Nраз [4].

Целевая функция, использовавшаяся для достижения максимального интегрального коэффициента отражения, представляет собой комбинацию из трèx условий, входящих с разным весом, который подбирается в каждом конкретном случае в зависимости от условий задачи. Первое условие — максимальный интегральный коэффициент отражения в рабочей полосе длин волн. Второе условие минимальное квадратичное отклонение отражения от желаемого его распределения, что позволяет избавиться от сильных провалов кривой отражения. Третье условие — минимум производной, что позволяет повысить гладкость решения.

Начальным приближением для решения обычно служит периодическая структура с максимальным интегральным коэффициентом отражения в интересующем диапазоне длин волн. Далее методом покоординатного спуска, при котором изначально периодические толщины слоѐв последовательно и многократно изменяются, целевая функция минимизируется. Процесс вычисления продолжается до тех пор, пока толщины слоѐв практически не перестают меняться. Возможность сравнения глубин разных локальных максимумов дает методу покоординатного спуска преимущество относительно таких методов, как наискорейший и градиентный спуски, также использование зависимости коэффициента отражения от толщины слоя в явном виде резко ускоряет процесс вычисления. Создан графический интерфейс (AMuLet), значительно облегчающий работу с программой.

Результаты

Программа была успешно опробована на примере расчèта вышеописанных Mo/Si апериодических широкополосных зеркал для диапазонов 17–21, 24– 29 и 28–33 нм. Теоретические отражательные характеристики зеркал, упомянутых в работах [2] и [3], и рассчитанных программой AMuLet структур можно увидеть на рисунках. Получены интегральные коэффициенты отражения, не уступающие старым расчèтам, это показывает, что алгоритм работает хорошо.

Был проведѐн поиск альтернативных материалов для широкополосных апериодических зеркал для указанных диапазонов. Толщины материалов ограничивались 2–15 нм. В диапазоне 17–21 нм хорошей альтернативой паре Mo/Si могут стать Mo/Al и Zr/Al, стоит заметить, что хотя Zr/Al обладает максимальным интегральным отражением, но такая структура требует напыления 80 слоѐв, по сравнению с 40 слоями для Mo/Al и Mo/Si.

В диапазоне 33–38 нм кроме пары Mo/Al альтернативой может служить Mg/Si. Mg при длинах волн больше 25 нм (за своим L2,3-краем поглощения) обладает малым поглощением, что теоретически позволяет добиться увеличения интегрального отражения у идеальных структур в данном диапазоне в полтора раза по сравнению с зеркалами из Mo/Si и Mo/Al.

Заключение

Создана программа расчёта оптимальных толщин слоёв апериодических многослойных зеркал, обладающих максимальным равномерным отражением в заданной полосе длин волн. Программа показала работоспособность на примере обсчёта Mo/Si зеркал для нужд космической спектроскопии для диапазонов 17–21 нм, 24–29 нм и 28–33 нм. Показано, что использование Mo/Al, Zr/Al, Mg/Si может дать выигрыш в интегральных коэффициентах отражения по сравнению с Mo/Si-структурами.

Работа поддержана грантами РФФИ 13-02-00377 и 14-02-00549.

- 1. knts.tsniimash.ru/ru/site/Experiment_q.aspx?idE=235
- С.В. Шестов и др. Спектрогелиографы EUV диапазона для аппаратуры «Кортес» на МКС // Труды XVII Международного симпозиума «Нанофизика и электроника» 11–15 марта 2013 г., том 1, с. 340-341.
- Многослойные зеркала для диагностики корональной плазмы в проектах «Арка» и «Кортес» / Ю.А. Вайнер [и др.] // Известия РАН. Серия физическая. 2014. Т. 78, № 1. С. 98–101.
- Optimal design of multilayer mirrors for waterwindow microscope optics / Yu. A. Uspenskii et al. // Optical Review January/February, 2007, Volume 14, Issue 1, pp. 64–73.



Рисунок 1. Отражательные характеристики широкополосных апериодических Mo/Si-зеркал, рассчитанных ранее (MSU), и новых Mo/Si-, Mo/Al-, Mg/Si- и Zr/Al-зеркал, рассчитанных программой AMuLet, для диапазонов 17–21, 24–29 и 28–33 нм.
Томсоновские генераторы рентгеновского излучения. Современное состояние и применения

Е.Г. Бессонов, А.В. Виноградов^{*}, М.В. Горбунков[§], Ю.Я. Маслова

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр-т, д. 53, Москва, Россия 119991. *vinograd@sci.lebedev.ru, §gorbunk@sci.lebedev.ru

В последние года активно обсуждается проблема создания источников рентгеновского излучения, способных заполнить разрыв между рентгеновскими трубками и синхротронами.

Разработка рентгеновских источников, основанных на томсоновском рассеянии пикосекундных лазерных импульсов на релятивистских электронах, ведется в США, Японии, Китае, Франции, Великобритании, Италии, Украине, Германии и Катаре [1– 14]. Как правило, схема источника включает квазинепрерывный пикосекундный лазер и оптический резонатор, предназначенный для увеличения выхода рентгеновских фотонов.

Резонатор позволяет в несколько тысяч раз повысить мощность излучения в точке взаимодействия с электронным пучком. При длительности импульса 10 пс максимальная запасенная мощность не превышает 670 кВт [15]. Причина ограничения – нарастание фазовых искажений, вызванных пространственно неоднородным нагревом зеркал резонатора под действием запасенного в нем излучения.

В случае применения в медицине и биологии необходима покадровая съѐмка с частотой повторения 25–30 Гц и характерным временем экспозиции, не превышающим временной масштаб внутренних движений исследуемых объектов (~1 мс). Эти требования позволяют предложить новое решение при создании томсоновского рентгеновского источника [16]: вместо пустого резонатора использовать оптический циркулятор (резонатор с оптическим ключом). При этом излучение циркулирует в резонаторе только во время экспозиции и тепловая нагрузка уменьшается. Нами предложены два типа циркуляторов: в схеме с электрооптическим ключом за счет выбора материала кристалла (ВВО) предполагаемый выигрыш высок, но не превышает 100; в схеме с внутрирезонаторной генерацией второй гармоники (рис. 1) ожидаемый выигрыш составляет от 100 до 300. Несмотря на меньший прогнозируемый выигрыш, схема импульсно-периодического источника позволяет не менее чем на порядок повысить мощность рассеиваемого на релятивистских электронах излучения во время формирования кадра. Томсоновский источник рентгеновского излучения для медико-биологических применений требует разработки генератора последовательности пикосекундных лазерных импульсов с общей длительностью ~1 мс, межимпульсным интервалом 1-2 мкс, частотой повторения 25-30 Гц и средней мощностью до 1 кВт. Предполагается использовать активные среды на основе Nd:YLF и Nd:YAP.

Работа проведена при поддержке Программы фундаментальных исследований ОФН РАН «Фундаментальные проблемы лазерных технологий» и УНК ФИАН.



Рисунок 1. Лазерно-электронный источник для разностной ангиографии вблизи К-края поглощения йода.

Литература

- W.J. Brown et al. Experimental characterization of an ultrafast Thomson scattering x-ray source with three-dimensional time and frequency-domain analysis // Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams, 7, 060702, pp. 1–12, 2004.
- Z. Huang, R. Ruth, Laser-Electron Storage Ring // Phys. Rev. Lett., 80, p. 976, 1998.
- T. Yanagida, T. Nakajyo, S. Ito, F. Sakai, Development of high-brightness hard x-ray source by Laser-Compton scattering, Proc. SPIE, Vol. 5918, pp. 231–238, 2005.
- 4. J. Urakawa, Development of a compact X-ray source based on Compton scattering using a 1.3 GHz superconducting RF accelerating linac and a new laser storage cavity, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 637, pp. S47–S50, 2011.
- 5. Y.-C. Du et al., X-ray local energy spectrum measurement at Tsinghua Thomson scattering X-ray source (TTX), Proceedings of LINAC2012, Israel, MOPB089.
- A. Variola, The ThomX Project, 2nd International Particle Accelerator Conference (IPAC'11), San Sebastian, Espagne, 2011.
- G. Priebe et al., First results from the Daresbury Compton backscattering X-ray source (COBALD), Proc. of SPIE, Vol. 7805, p. 780513-1, 2010.

- I. Boscolo, A twin-laser system driving a powerful inverse Compton X-ray source, INFN/TC-8/09, October 26, 2009, Published by SIS-Pubblicazioni.
- V. Androsov et al., The first results of the NES-TOR commissioning, Proceedings of IPAC2013, Shanghai, China MOPEA063.
- E.G. Bessonov et al., Design study of compact Thomson X-ray sources for material and life sciences applications. JINST, 4, P07017, pp. 1–14, 2009.
- M. Bech et al., Hard X-ray phase-contrast imaging with the Compact Light Source based on inverse Compton X-rays, J. Synchrotron Rad., 16, pp. 43– 47, 2009.
- S. Schleede et al., Emphysema diagnosis using Xray dark-field imaging at a laser-driven compact synchrotron light source, PNAS, vol. 109, no. 44, pp. 17880–85, 2012.
- A. Jochmann et al., Operation of a picosecond narrow-bandwidth Laser–Thomson-backscattering Xray source, Vol. 309, pp. 214–217, 2013.
- 14. http://www.qfrd.org/cxls/
- H. Carstens et al., Megawatt-scale average-power ultrashort pulses in an enhancement cavity, vol. 39, No. 9, Opt. Lett., 2014.
- E.G. Bessonov et al., Relativistic Thomson scattering in compact linacs and storage rings: a route to quasi-monochromatic tunable laboratory-scale Xray sources, Proc. SPIE, Vol. 6702, pp. 6702E-1— 6702E-9, 2007.

Том 1

Рентгенооптическая дифрактометрия Si-Ge-наногетероструктуры

П.А. Ершов ¹*, С. М. Кузнецов ², И.И. Снигирева³, В.А. Юнкин², А.Ю. Гойхман ¹, А.А. Снигирев ^{3,1}

1 Балтийский федеральный университет им. И. Канта, ул. Невского, 14, Калининград, 236000.

2 Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Институтская ул., д. 6, Черноголовка, 142432.

3 ESRF, BP 220, 38042 Grenoble cedex 9, France.

*fofan89@gmail.com, §snigirev@esrf.fr

Посредством использования преломляющей рентгеновской оптики нам удалось получить детализированные карты обратного пространства для Si-Ge-наногетероструктуры, которые дали подробную информацию о пространственной ориентации, кристаллическом совершенстве и периодичности исследуемых нанообъектов.

Введение

Одним из направлений развития нано- и микроэлектроники является создание трехмерных полупроводниковых структур малого размера. Примером использования таких технологий являются КМОП-матрицы для детектирования электромагнитного излучения, где на подложке расположены миллионы пикселов – полупроводниковых гетероструктур [1]. Одним из мощных инструментов изучения таких объектов является рентгеновская дифрактометрия. В своей работе мы использовали преломляющую рентгеновскую оптику как анализатор волнового фронта, сформированного в результате дифракции рентгеновской волны от упорядоченных нанокристаллических структур в брэгговской геометрии.

Экспериментальная методика

Нами были получены карты обратного пространства для Si-Ge-наногетероструктуры с использованием преломляющей оптики в качестве фурье-преобразователя, когда рентгеновская камера помещается в фокальную плоскость линзы, а линза помещается до или после образца [2].

Эксперименты были проведены в Европейском центре синхротронного излучения (ESRF) на станции ID06 (Гренобль, Франция). Экспериментальная схема представлена на рис. 1А. Si-Ge-наногетероструктуры представляют собой 100 нм германиевые нанокристаллы, стоящие на периодической решетке из кремниевых столбов, 90 нм шириной и 150 нм высотой, расстояние между которыми составляет 360 нм (рис. 2). Эта наногетероструктура была выращена на подложке кремния (001).



Рисунок 1. Схема эксперимента по фурье-преобразованию с помощью преломляющей рентгеновской оптики (А), картина малоугловой дифракции около отражения кремния (400), получаемая в фурье-эксперименте (Б).



Рисунок 2. Изображение Si-Ge-наногетероструктуры, полученное с помощью электронного микроскопа. Вид сбоку (А, взято и адаптировано из [4]), вид сверху (Б).

Выводы

Полученные экспериментальные данные дали детальную информацию о пространственной ориентации, кристаллической структуре и периодичности исследуемой наногетероструктуры.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (грант № 14.У26.31.0002, грант № 02.G25.31.0086). Авторы выражают благодарность доктору П. Цаумзайль (Peter Zaumseil) за предоставленные образцы Si-Geнаногетероструктуры, Любомирскому Михаилу, П. Ваттекампсу (Pierre Wattecamps) и Карстону Детлефсу (Carsten Detlefs) за помощь в проведении экспериментов.

- N. Wermes // Nucl. Instr. and Methods in Physics Research A, 512, 277–288 (2003).
- P. Ershov, S. Kuznetsov, I. Snigireva, V. Yunkin, A. Goikhman and A. Snigirev // J. Appl. Cryst. 46, 1475–1480 (2013).
- 3. P. Zaumseil et al. // Journal of Applied Physics, 109, 023511 (2011).
- P. Zaumseil, G. Kozlowski, Y. Yamamoto, M.A. Schubert, T. Schroeder. X-ray characterization of Ge dots epitaxially grown on nanostructured Si islands on silicon-on-insulator substrates // J. Appl. Crystallogr., 46, 868–873(2013).

Стенд на основе АСМ для изучения подложек для изображающей оптики

М.В. Зорина, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. e-mail: mzor@ipmras.ru

Описывается стенд на основе атомно-силового микроскопа (ACM), позволяющий измерять шероховатость крупногабаритных оптических деталей с произвольной формой поверхности. Числовая апертура деталей может достигать NA=0.3. Приводится сравнение результатов измерений шумов и шероховатости плоских кварцевых образцов в диапазоне пространственных частот 0.025-70 мкм⁻¹ ACM в «стандартном» исполнении и на разработанном стенде. Приводятся примеры применения стенда для изучения подложек для рентгеновской оптики.

Введение

В последнее время возникла острая необходимость развития новых методов измерений шероховатости сверхгладких оптических поверхностей, применяемых в проекционной нанолитографии, рентгеновской микроскопии и астрономии. Отличительной особенностью таких элементов является их кривизна. Радиус кривизны может варьироваться от нескольких миллиметров до нескольких метров, а числовая апертура до 0,3. Для обеспечения дифракционного качества изображений таких систем необходимы подложки с шероховатостями поверхности по параметру RMS в диапазоне пространственных частот 10^{-3} – 10^2 мкм⁻¹ до 0.1–0.2 нм. Необходимым условием решения этой задачи является адекватная метрология шероховатости.

Основным методом изучения шероховатости в области высоких и средних пространственных частот является ACM [1]. Однако есть проблема, ограничивающая возможности применения ACM для изучения сверхгладких оптических поверхностей. Насколько известно авторам, стандартные ACM рассчитаны на измерение плоских образцов. Для измерения кривых поверхностей приходится с риском царапания дорогостоящих деталей, устанавливать измерительные головки на поверхность, при этом из-за локального наклона поверхности к оси зонда размер кадра (диапазон измеряемых частот) сильно ограничивается [2]. Наблюдается так же повышение шума ACM, т.е. чувствительность метода ухудшается.

Описание стенда

Для решения этих проблем нами разработан измерительный стенд на основе ACM NTEGRA Prima компании NT–MDT (г. Зеленоград) [3] и одноосного гониометра, позволяющего наклонять образец в пределах $\pm 30^{\circ}$. Схема стенда приведен на рис. 1. Основными элементами стенда являются пневмоизолирующий стол (1), трапеция (2) на которую, с помощью пружин (3), подвешивается измерительная система (4), состоящая из массивного основания (5) и жесткой рамы (6), скрепленных балкой (7). На балку подвешивается головка АСМ (8). Исследуемый образец (9) устанавливается на одноосный гониометр (10). Для «грубого» подвода образца к зонду АСМ (11) используется подъемный механизм (12), установленный на плиту (5) с помощью винтов (13). Подводка поверхности образца к зонду осуществляется с помощью 3-х микровинтов (14) и пружин (15).



Рисунок 1. Общая схема стенда.

Двухступенчатая система виброзащиты включает пневматический стол и подвес измерительной части на пружинах. Подъемный механизм обеспечивает вертикальное перемещение образца до 100 мм и микровинты – до 25 мм. Таким образом, стенд позволяет изучать образцы в широком диапазоне толщин, т.е. носит довольно универсальный характер.

Тестирование основных характеристик стенда

Изучение основных характеристик стенда проводилось с помощью кварцевых образцов. Вначале изучались собственные шумы ACM в составе стенда и сравнивались с шумами в заводской конфигурации. Функция спектральной плотности мощности PSDшума измерялась следующим образом. Зонд подводился к образцу и «фиктивные» сканы 2×2 и 40×40 µm проводились с выключенным сканнером. На рис. 2 приведены измеренные PSD-функции собственных шумов ACM. Как видно из рисунка, шумы ACM в обеих конфигурациях совпадают в пределах ошибки измерений в тысячных долях нанометра и составляют около 0.13 нм.



Рисунок 2. PSD-функции собственных шумов ACM: сплошные кривые – в стандартной конфигурации прибора; линии с символами – в составе стенда

Рис. 3 иллюстрируют применение разработанного стенда для изучения подложки сферической формы с диаметром 250 мм и радиусом кривизны 3981 мм.



Рисунок 3. PSD-функции шероховатостей образца с большим радиусом кривизны, измеренные на стенде.

Заключение

В статье описан стенд, разработанный на основе стандартного ACM, который благодаря встроенному одноосному гониометру позволяет изучать оптические элементы с произвольной формой поверхности с числовой апертурой до NA≈0.3, и больших габаритных размеров (диаметром до 300 мм). Экспериментально показано, что с точки зрения собственных шумов и измеряемого диапазона пространственных частот шероховатостей данный прибор не уступает стандартному ACM.

Работа поддержана грантами РФФИ 14-02-00549, 13-02-97098, 13-02-97045, Министерством науки и образования России и ЦКП «Физика и технологии микро- и наноструктур» при ИФМ РАН.

- J.E. Griffith and D.A. Grigg // Journal of Applied Physics, 74, R83–R109 (1993).
- M.M. Barysheva, B.A. Gribkov, M.V. Zorina, et al. // Journal of Surface Investigation. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques 7(4), 797–801 (2013).
- 3. Web site "NT-MDT" company, Zelenograd: http://www.ntmdt.ru/modular-afm/prima.

Зеркала скользящего падения с увеличенными коэффициентами отражения в рентгеновской области

П.К. Гайкович, С.Ю. Зуев^{*}, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало, П.А. Юнин

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. *zuev@ipm.sci-nnov.ru, §chkhalo@ipm.sci-nnov.ru

Предлагается новая стратегия оптимизации отражающего покрытия для широкополосных зеркал скользящего падения в диапазоне длин волн 0.8–18 нм. Вместо «тяжелых» материалов предлагается использовать двухслойные покрытие, состоящее из наиболее подходящего для данной задачи «тяжелого» материала, покрытого тонкой пленкой «легкого». Теоретически, а в области длин волн 4–18 нм и экспериментально, показано повышение коэффициентов отражения таких покрытий на 10–20% по сравнению с традиционно применяемыми однослойными.

Введение

В связи с возросшим в последнее время числом задач по рентгеновской астрофизике, лабораторной микроскопии и проекционной нанолитографии, наблюдается возрождение интереса к зеркалам скользящего падения. Требование повышения производительности литографического процесса в области экстремального ультрафиолетового диапазона, планы исследователей заглянуть все дальше и дальше во Вселенную, требуют максимального повышения коэффициентов отражения зеркал. С учетом того, что изображающие системы телескопов и светосильных коллекторов имеют, как минимум, две отражающие поверхности, повышение коэффициента отражения на 15–20% приводит к повышению эффективности оптической системы на 30–40%.

Еще больший эффект достигается при решении задач мягкой рентгеновской рефлектометрии и спектроскопии. Из-за относительно невысокой мощности лабораторных источников мягкого рентгеновского излучения и наличия нескольких зеркал для формирования требуемых геометрических характеристик зондового пучка, увеличение коэффициентов отражения широкополосных зеркал скользящего падения является крайне актуальным. Еще более остро эта проблема стоит в спектрометрахмонохроматорах Черни-Тюрнера, где дополнительно появляются два зеркала-коллиматора. Поэтому эффект от даже незначительного повышения коэффициента отражения одного зеркала может быть весьма значителен – в 2 и более раз.

Свойства двухслойных систем

Принцип работы зеркал скользящего падения основан на эффекте полного внешнего отражения, который основан на том факте, что показатель преломления среды меньше единицы. Не трудно показать, что угол полного внешнего отражения (критический угол) θ_c завит от длины волны λ и плотности ρ как

$$\theta_c \sim \lambda \rho^{1/2}$$
. (\phi1)

Из соотношения видна стратегия при выборе материала отражающего покрытия зеркала. Для обеспечения максимального рабочего диапазона длин волн или диапазона углов при фиксированной длине волны λ необходимо использовать материалы с максимальной плотностью.

Такой подход реализуется в жесткой рентгеновской области, когда поглощение мало, а угловая зависимость кривой отражения имеет вид близкий к полке с коэффициентом отражения около 1, который резко падает в области критического угла θ_c . В мягком рентгеновском диапазоне поглощение играет существенную роль, что приводит к сглаживанию кривой отражения вплоть до того, что зачастую трудно определить из этой кривой величину критического угла. Поэтому для ряда задач оптимальным является использование переходных металлов. «Легкие» материалы имеют меньшее поглощение, кривая отражения имеет вид более близкий к полке с коэффициентом отражения ближе к 1. Однако как видно из (ф1), диапазон рабочих углов или длин волн будет уже.

Для разрешения этого противоречия предлагается применять двухслойные покрытия. Верхний слой изготавливается из «легкого» материала, а нижний из «тяжелого». Состав и толщины пленок должны быть оптимизированными в соответствии с выполняемой задачей. Идея этого подхода заключается в следующем. В длинноволновой части рабочего диапазона критический угол больше, и в качестве наружного слоя можно использовать материал с меньшим атомным номером и, соответственно, меньшими потерями на поглощение. При переходе в коротковолновую часть, критический угол «легкого» материала уменьшается и, начиная с некоторой длины волны, излучение проходит через верхний слой и в основном отражается от внутреннего слоя с большим атомным номером. Таким образом, можно ожидать увеличения суммарного коэффициента отражения.

Расчеты были выполнены для двух спектральных участков 0.8–4.5 и 4–18 нм при углах падения, соответствующих углам падения излучения на зеркала-коллиматоры и на дифракционные решетки разрабатываемого в настоящее время спектрометрамонохроматора Черни–Тюрнера. На рис. 1 приведены рассчитанные спектральные зависимости коэффициентов отражения для первого поддиапазона.

В целом результаты расчетов показали, что для диапазона $\lambda = 0.8$ –4.5 наилучшим отражением обладает двухслойное покрытие Al-W. Толщина W для обоих углов падения излучения составляет 30 нм. Толщины Al, нанесенного на W для углов скольжения 1.25° или 2.5° соответственно равны 15 нм и 5 нм.



Рисунок 1. Рассчитанные спектральные зависимости коэффициентов отражения для диапазона 0.8–4.5 нм для падения на дифракционную решетку разрабатываемого спектрометра-монохроматора.

Аналогичные расчеты для двух фиксированных углов скольжения для диапазона длин волн 4–18 нм

показали, что коэффициент отражения от двухслойного покрытия Cr(20 нм)-C(5 нм) превышает коэффициент отражения хрома на 10–20%.

Теоретические расчеты показывают перспективы применения предложенного подхода для оптимизации отражающих покрытий зеркал скользящего падения.

Экспериментально изучались коэффициенты отражения покрытий из отдельных пленок углерода и хрома, а также двухслойной системы Cr(20 нм)-C(5 нм). Результаты экспериментов показали следующее: во-первых, наблюдается хорошее совпадение экспериментальных и расчетных кривых отражения; во-вторых, полученные в результате «подгонки» плотности как единичных, так и в составе двухслойного покрытия пленок, остаются неизменными и составляют 7,00 г/см³ у Cr и 1,70 г/см³ у C. Эти данные использовались при расчете коэффициентов отражения двухслойных зеркал в мягком рентгеновском диапазоне. Результаты измерений приведены на рис. 2.



Рисунок 2. Теоретические (сплошные линии) и экспериментальные (символы) зависимости коэффициентов отражения пленок С (толщина 40 нм), Cr (20 нм) и двухслойных покрытий Cr (20 нм)-С (5 нм) в зависимости от длины волны.

Таким образом, эффективность предложенного подхода подтверждена экспериментально. Результаты этой работы могут быть использованы при разработке рентгеновских телескопов, микроскопов, нанолитографов и спектрометров для самых различных приложений.

Работа поддержана РФФИ и Мин. обр. и науки РФ.

Рефлектометр МР и ЭУФ-излучения с монохроматором Черни–Тюрнера

И.Г. Забродин, С.Ю. Зуев *, И.А. Каськов, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало, А.В. Щербаков

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*zuev@ipm.sci-nnov.ru, §chkhalo@ipm.sci-nnov.ru

Описывается разработанный в ИФМ РАН рефлектометр для изучения коэффициентов отражения, прохождения и индикатрис рассеяния оптических элементов в мягком рентгеновском (МР) и экстремальном ультрафиолетовом (ЭУФ) диапазонах длины волн 0.8-25 нм. Семиосный гониометр позволяет изучать образцы с произвольной формой отражающей поверхности и с диаметром до 500 мм. Монохроматизация рентгеновского излучения производится с помощью специально-разработанного спектрометра-монохроматора Черни-Тюрнера. В качестве источника излучения используется плазма, образующаяся в результате взаимодействия мощного лазерного импульса с веществом.

Современные задачи по рентгеновской астрофизике, микроскопии и проекционной нанолитографии требуют напыление высокоотражающих, с минимальным светорассеянием многослойных зеркал на крупногабаритные подложки с произвольной формой поверхности. Задача усложняется тем, что покрытия имеют значительный градиент толщины по поверхности, а точность толщин пленок должна поддерживаться на уровне 0,1–0,2%. Так как спектральное разрешение зеркал может достигать нескольких сотен, то спектральная ширина зондового пучка должна быть менее 1/1000 длины волны, а угловая ширина – не более 0,02°.

Задача может быть решена в разумные сроки при наличии оперативной информации о характеристиках напыленного покрытия. В этом случае технолог сможет произвести коррекцию следующего процесса. Поэтому, не смотря на хорошо развитую синхротронную инфраструктуру, наблюдается тенденция создания лабораторных прецизионных рефлектометров [1–4].

При их разработке условно можно выделить два подхода: на основе лазерно-плазменного источника рентгеновского излучения [1, 2] и на основе малогабаритных рентгеновских трубок [3, 4]. В первом случае источник излучения, выходная щель и сферическая дифракционная решетка установлены на круге Роулонда. Сканирование по спектру осуществляется простым поворотом решетки. Так как при повороте положение круга Роулонда изменяется, то условие фокусировки нарушается. Это приводит к потере спектрального разрешения и светосилы прибора, в конечном счете – к обужению рабочего диапазона длин волн. Частично эта проблема решается за счет использования решеток с переменным числом штрихов.

В [3, 4] малогабаритная и легкая рентгеновская трубка устанавливается сразу за входной щелью спектрометр-монохроматора роулондовского типа и при сканировании по спектру так же движется, что позволяет сохранить условие фокусировки во всем рабочем диапазоне длин волн. Тем самым достигается лучшее разрешение и свестосила. Недостатком такой схемы является то, что из-за низкой эффективности рентгеновских трубок прецизионные измерения можно делать только на ограниченном числе характеристических линий материала анода. В частности, это не позволяет изучать спектральные зависимости коэффициентов отражения апериодических широкополосных зеркал и в областях перед краем поглощения слабопоглощающего материала, где наблюдается сильная дисперсия оптических констант и коэффициенты отражения выше. В рамках данной работы разработан новый рефлектометр с неподвижным лазерно-плазменным источником, однако в качестве спектрометрамонохроматора используется схема Черни-Тюрнера с двумя коллимирующими зеркалами и плоской дифракционной решеткой. Такая схема анализировалась ранее, например в [5]. Однако изза дополнительных потерь на коллимирующих зеркалах практически не применялась. Нам удалось существенно поднять коэффициенты отражения зеркал-колиматоров за счет двухслойных покрытий (см. труды этих же авторов в материалах конференции). Оптическая схема и фотография рефлектометра приведены на рис. 1 и 2. Основными преимуществами предлагаемого подхода перед лабораторными рефлектометрами, использующими стационарные щели и сферическую дифракционную решетку с переменным шагом штрихов, являются большее спектральное разрешение и более широкий рабочий диапазон длин волн. Работа поддержана грантами РФФИ и Мин. обр. и науки РФ.

Литература

 Gullikson E.M., Underwood J.H., Batson P.C. and Nikitin V. // Journal of x-ray science and technology 3 283 (1992).

- Loyen, L., Bottger, T., Braun, S. et al. // SPIE 5038. 12 (2003).
- Andreev S.S., Akhsakhalyan A.D., Bibishkin M.S. et al. // Central European Journal of Physics 1 191 (2003).
- Chkhalo N.I., Kirpotin A.N., Kruglyakov E.P., Semenov E.P. // Nucl. Instrum. and Meth. A 405 393 (1998).
- Tondello G., Zanini F. // Rev. Sci. Instrum 60 (7) 2116 (1989).



Рисунок 1. Основные элементы рефлектометра: 1 – точная оптическая плита; 2 – входная щель; 3 – узел монохроматизации; 4 – узел формирования зондового пучка; 5 – семиосный гониометр; 6 – плоская дифракционная решетка; 7 – узел сканирования по спектру; 8 – входное коллимирующее зеркало; 9 – выходное коллимирующее зеркало; 10 – выходная щель; 11 – тороидальное зеркало.



Рисунок 2. Рентгенооптическая схема рефлектометра на базе спектрометра-монохроматора Черни–Тюрнера. XRS – источник рентгеновского излучения; S1 и S2 – входная и выходная щели спектрометра; M1 и M2 – коллимирующие сферические зеркала; DG – плоская дифракционная решетка; TM – тороидальное зеркало.

Рассказ о том, как выросли «цветочки» («наноточки») на зеркале в канале FEL

И.В. Кожевников¹^{*}, А.В. Бузмаков¹, F. Siewert², K. Tiedtke³, M. Störmer⁴, L. Samoylova⁵, H. Sinn⁵

1 Институт кристаллографии РАН, Ленинский пр., 59, Москва, 119333.

2 Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie GmbH, Albert Einstein Str. 15, 12489 Berlin, Germany.

3 Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Notkestrasse 85, 22603 Hamburg, Germany.

4 Helmholtz-Zentrum Geesthacht, Institute of Materials Research, Max-Planck-Str. 1, 21502 Geesthacht, Germany.

5. European XFEL GmbH, Albert Einstein Ring 19, 22761 Hamburg, Germany.

*ivk@crys.ras.ru

Экспериментально обнаружен новый физический эффект: рост наноструктур (наноточек) на поверхности зеркала скользящего падения, работающего в канале лазера на свободных электронах FLASH (Гамбург). Теоретически показано, что рост наноточек может быть объяснен полимеризацией падающих на поверхность углеводородных молекул. Критическим фактором, определяющим рост наноточек, является интенсивность (плотность потока) падающего излучения. Уменьшение интенсивности всего лишь в несколько раз может привести к полному исчезновению эффекта.

Введение

Экспериментально обнаружен неожиданный физический эффект [1]: рост наноструктур (наноточек) диаметром 40–55 нм, высотой 8–13 нм, хаотически разбросанных по поверхности зеркала скользящего падения, которое было установлено в канале лазера на свободных электронах (FEL) FLASH [2] (Гамбург, длина волны 5–40 нм) и работало в течение трех лет. АСМ-изображения облученной части поверхности зеркала представлены на рис.1.

Возникает три основных вопроса:

 Какова физическая причина возникновения наноструктур?

2) Почему подобные структуры не возникают на поверхности зеркал в каналах СИ?

3) Почему такие структуры выросли только на поверхности зеркала, расположенного под углом скольжения 3 градуса по отношению к пучку FEL, и не выросли на поверхности других зеркал, расположенных под углом 2 градуса?

Результаты

Теоретически, на основе компьютерного моделирования показано, что образование наноточек может быть объяснено полимеризацией углеводородных молекул, содержащихся в любом вакууме, под действием фотоэлектронов, выбитых из вещества под действием излучения FEL. Дело заключается в том, что вероятность полимеризации в данной точке поверхности зеркала пропорциональна плотности фотоэлектронов, которая, в свою очередь, пропорциональна поглощенной мощности излучения и, следовательно, интенсивности поля в этой точке $|E|^2$. Поскольку угол скольжения излучения мал, т.е. коэффициент отражения близок к единице, в вакууме образуется стоячая волна, интенсивность которой минимальна на поверхности зеркала и увеличивается по мере удаления от нее. Если на поверхности имеется особенность (пик), то интенсивность поля на ее вершине выше, а скорость роста полимеризованной пленки больше, чем на остальной поверхности. Тем самым возникает положительная обратная связь: чем выше пик на поверхности, тем быстрее происходит его рост, что приводит, в конце концов, к появлению наноточек. Критическим фактором, ответственным за появление и рост наноточек, является интенсивность (плотность потока) падающего излучения. Уменьшение интенсивности всего лишь в несколько раз может привести к полному исчезновению эффекта.

Показано, что наноточки могут вырастать даже на абсолютно гладкой поверхности, если (а) интенсивность падающего излучения достаточно высока, (б) имеется ненулевая вероятность десорбции углеводородных молекул и (с) поверхностная диффузия молекул не слишком велика. Причиной возникновения наноточек в этом случае являются случайные флуктуации потока углеводородных молекул, приводящие к появлению неоднородностей на поверхности растущей полимеризованной пленки и возникновению, следовательно, положительной обратной связи, о чем говорилось выше.



Рисунок 1. АСМ-изображения поверхности зеркала внутри облученной области. Размер скана АСМ составляет 2х2 мкм² (вверху) и 10х10 мкм² (внизу).

При наличии шероховатостей исходной поверхности зеркала положительная обратная связь возникает с самого начала роста углеводородной пленки, причем наиболее быстрый ее рост происходит на вершинах шероховатого рельефа. Показано, что наличие шероховатостей на исходной поверхности высотой в единицы ангстрем приводит к появлению наноточек высотой 10–15 нм при средней толщине полимеризованной пленки уже в 10–20 нм.

Благодарности

Двое из авторов (ИВК и АВБ) благодарят Министерство образования и науки РФ за финансовую поддержку работы в рамках программы «Физика на ускорителях и реакторах Западной Европы (исключая ЦЕРН)».

- I.V. Kozhevnikov, A.V. Buzmakov, F. Siewert, K. Tiedtke, M. Störmer, L. Samoylova, H. Sinn // Growth of nano-dots on the grazing incidence mirror surface under FEL irradiation. Submitted to J. Synchr. Rad.
- K. Tiedtke, A. Azima, N. von Bargen, et al. The soft x-ray free-electron laser FLASH at DESY: beamlines, diagnostics and end-stations // New J. Phys., V. 11, 023029 (2009).

Методы и аппаратура для решения актуальных задач физики Солнца

С.А. Богачев, С.В. Шестов, С.В. Кузин*

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991. *kuzin@lebedev.ru

Для реализации актуальных задач физики Солнца и прикладных задач, связанных с мониторингом и прогнозом космической погоды, необходимо развивать космический сегмент аппаратуры. Основными тенденциями в космических солнечных экспериментах являются непрерывность наблюдений с высокой частотой, наблюдения в широком поле зрения, наблюдения со сверхвысоким разрешением и в новых спектральных диапазонах. Эти режимы наблюдений относятся как к телескопической, так и к спектральной аппаратуре. В настоящем докладе представлен обзор основных тенденций и возможные пути их реализации.

Наблюдения со сверхвысоким разрешением

Актуальность этих наблюдений связана, в первую очередь, с исследование микро- и наноактивности солнечной короны. В настоящее время полагается, что микроактивность является одним из основных источников нагрева солнечной короны. Кроме того, возможно, она является основным механизмом транспорта вещества из плотных слоев Солнца в корону и далее в гелиосферу.

Пионерские исследования по микроактивности Солнца были выполнены в конце прошлого и в начале нынешнего века с помощью телескопа TRACE [1], в ходе которых было достигнуто разрешение в 1.5 угл. секунд в спектральном диапазоне 19.2 нм. Качественно новый уровень – 0.1 угл. секунда – был получен в ходе ракетного эксперимента Hi-C 2012 в диапазоне 19.2 нм [2].

В настоящее время в ФИАН ведутся работы по созданию аппаратуры «Арка». Аппаратура представляет собой систему из двухзеркальных телескопов системы Ричи-Кретьена с эффективным фокусным расстоянием 18 м. Спектральные диапазоны регистрации этой аппаратуры 17.1 нм и 30.4 нм. Система регистрации основана на ПЗС-матрице 6Кх6К элементов с размером ячейки 10х10 мкм, что позволит достичь разрешения в 0.12 угл. секунд. Для реализации этого в настоящее время ИФМ РАН и ФИАН создают широкоапертурные прецизионные зеркала [3], а ИФМ РАН – новые покрытия [4].

Другими ключевыми элементами этой аппаратуры являются система стабилизации изображения во время экспозиции, система фокусировки в полете и система термостабилизации.

Наблюдения в широком поле зрения

Наблюдения в широком поле зрения необходимы для изучения процессов в средней и дальней солнечной короне на расстояниях от нескольких минут над лимбом Солнца до нескольких градусов.

Традиционно эти наблюдения проводятся в оптическом диапазоне, но они лимитированы, в первую очередь, минимальной к лимбу дистанцией наблюдений из-за необходимости подавления рассеянного и дифрагированного излучения диска Солнца, которое превышает уровень коронального излучения на 10 порядков. Это отношение в ВУФ-диапазоне спектра существенно меньше – около 5–6 порядков, что позволяет упростить решение этой проблемы. В то же время в этом диапазоне возможно использовать только зеркальную оптику.

В ФИАН для проведения исследований и мониторинга внешней солнечной короны предложена оптическая схема однозеркального широкоуглового телескопа-коронографа на диапазон 30.4 нм. Особенность этого инструмента – использование широкоапертурного кольцевого сферического зеркала. Такая аппаратура позволяет проводить регистрацию изображений в поле зрения 5х5 с разрешением менее 9'.

Основная особенность этого инструмента – использование ПЗС-детектора как диафрагмы, блокирующей засветку от солнечного диска.

Новые спектральные диапазоны

Другим перспективным направлением солнечных исследований являются новые спектральные диапа-

зоны или «заужение» ранее традиционно использовавшихся. Наиболее интересными в настоящее время представляются коротковолновая и длинноволновая части солнечного спектра ВУФ диапазона. В коротковолновой необходимо выделить участок в районе 3.1-3.3 нм, где находится ряд интересных с точки зрения спектральной диагностики линий, а в длинноволновой области – диапазон в районе 58.4 нм, содержащий интенсивную и относительно «холодную» линию иона HeI. Ранее эти диапазоны практически не использовались в солнечной астрономии ввиду отсутствия отражающих покрытий с высокой эффективностью, а также, в случае длинноволнового диапазона, тонкопленочных фильтров. Однако последние исследования показывают возможность решения этих проблем [4, 5].

Другим направлением исследований является получение изображений в монохроматических спектральных линиях. В спектре излучения Солнца в ВУФдиапазоне мощные спектральные линии отстоят друг от друга в среднем на 0.5-1 нм. Традиционно для этих целей используются спектрогелиометры с дифракционными решетками в качестве монохроматизаторов. Впервые монохроматические изображения с помощью телескопической техники были получены в эксперименте ТЕСИС на спутнике «КОРОНАС-Фотон». В двухзеркальной оптической схеме телескопа были использованы узкополосные зеркала на диапазон 17.1 нм [6]. В настоящее время прорабатываются варианты изготовления узкополосных зеркал на диапазоны 25.6 нм и 30.4 нм.

Аппаратура для проведения мониторинга солнечной активности

В настоящее время мониторинг солнечной активности является одной из востребованных задач космических наблюдений. Это связано со все возрастающей ролью прогнозирования и мониторинга космической погоды.

Основное требование к этой аппаратуре – высокая надежность при длительном сроке службы и огромные потоки информации.

Первая из указанных проблем также связана с сохранением основных характеристик аппаратуры в течение длительного времени во время космического полета. С точки зрения рентгеновской оптики это в первую очередь относится к деградации многослойных покрытий зеркал и контаминации на них. Деградация может быть оценена в ходе наземных испытаний. Для уменьшения контаминации проводятся специальные подготовительные мероприятия (чистка, отжиг), в конструкции аппаратуры предусмотрены также специальные «холодные ловушки». В добавление к этому аппаратуру планируется периодически калибровать в полете.

Особенностью мониторинговых наблюдений являются большие объемы передаваемой информации: до 100 Гбайт в сутки. Для уменьшения этих объемов часть обработки информации будет происходить на борту. В частности, будет проводиться выбраковка неинформативных изображений, а также распознавание критических, с точки зрения солнечно-земных связей, событий на Солнце: солнечных вспышек, выбросов коронального вещества и пр.

- J. Wolfson, M. Bruner, B. Jurcevich et al. // Bulletin of the American Astronomical Society, Vol. 29, 887 (1997).
- K. Kobayashi, J. Cirtain; A.R. Winebarger // Solar Physics, Vol. 289, Issue 11, 4393 (2014)
- М.М. Барышева, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало // Успехи физических наук, т. 182, № 7, 727 (2012).
- Ю.А. Вайнер, С.Ю. Зуев, С.В. Кузин и др. // Известия РАН. Серия физическая, Т.78, № 1, 98 (2014).
- М.Н.Дроздов, С.Ю. Зуев, А.Я. Лопатин и др. // Труды XVIII Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника». Нижний Новгород, Т. 1, 354 (2014).
- С.В. Кузин, С.В. Шестов, А.А. Перцов и др. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, т. 7, 19 (2008).

Пленочные фильтры в качестве защиты оптики установок ЭУФ нанолитографии от продуктов фотохимического разложения резистов

Б.А. Володин¹, С.Ю. Зуев¹, Е.Б. Клюенков¹, А.Я. Лопатин^{1*}, В.И. Лучин¹, Н.Н. Салащенко¹, Н.Н. Цыбин¹, Л.А. Шмаенок²

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. 2 PhysTeX, Vaals, Netherlands. *lopatin@ipm.sci-nnov.ru

Изучена возможность серийного изготовления металлических тонкопленочных фильтров для использования в промышленных установках ЭУФ нанолитографии в позиции над экспонируемой пластиной с фоторезистом. Процесс изготовления включает в себя инспекцию образцов с характеризацией микродефектов и тестирование фильтров на соответствие спецификации по выдерживаемому перепаду давлений между сторонами пленки. Проведены испытания образцов в условиях длительного нагрева с плотностью поглощаемой мощности на уровне 0.4 Вт/см², соответствующем уровню тепловой нагрузки на них при работе в сканере.

Введение

Ранее обсуждались перспективы использования пленочных элементов на пропускание как входных спектральных фильтров литографической схемы, как экранов с пропусканием ≈ 80% для защиты отражательной маски (фотошаблона) от механических загрязнений [1], а также профилированных по толщине пленок – рефракционных корректоров фазового фронта [2]. В предлагаемой работе рассмотрены вопросы развития методик изготовления, паспортизации и оценки эксплуатационных характеристик высокопрозрачных металлических пленочных фильтров, предназначенных для установки над экспонируемой пластиной с фоторезистом во вводимых в действие ЭУФ сканерах. В этой позиции фильтр защищает проекционную схему от летучих органических соединений, образующихся при облучении резиста и приводящих к отложению нагара на оптических элементах. Здесь предъявляются наименее жесткие требования к качеству, термостойкости, апертуре и прозрачности свободновисящих пленок. Так, одна из наиболее известных современных реализаций ЭУФ сканеров серия NXE3300 компании ASML — имеет пока максимальный размер области засветки 2-3 см и мощность ЭУФ излучения источника менее 100 Вт. На подложку с резистом приходит не более нескольких ватт мощности экспонирующего излучения (из-за потерь при отражении от зеркал проекционной схемы), и этот уровень тепловой нагрузки для пленочного фильтра является допустимым.

Изготовление образцов

Фильтры изготавливались по хорошо отработанной методике магнетронного напыления многослойной структуры на подложку с предварительно нанесенным подслоем и последующего отделения тонкой пленки от подложки в процессе жидкостного травления. Напылялась наиболее термостойкая из изученных нами структур с высокой прозрачностью на длине волны 13.5 нм – многослойная Mo/ZrSi₂ пленка с внешними защитными слоями из MoSi₂; в качестве подложек применялись кремниевые пластины диаметром 150 мм. Общая толщина пленки составляла 52 нм, ее прозрачность при $\lambda = 13.5$ нм – 72%. Каждый отдельный фильтр представлял собой металлическую рамку с окном в форме овала размером 37 × 16 мм с приклеенной к ней натянутой свободновисящей пленкой. Для производства значительного количества (нескольких десятков) образцов данного формата был использован групповой способ изготовления, при котором к выловленной на кольцо и натянутой пленке 150-мм апертуры одновременно приклеивалось до девяти рамок.

Все изготовленные образцы проверялись на соответствие согласованным требованиям по размерам

и количеству дефектов пленки и по выдерживаемому перепаду давлений между ее сторонами. В сканере разность давлений до нескольких сотен паскаль будет возникать в связи с обдувом экспонируемого фоторезиста ламинарным потоком разреженного газа – это дополнительная мера защиты оптики от продуктов фотодеструкции полимера. Тестирование изготовленных образцов заключалось в создании в течение 3-5 минут максимального перепада давлений в 500 Па. Отмечено, что более 80% образцов выдерживают этот тест без разрыва, причем наличие таких дефектов как проколы пленки размерами до нескольких десятков микрон не всегда приводит к ее разрушению. Для определения количества и размеров дефектов выполнялось фотографирование образцов по зонам в отраженном и проходящем свете. На этом этапе отбраковывалось около половины изготовленных фильтров. Основной вид дефектов - налипшие на пленку в процессе изготовления частицы размерами до нескольких десятков микрон, реже более крупные. Сквозные повреждения встречаются в единичных количествах, а на значительной части фильтров отсутствуют. Критерием пригодности образцов к использованию в сканере принималось отсутствие дефектов размером более 50 мкм.

В настоящее время обсуждается изменение конструкции узла держателя фильтра, и в новом варианте размеры окна фильтра увеличены до 47 × 24 мм. Это позволит уменьшить тепловую нагрузку на образец и смягчить требование к максимально допустимому размеру дефекта на пленке. Ряд образцов, изготовленных по новым размерам, был использован для тестирования термостойкости структуры.

Результаты испытаний термостойкости

Тесты заключались в сравнении механической прочности исходных и отожженных образцов фильтров. Дополнительно при испытаниях контролировался прогиб в центре образца — показатель механической жесткости материала. Пленки экспонировались в вакууме излучением лазера с длиной волны 808 нм; плотность поглощаемой на единицу площади мощности достигала в максимуме 0.4 Вт/см², что соответствует температурам нагрева

370 - 380°C. Характерный размер области нагрева составлял 42×16 мм, так что в ходе испытаний тепловая нагрузка на образец была близка к нагрузке в условиях установки фильтра в работающем сканере. Установлено, что исследуемая пленочная структура в результате длительного отжига становится более жесткой, но сохраняет близкую к исходной прочность к перепаду давлений между сторонами пленки при временах нагрева до 40 ч (рис. 1).



Рисунок 1. Зависимость деформации образцов от приложенного давления. Конечные точки на графиках соответствуют разрыву пленки.

Заключение

Полученные результаты позволяют рассчитывать на внедрение пленочных фильтров, работающих в зоне нахождения подложки с фоторезистом, в промышленные установки ЭУФ литографии и на дальнейшее развитие методики получения свободновисящих многослойных структур в части сокращения времени изготовления образцов и исключения дефектов (пылинок, микропроколов и т. п.).

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ.

- Б.А. Володин, Е.Б. Клюенков, А.Я. Лопатин и др. // Известия РАН. Серия физическая. Т. 78. № 1, С. 82–85 (2014).
- B. Bittner, N. Wabra, S. Schneider et al. // Patent WO2013117343 A1. 15.08.2013.

Дифференциальная методика измерения профиля поверхности с помощью поляризационного интерферометра

А.А. Ахсахалян, А.Д. Ахсахалян[§], П.В. Волков, А.В. Горюнов, А.Ю. Лукьянов^{*}, Л.А. Суслов, А.Д. Тертышник

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. *luk@ipmras.ru, §akh@ipmras.ru

В работе представлены результаты первых экспериментов по определению профиля поверхности асферических зеркал рентгеновского диапазона с помощью поляризационного интерферометра Жамена-Лебедева, работающего на отражение. Продемонстрировано высокое быстродействие предлагаемой техники. Достигнутая точность измерения локального угла поворота отражающей плоскости составила 10⁻⁵ радиан при измерениях квазиплоских поверхностей при уровне шума 10⁻⁶ радиан.

Введение

Проблема измерения профиля протяженных (50-300 мм) асферических поверхностей с точностью dH<100 нм актуальна для многих областей науки и техники. В частности, точность изготовления фокусирующих рентгеновских зеркал определяется точностью измерения их формы поверхности. Поскольку существующие методы измерений обладают рядом ограничений, поиск новых способов измерений остаѐтся весьма актуальной задачей.

Ранее [1] нами были предложены две новые методики измерений профиля поверхности с использованием низкокогерентного тандемного интерферометра: 1) двухзондовая (дифференциальная) методика, в которой измеряемым параметром является первая производная от профиля поверхности; 2) трехзондовая методика, в которой измеряемым параметром является вторая производная от профиля поверхности. Сравнение результатов измерений профиля поверхности, полученных на образцах различной формы, показало, что предложенные схемы измерений позволяют избежать ошибок измерений, связанных с колебаниями сканирующего устройства. Однако время измерений оказалось слишком большим для проведения рутинных измерений, а чувствительность недостаточно высокой.

В данной работе с помощью поляризационного интерферометра сделана попытка преодолеть указанные недостатки, сохранив преимущества дифференциальной методики измерений.

Методика эксперимента

В работе использовался поляризационный интерферометр Жамена-Лебедева, работающий на отражение [2]. Интерферометр был установлен на сканирующее устройство, работающее под управлением компьютера. Перемещение осуществлялось с помощью шагового двигателя. Шаг сканирования составлял 5 мкм. Время измерения одной точки ограничивалась быстродействием системы сканирования. Исследуемая поверхность крепилась на неподвижном оптическом столике с возможностью регулировки по двум углам в плоскости, перпендикулярной лучам зондирующего света. Измеряемым параметром являлась разность фаз между двумя пучками зондирующего света, пропорциональная разности расстояний от делителя пучка, выполненного в виде пластинки Савара, до измеряемой поверхности.

Результаты и обсуждения

На рис. 1 представлена зависимость угла наклона поверхности зеркала от времени в условиях, когда сканирующее устройство неподвижно. Это позволяет оценить уровень шумов и стабильность измерительной системы, которые составляют около 10⁻⁶ и 10⁻⁵ радиан соответственно.

На рис. 2 представлены результаты четырѐх измерений эталона плоскости из комплекта микроскопа Talysurf CCI 2000. Два из них выполнены последовательно вдоль одной траектории, два других - последовательно вдоль другой после поворота эталона на угол примерно 45 градусов. Указанная в паспорте эталона разность высот составляет 13 нм, что в пересчèте на изменение локального угла наклона поверхности составляет около 10⁻⁵ радиан.



Рисунок 1. Зависимость угла наклона зеркала от времени.

Представленные данные позволяют оценить воспроизводимость положения сканирующего устройства как 10^{-5} радиан. Регулярное изменение угла наклона плоскости эталона, составляющее около $4*10^{-5}$ радиан, вызвано паразитным поворотом сканирующего устройства, также как периодические колебания, период которых (1 мм) совпадает с шагом микрометрического винта. Последние воспроизводятся с точностью не хуже $5*10^{-6}$ радиан. Благодаря хорошей воспроизводимости, паразитные повороты сканирующего устройства могут быть учтены, и не ограничивают точность измерений.



Рисунок 2. Зависимость угла наклона эталона плоскости от координаты. Для наглядности данные пересчитаны так, чтобы начальный угол наклона поверхности был одинаковым для всех реализаций.

На рис. З линиями показаны результаты трèх последовательных измерений профиля поверхности цилиндрического зеркала рентгеновского диапазона. Квадратными точками отмечены результаты измерений того же зеркала с помощью стенда, использующего триангуляционный метод измерений. Воспроизводимость данных, полученных с помощью поляризационного интерферометра, составляет, как и в предыдущих случаях, 10⁻⁵ радиан. Наблюдающиеся периодические колебания вызваны несовершенством алгоритма обработки интерференционных полос в условиях изменяющихся видности интерференционной картины и суммарной интенсивности зондирующего света, падающего на фотоприемник.



Рисунок 3. Зависимость угла наклона поверхности цилиндрического зеркала от координаты. Точками показаны результаты триангуляционных измерений.

Таким образом, были продемонстрированы хорошие потенциальные возможности предлагаемой методики измерений в частности высокое быстродействие. Достигнутая к настоящему времени точность измерений угла наклона плоскости отражения составила 10^{-5} радиан для сравнительно плоских поверхностей и $3*10^{-5}$ радиан для изогнутых, при измерении которых разность хода зондирующих лучей изменяется на несколько длин волн.

Работа выполнена при поддержке РФФИ-Поволжье, грант 13-02-97040.

- А.А. Ахсахалян, А.Д. Ахсахалян, П.В. Волков и др. // Труды XVШ международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород, 10–14 марта 2014 г., том 1, с. 299–300.
- M. Francon and S. Mallick // Polarization Interferometers, Application in Microscopy and Macroscopy (Academic Press, New York) 1971.

Тонкопленочные рентгеновские фильтры на пористых подложках

А.В. Митрофанов^{1*}, П.Ю. Апель², Н.В. Левкович², Ф.А. Пудонин¹

1 Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991. 2 Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна, 141980. *mitrofa@sci.lebedev.ru

Обсуждаются методы изготовления и свойства многослойных рентгеновских фильтров на полимерных пористых подложках (трековых мембранах) со сквозными порами. Фильтры предназначены для защиты рабочей поверхности детекторов изображения, работающих в мягкой рентгеновской и жесткой ультрафиолетовой областях спектра.

Введение

В приборах для солнечной рентгеновской астрономии фильтры на пропускание, расположенные перед входным окном детектора или на его чувствительной поверхности, выполняют роль защитного элемента, блокирующего интенсивное длинноволновое фоновое излучение за пределами рабочей области спектра и определяют, вместе с другими элементами канала, его чувствительность. Спектральные свойства тонкопленочных рентгеновских фильтров зависят от толщины и материалов слоев фильтра при заданном угле падения излучения на его поверхность. Используя в качестве опорных сеток для тонкопленочных структур массивные пористые подложки с мелкими сквозными порами при высокой их плотности, можно в широких пределах варьировать спектральные характеристики образцов и не сильно ухудшать пространственное разрешение детектора рентгеновского изображения. В данной работе рассматриваются свойства фильтров, изготовленных из тонких однородных слоев и пористых подложек - трековых полимерных мембран со сквозными цилиндрическими порами с гладкими стенками.

Методы изготовления фильтров

В наших предыдущих работах [1] тонкие слои наносились на мембраны двумя способами: 1) вылавливанием предварительно изготовленных напылением слоев металла (алюминия) и буферного слоя полимера с поверхности жидкости на пористые образцы и закреплением их на мембране или 2) напылением пленок металлов, окислов, керамики на однородный полимерный барьерный слой, который наносился на готовую трековую полимерную мембрану, дополнительно металлизированную перед этим с одной или двух сторон. И в том и другом случае при необходимости слой полимера (формвара) удалялся нами фототравлением. В этих методиках необходимо было обеспечить прочный адгезионный контакт полимерного буферного слоя с пористой подложкой. Спектральные свойства фильтров 1) и 2) в случае крупных пор определяются только нанесенными слоями. Если же поры малы в поперечном размере, а мембрана толстая, то требуется учитывать дифракционное качество отверстий пор и потери распространяющегося излучения в каналах в волноводном режиме. Методические возможности способов 1) и 2) существенно расширяются, если вместо буферного полимерного слоя создавать слой или слои, которые химически не травятся в щелочных растворах, применяемых при травлении треков в облученных тяжелыми ионами полимерных пленках. В этом случае 3) буферный слой наносится на сплошную полимерную пленку, прошедшую радиационную обработку, или на трековую мембрану, но с порами малого диаметра, а рабочая пористая мембрана с достаточно крупными порами формируется уже в последующих операциях. Далее, на такой сэндвич уже напыляются функциональные слои рентгеновского фильтра. В качестве буфера мы использовали слои оксида алюминия, созданного методом радиочастотного распыления мишени сапфира в среде аргона на облученные ионами пленки из полиэтилентерефталата. Обсуждаются преимущества и недостатки каждой из методик 1, 2 и 3 и свойства фильтров, изготовленных по этим методикам.

Литература

1. A.V. Mitrofanov, P.Yu. Apel $\prime\prime$ Nucl. Instr. and Meth. B 245, 332 (2006).

Эволюция микрошероховатости поверхности плавленого кварца при травлении высокоэнергетичными ионными пучками

М.В. Зорина¹, М.С. Михайленко¹, А.Е. Пестов^{1,2*}, Н.Н. Салащенко¹, Н.И. Чхало¹, С.А. Чурин¹

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950. *aepestov@ipm.sci-nnov.ru

В работе описывается возможность сглаживания шероховатости поверхности полированного плавленого кварца (исходная шероховатость $\sigma_{eff} \approx 0,65$ нм в диапазоне пространственных частот $10^{-2} - 10^2$ мкм⁻¹) при травлении нейтрализованными ионами Ar с энергией от 500 до 1500 эВ. Наблюдается заметное сглаживание высокочастотной шероховатости при энергии налетающих атомов 500 эВ ($\sigma_{eff} = 0,38$ нм) и среднечастотной шероховатости при энергии 1250 эВ ($\sigma_{eff} = 0,44$ нм).

Введение

Развитие изображающей оптики мягкого рентгеновского (МР) и экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) диапазонов требует обеспечения шероховатости поверхности подложек оптических элементов лучше 0,3 нм во всем диапазоне пространственных частот, отвечающих за коэффициент отражения многослойных зеркал и пространственное разрешение.

Стандартные механические методы шлифовкиполировки позволяют получать эффективную шероховатость поверхности в диапазоне пространственных частот 10⁻² – 10² мкм⁻¹ на уровне 0,6-1,0 нм, что приводит к заметному снижению коэффициента отражения многослойных зеркал, наносимых на данную поверхность и потере пространственного разрешения изображающей оптики. Финишная химико-механическая суперполировка позволяет получать поверхность с обозначенными выше характеристиками, однако это длительный (до 100 часов механической полировки с уменьшением размера зерна) и дорогостоящий процесс.

В данной работе предложено проводить финишную суперполировку ионно-пучковым травлением. При съеме материала на глубину порядка нарушенного слоя (~ 2 мкм) происходит сглаживание шероховатости в области средних пространственных частот при энергии ионов более 1 кэВ, а в области высоких пространственных частот - при энергии менее 500 эВ.

Описание установки

Экспериментальный стенд включает в себя вакуумную камеру, источник ускоренных ионов и предметный столик для крепления образцов, позволяющий задавать угол падения ионов 0 - 90 градусов от нормали. Система откачки состоит из форвакуумного и турбомолекулярного насосов, которые обеспечивают предельное остаточное давление в камере 7*10⁻⁵ Па. На входе в вакуумную камеру установлена вращающаяся заслонка, отделяющая ионный пучок от области рабочего объема камеры. Заслонка замкнута на землю через резистор, падение напряжение на котором пропорционально величине ионного тока, таким образом, заслонка играет роль измерителя ионного тока. Источник ускоренных ионов («КЛАН-103М», Платар) позволяет работать с инертными и активными газами в диапазоне энергий 300-1500 эВ, выходная апертура представляет собой круг с диаметром 100 мм, плотностью ионного тока 0,25-1,25 мА/см².

Описание эксперимента

Пластинка из плавленого кварца (размер 15х15 мм) крепится на предметный столик и устанавливается некоторый угол наклона от нормали, при этом часть образца закрывается маской для контроля глубины травления. Далее в камере создается рабочее давление 2*10⁻² Па, устанавливается необходимая плотность тока ионов и ускоряющее напряжение. Образец подвергается ионной бомбардировке, после чего производится измерение глубины травления и поверхностной шероховатости. Измерение глубины травления проводится с помощью интерференционного микроскопа Talysurf CCI 2000 (измеряется высота образовавшейся ступеньки), среднеквадратическая шероховатость измеряется на зондовом микроскопе Ntegra (NT-MDT) в диапазоне пространственных частот 10⁻²-10² мкм⁻¹ (размеры кадра 2х2 – 40х40 мкм).

Результаты

Эксперименты показали, что для пластин полированного плавленого кварца с исходной шероховатостью поверхности на уровне 0,4-0,5 нм в диапазоне пространственных частот 10⁻²-10² мкм⁻¹ наблюдается заметное сглаживание эффективной шероховатости при всех ускоряющих напряжениях в диапазоне 0,5-1,5 кэВ (рис. 1).



Рисунок 1. Шероховатость поверхности до и после травления.

Стоит заметить, что при энергии нейтрализованных ионов 500 эВ сглаживание происходит в области высоких пространственных частот (рис. 2), а при энергии 1250 эВ – в области средних пространственных частот (рис. 3).



Рисунок 2. PSD функции шероховатостей кварцевых подложек до травления (сплошные линии) и после (линии с символами) травления ионами Ar с энергией 500 эВ.



Рисунок 3. PSD функции шероховатостей кварцевых подложек до травления (сплошные линии) и после (линии с символами) травления ионами Ar с энергией 1250 эВ.

Таким образом, показана возможность сглаживания шероховатости поверхности полированного плавленого кварца в области средних и высоких пространственных частот при обработке нейтрализованными ионами Ar. Схожие результаты были получены при травлении атомами Xe [1], сглаживание эффективной шероховатости с исходной 0,46 до 0,272 нм происходило в диапазоне пространственных частот $5*10^{-2}-10^2$ мкм⁻¹. В силу того, что стоимость Ar на два порядка ниже Xe данный результат выглядит экономически целесообразнее.

Вывод

Ионно-пучковое травление нейтрализованными ионами Ar обеспечивает сглаживание шероховатости поверхности в области средних и высоких пространственных частот для образцов полированного плавленого кварца, прошедших стандартную процедуру глубокой шлифовки-полировки, при съеме материала на уровне 2 мкм. Таким образом, предложенный метод является альтернативой длительному процессу химико-механической суперполировки, особенно в случае габаритных образцов.

Работа поддержана грантами РФФИ 15-02-07660, 14-02-31436, Министерством науки и образования России и ЦКП «Физика и технологии микро- и наноструктур» при ИФМ РАН.

Литература

 N.I. Chkhalo, S.A. Churin, A. E. Pestov et al. // Optics Express, V. 22, No.17, 20094 (2014).

Рентгеновские исследования допированных марганцем титанатов висмута

С.В. Некипелов^{1*}, О.В. Петрова², И.В. Пийр³, В.Н. Сивков²

1 Сыктывкарский госуниверситет, Октябрьский пр., 55, Сыктывкар, 167001 2 Коми научный центр УрО РАН, ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982 3 Институт химии КНЦ УрО РАН, ул. Первомайская, 48, Сыктывкар, 167982 *NekipelovSV@mail.ru

Методами NEXAS- и XPS-спектроскопии были исследованы термостабильные твердые растворы допированных марганцем титанатов висмута со структурой пирохлора. Было показано, что марганец в указанных твердых растворах титаната висмута присутствует в основном в степени окисления +2, а титан в степени +4.

Введение

Титанат висмута Bi₂Ti₂O₇ со структурой типа пирохлора является термодинамически нестабильным соединением и разлагается при температурах выше 612°С, однако при добавлении ряда металлов образуются стабильные «поля пирохлоров» [1]. Особенностью структуры пирохлора с общей формульной единицей А2В2О6О' является независимое сосуществование двух решеток: А2О' и ВО6. Апозиции крупных катионов, например висмута, окружены атомами кислорода О' и обе (катионная и анионная) подрешетки могут быть дефектными. Катионы, располагающиеся в В-позициях (Ti), находятся в октаэдрической координации из атомов кислорода (второй анионной подрешетки), и эти катионная и анионная позиции полностью заселены атомами металлов и кислорода. При этом известно, что атомы допированных металлов (М) в структуре типа пирохлора могут распределяться по двум катионным подрешеткам (позициям). Было изучено состояние атомов марганца, титана, и кислорода в марганецсодержащих титанатах висмута - пирохлоров, синтезированных по керамической методике и стабильных при высокой температуре.

Результаты и обсуждение

Для выяснения зарядового состояния атомов допированных металлов все образцы были исследованы методами NEXAS- и XPS-спектроскопии с использованием монохроматизированного излучения Русско-немецкого канала на синхротронном источнике BESSY-II (Берлин). Все NEXAS-спектры были получены методом полного электронного выхода (Total electron yield, TEY) [2]. При сравнении NEXAFS Mn2p-спектров исследуемых пирохлоров и оксидов металлов (MnO, MnO₃, Mn₃O₄, MnO₂) было обнаружено, что Mn2p-спектры в титанатах висмута с различным содержанием марганца имеют одинаковую тонкую структуру, которая идентична тонкой структуре Mn2p–спектру MnO (рис.1). Это дает основание предполагать, что атомы марганца представлены в данных твердых растворах в оксидном зарядовом состоянии Mn^{2+} .



Рис. 1. NEXAFS Mn2p-спектров пирохлоров на основе титаната висмута. Для сравнения приведены соответствующие спектры оксидов марганца.

Аналогичное рассмотрение спектров поглощения титана в этих соединениях указывает на их сходство как между собой (рис. 2), так и со структурой спектров TiO_2 , в которых атом титана находится в октаэдрическом кластере из атомов кислорода $[TiO_6]^{8-}$. При этом следует отметить, что наблюдается уширение полосы В, связанной с переходом 2р электронов на e_g -орбиталь титана в октаэдрическом поле кислородного окружения. В спектре аморфного оксида титана (*a*-TiO₂) также заметно уширение данной полосы, а в спектре анатаза наблюдается расщепление этой полосы, что, видимо, указывает на некоторое искажение в октаэдрическом окружении титана. При этом можно сделать предположение, что атомы титана представлены в данных соединениях в виде Ti⁴⁺.



Рис. 2. NEXAS Ti2p-спектров пирохлоров на основе титаната висмута. Для сравнения приведены соответствующие спектры аморфного оксида титана (*a*-TiO₂) и анатаза [3].

Нами были также сняты XPS-спектры исследуемых пирохлоров. Все полученные спектры были разложены на пики, аппроксимируемые гауссовскими кривыми, а фон - Sherley-аппроксимацией (пунктирная линия на рис. 3). Из XPS-спектров титана видно (рис. 3), что все эти атомы в рассматриваемых титанатах висмута находятся в одинаковых зарядовых позициях. На это указывает отсутствие расщепления соответствующих пиков. В тоже время в XPS-спектре кислорода в Bi_{1.9}Mn_{0.2}Ti_{1.9}O_{6.9} (рис. 4) видно расщепление 1s-состояния кислорода – полосы А и В (полоса С скорее всего связана с саттелитными переходами, так как в спектрах различных соединений ее положение сильно варьируется). Низкоэнергетическая полоса А соответствует более электроотрицательному состоянию кислорода и, видимо, связана с атомами из октаэдрического окружения титана (подрешетка ВО₆) с меньшей электроотрицательностью, а более высокоэнергетическая полоса В - с неэквивалентными им атомам кислорода из окружения висмута (подрешетка

A₂O'). На правильность данного предположения указывает так же тот факт, что отношение интегральных интенсивностей пиков A и B равно 5,5, что сопоставимо с отношением числа атомов кислорода O/O', которое равно 6, в структуре пирохлора.



Рис. 3. XPS-спектр титана в Bi_{1,9}Mn_{0,2}Ti_{1,9}O_{6,9}. Точки – экспериментальная кривая, тонкая сплошная линии – сумма аппроксимационных кривых.



Рис. 4. XPS-спектр кислорода в Bi_{1,9}Mn_{0,2}Ti_{1,9}O_{6,9}. Точки – экспериментальная кривая, тонкая сплошная линии – сумма аппроксимационных кривых.

Работа была выполнена в рамках двухсторонней программы Русско-Германской лаборатории на BESSY-II и при частичной финансовой поддержке грантов РФФИ № 12-02-00088а, № 13-03-00132а и № 14-03-31175 мол_а.

- M.W. Lufaso, T.A. Vanderah, I.M.Pazos et al. // J. Solid State Chem., V.179, 3900 (2006).
- J. Stohr /// NEXAFS Spectroscopy (Springer, Berlin, 1992).
- O. Kucheyev, T. van Buuren, T.F. Baumann et al. // Phys. Rev. B. V. 69, 245102 (2004).

Методы формирования и контроля поверхностей подложек для изображающей оптики MP- и ЭУФ-диапазона длин волн

М.В. Зорина¹, М.С. Михайленко¹, Д.Е. Парьев¹, А.Е. Пестов^{1, 2*}, Н.Н. Салащенко¹, М.Н. Торопов¹, С.А. Чурин¹, Н.И. Чхало¹

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д.23, Нижний Новгород, 603950. *aepestov@ipm.sci-nnov.ru

В работе описывается методика формирования сверхточных, сверхгладких элементов оптических систем для МР и ЭУФ-диапазона длин волн (методика применима для формирования элементов на УФ и видимый диапазон) ионно-пучковым травлением. Методика имеет комплексный подход, включающий в себя суперполировку в области средних и высоких пространственных частот, глубокую асферизацию и субнанометровую коррекцию формы поверхности.

Введение

В последнее время значительно повысился интерес к созданию сверхточной оптики на диапазон длин волн мягкого рентгеновского (MP) и экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) излучения: активно развиваются такие направления как «рентгеновская» астрономия, проекционная EUV и BEUV-литография и МР-микроскопия на основе многослойных зеркал нормального падения. Короткая длина волны накладывает жесткие требования на точность формы и шероховатость поверхности элементов изображающих систем. Традиционные подходы, использующие только механические методы формирования оптических поверхностей, не обеспечивают требуемую точность, поэтому сейчас активно развиваются методы доводки формы поверхностей до требуемых параметров. Это так называемые методы коррекции формы, использующие автоматизированные комплексы с ионным травлением или нанесением тонких пленок в вакууме с заданным распределением толщины по поверхности. Значительное внимание при этом уделяется сглаживанию поверхностной шероховатости во всем диапазоне пространственных частот, отвечающих за построение изображения и отражение оптических элементов МР и ЭУФ-диапазонов длин волн.

В работе развита методика формирования прецизионных оптических элементов МР и ЭУФ-диапазона длин волн, с точностью формы на субнанометровом уровне по RMS и позволяющая сглаживать поверхностную шероховатость в области средних и высоких пространственных частот.

Полировка

Стандартные механические методы шлифовкиполировки позволяют получать эффективную шероховатость поверхности в диапазоне пространственных частот $10^{-2}-10^2$ мкм⁻¹ на уровне 0,6– 1,0 нм, что приводит к заметному снижению коэффициента отражения многослойных зеркал, наносимых на данную поверхность, и потере пространственного разрешения изображающей оптики. Финишная химико-механическая суперполировка позволяет получать поверхность с $\sigma_{\rm eff}$ лучше 0,3 нм, однако это длительный (до 100 часов механической полировки с уменьшением размера зерна) и дорогостоящий процесс.

В рамках работы предложено проводить финишную суперполировку поверхности ионно-пучковым травлением. Проведено исследование влияния на шероховатость поверхности полированного плавленого кварца различных газов-травителей (инертные Ar и Xe, а также химически-активные CF4 и SF6). Найдены параметры, позволяющие сохранять шероховатость поверхности при глубокой асферизации поверхности (максимальное отклонение от ближайшей сферы более 30 мкм) и сглаживать поверхностную шероховатость подложек, подвергшихся процедуре глубокой шлифовки-полировки, в области высоких и средних пространственных частот, что позволяет повысить эффективность проекционной схемы и приблизится к расчетному дифракционному пределу разрешающей способности. Эффект наблюдается при травлении нейтрализованными ионами Ar и Xe.

На рис. 1 представлены PSD-функции (распределение амплитуд неровностей по пространственным частотам) до и после процедуры ионной полировки. Видно, что эффективная шероховатость упала почти в два раза (с исходных 0,46 до 0,272 нм), в диапазоне пространственных частот 5*10⁻²–10² мкм⁻¹.



Рисунок 1. PSD-функции шероховатостей кварцевых подложек до травления (сплошные линии) и после (линии с символами) травления ионами Хе с энергией 600 эВ.

Коррекция/асферизация

Разработана методика глубокой асферизации формы поверхности (максимальное отклонение от ближайшей сферы единицы – десятки мкм) ионнопучковым травлением квазипараллельным пучком через формирующую диафрагму (рис. 2).



Рисунок 2. Схема установки ионно-пучкового и плазмохимического травления (мода асферизации квазипараллельным ионным пучком через формирующую диафрагму): 1 – источник с ВЧ-разрядом (апертура Ø150 мм); 2 – заслонка-измеритель ионного тока; 3 – формирующая диафрагма; 4 – пятиосный гониометр; 5 – образец.

Методика позволяет формировать за один цикл поверхность с отклонением от расчетного асферического профиля на уровне единиц нанометров по RMS с сохранением шероховатости поверхности во всем диапазоне пространственных частот, отвечающих за формирование изображения и коэффициент отражения. Доведение формы до субнанометровой точности производится за счет методики безмасочной коррекции сфокусированным ионным пучком (рис. 3).



Рисунок 3. Схема установки ионно-пучкового и плазмохимического травления (мода безмасочной коррекции сфокусированным ионным пучком): 1 – источник с фокусировкой ионного пучка; 2 – заслонка-измеритель ионного тока; 3 – пятиосный гониометр; 4 – образец.

Для проведения коррекции формы написана программа. рассчитывающая траекторию движения корректируемой детали и время травления в каждой точке. С ее помощью возможно улучшать параметры формы поверхности до субнанометрового уровня. Программа на входе получает карту распределения высот (отклонения от расчетной формы) по поверхности, производится поиск минимума свертки функций пучка и поверхности, и на выходе выдается карта отклонений «скорректированной» поверхности и время травление в точке. По карте производится травление. Сканирование детали под ионным пучком производится за счет пятиосного гониометра, обеспечивающего поддержание заданного угла падения ионов на поверхность образца любой сложной формы (выпуклой, вогнутой).

Таким образом, разработана методика формирования прецизионных оптических элементов для диапазонов длин волн мягкого рентгеновского и экстремального ультрафиолетового излучения, обеспечивающая точность формы на субнанометровом уровне по RMS и позволяющая сглаживать поверхностную шероховатость в области как средних, так и высоких пространственных частот.

Работа поддержана грантами РФФИ 15-02-07660, 13-02-97045, Министерством науки и образования России и ЦКП «Физика и технологии микро- и наноструктур» при ИФМ РАН.

Многослойные оптические элементы на основе бериллия

С.Ю. Зуев, В.Н. Полковников^{*}, Н.Н. Салащенко, И.Л. Струля, Н.Н. Цыбин, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. *polkovnikov@ipmras.ru

В работе рассматривается возможность использования структур на основе бериллия в качестве многослойных зеркал и абсорбционных фильтров мягкого рентгеновского и экстремального ультрафиолетового диапазонов длин волн. Приводятся данные расчетов, показывающие перспективного такого подхода.

Логика развития многослойной оптики мягкого рентгеновского и экстремального ультрафиолетового (МР и ЭУФ) спектральных диапазонов 2-60 нм подчинена непрерывному улучшению оптических свойств элементов: характеристик отражения для многослойных зеркал M3 нормального падения и пропускания в сочетании с прочностью для абсорбционных фильтров АФ. На сегодняшний день практически во всем рассматриваемом диапазоне длин волн достигнуты или почти достигнуты предельные величины. Главным образом, для МЗ. Разумеется, это утверждение относится к известным и используемым на практике сочетаниям материалов. Просматриваются возможности улучшения характеристик структур за счет применения некоторых дополнительных методик (барьерных слоев, ионной полировки, ионного ассистирования). Но это улучшение вряд ли может дать существенный эффект. Речь идет, в частности, о приращении коэффициентов отражения и пропускания на единицы процента. Конечно, даже такой выигрыш имеет большое значение для множества приложений. Но большее приращение, очевидно, даст и больший эффект, в том числе и экономический.

Как правило, высоких коэффициентов отражения и пропускания удается достигать вблизи краев поглощения химических элементов, на базе которых синтезируются структуры. Вдали от этих областей спектра эффективность отражающих покрытий и абсорбционных фильтров может значительно снижаться, что и приводит к образованию так называемых «белых пятен» – то есть диапазонов спектра, в которых не существует эффективной многослойной оптики. Например, в области мягкого рентгеновского излучения выделяется ограниченный набор таких краев поглощения: Sc (λ =3,14 нм), C (λ =4,47 нм), B (λ =6,63 нм). И если вблизи этих длин волн M3 на основе Sc, C и B еще обеспечивают более-менее высокие коэффициенты отражения, то в промежуточных диапазонах ощущается острая нехватка высоко отражающих покрытий.

Сохраняется и проблема создания высокоотражающих M3 со стабильными во времени характеристиками для ЭУФ астрономии (линии HeI 58,4 нм и HeII 30,4 нм). Лучшие на данный момент зеркала имеют пиковое значение коэффициента отражения 36% и 40%, соответственно. При этом приведенные характеристики нестабильны и ухудшаются со временем. Это попросту недопустимо для элементов орбитальных телескопов, срок службы которых должен исчисляться годами. Еще более острой для этого диапазона является проблема создания АФ. Приемлемые коэффициенты пропускания (30-40%) достигаются лишь для фильтров на основе алюминия. Для ряда задач, особенно для тех, где ожидаются температуры в сотни градусов Цельсия, применение алюминия нежелательно или даже невозможно. Возникает задача разработки альтернативных АФ.

Наибольший пиковый коэффициент отражения во всем МР и ЭУФ достигается для зеркал Mo/Si на длине волны 13,5 нм. Он составляет величину, близкую к 70%. И это на сегодняшний день остается «рекордом» практически для всей области 2– 60 нм. Остальные структуры, оптимизированные на свои поддиапазоны, чаще всего крайне далеки от этого рубежа, преодоление которого способно стимулировать продвижение исследований во многих областях науки и техники. Таким образом разработка и синтез эффективных МЗ и АФ для диапазона 2–60 нм по-прежнему остается актуальной задачей.

Обычно переход на качественно иной уровень спектральных свойств многослойной оптики происходит при внедрении в технологический процесс новых пар элементов. В этой работе в качестве основы для создания эффективных МЗ и АФ предлагается применять бериллий.

Зеркала на основе бериллия уже давно привлекали к себе внимание благодаря, прежде всего, теоретической возможности обеспечения пика отражения выше 70% вблизи края поглощения этого элемента $(\lambda = 11,2 \text{ нм})$. В работе [1] изучались структуры Мо/Ве. При этом был достигнут пиковый коэффициент отражения на этой длине волны 70,1% при теоретическом пределе 75,6%. Можно отметить, что даже такая величина номинально превосходит (или, как минимум, не уступает) стандартно получаемые R = 69-70% для зеркал Mo/Si, применяемых в оптических схемах установок литографии с рабочей длиной волны 13,5 нм. И это интересно с точки зрения получения большего пространственного разрешения литографического оборудования путем перехода к более короткой рабочей длине волны. До сих пор всеобщее внимание разработчиков литографического оборудования было обращено на перспективную в данном отношении длину волны $\lambda = 6,7$ нм. Здесь уже достигнуты коэффициенты отражения, вплотную приближающиеся к 60% [2]. Тем не менее оценки показывают, что даже при достижении 70-80% из-за чрезвычайно низкой ширины кривой отражения система из 10 зеркал, оптимизированная на 6,7 нм, будет пропускать в несколько раз меньше сигнала, чем такая же система из Мо/Ве зеркал, оптимизированная на 11,2 нм. Именно поэтому существует необходимость поиска альтернативного пути развития исследований в области создания нанолитографов следующего поколения. Наиболее перспективным видится переход к длине волны 11,2 нм. Тем более, что здесь видятся пути дальнейшего повышения эффективности оптических схем. Например, спектральная ширина кривой отражения M3 Мо/Ве существенно ниже такой же характеристики МЗ Мо/Si - 0,33 и 0,53 нм, соответственно. Этот фактор негативным образом может сказаться на эффективности системы из 10 Мо/Ве-зеркал в сравнении с 10-зеркальной системой Мо/Si-зеркал. Однако переход от Мо/Ве зеркал к структурам на основе Ru/Ве должен позволить увеличить полосу пропускания зеркал с 0,33 нм до 0,407 нм [3].

Подобные структуры могут представлять интерес не только для решения задач создания установок проекционной литографии следующего поколения.

В частности, возможности изучения солнечной короны ограничиваются доступными эффективными отражающими покрытиями. Теоретическим пределом пикового значения коэффициента отражения M3 Be/Mg, оптимизированных на длину волны 30,4 нм, является величина 70%.

Конкурентоспособны структуры, содержащие бериллий, и в диапазоне длин волн вблизи L-края поглощения алюминия (λ =17,1 нм). Зеркала на основе Al/Be теоретически могут сочетать в себе высокий (около 70%) пиковый коэффициент отражения и малую полосу пропускания (порядка 0,4 нм). Прежде всего, такие структуры интересны с точки зрения создания оптики для астрофизических орбитальных экспериментов.

В области мягкого рентгеновского излучения (2– 6 нм) используются зеркала на основе W/Si, Cr/Sc, Cr/C. Для всех этих пар экспериментально полученные коэффициенты отражения не превышают 17%. В сочетании с предельно узкой полосой пропускания эта характеристика позволяет говорить о необходимости разработки более эффективных покрытий, обладающих большими величинами интегральных коэффициентов отражения. Таким покрытием может стать структура W/Be. Оценки показывают, что в рассматриваемом диапазоне длин волн пиковый коэффициент отражения M3 W/Be может достигать 25% при вдвое большей спектральной полосе пропускания.

Для решения задач создания абсорбционных фильтров большое значение имеет высокая прозрачность бериллия в области МР и ЭУФ диапазонов длин волн. Обеспечить тот же уровень пропускания, что и фильтры на основе кремния, при применении бериллия можно при удвоенной толщине фильтра, что очень важно для повышения механической прочности структур.

Работа поддержана грантом РФФИ № 15-02-07753

- C. Montcalm, S. Bajt, P. Mirkarimi et al. // SPIE 3331, 42-51 (1998).
- N. I. Chkhalo, S. Kunstner, V. N. Polkovnikov et al. // Appl. Phys. Lett., V. 102, 011602-1 (2013).
- N. I. Chkhalo and N. N. Salashchenko // AIP AD-VANCES 3, 082130 (2013).

Дифракция рентгеновского излучения на латерально ограниченной многослойной структуре

В.И. Пунегов*

Коми научный центр УрО РАН, ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982. *vpunegov@dm.komisc.ru

В рамках рекуррентных соотношений разработана теория, описывающая динамическую дифракцию рентгеновских лучей в латерально ограниченной многослойной структуре (MC). Предложен алгоритм вычислений кривых дифракционного отражения и карт распределения интенсивности рассеяния в обратном пространстве от латеральной MC. Проведено численное моделирование рентгеновской дифракции от MC с разными латеральными размерами. Показано, что для «узких» MC выполняется условие кинематической дифракции, с увеличением ширины MC наблюдается переход к динамической дифракции

Введение

В рентгеновской оптике существует ряд методов расчета коэффициентов отражения от многослойных зеркал, созданных с учетом широкого диапазона химических элементов чередующихся слоев, их толщин и углов скольжения падающего рентгеновского пучка. Самыми распространенными являются подходы, базирующиеся на рекуррентных соотношениях [1] и аналитическом решении задачи [2], на вычислениях характеристической матрицы [3] и медленно меняющихся амплитуд [4], а также на методах, использующих основы теории динамической дифракции рентгеновских лучей в кристаллах. Как правило, все эти подходы применяются для вычисления отражательной способности планарных, или, иными словами, латерально неограниченных рентгеновских зеркал. Однако для расчетов зонных пластинок, латеральных и стекированных многослойных дифракционных решеток, многослойных лауэ-линз эти методы не пригодны или требуют существенных преобразований. В работе, используя формализм [5], разработан подход, позволяющий вычислять как коэффициенты отражения от латерально ограниченных рентгеновских зеркал, так и карты распределения интенсивности рассеяния в обратном пространстве.

Теория

Следуя [5], рассмотрим отражение рентгеновских лучей от латерально ограниченной МС. Обозначим ширину многослойной структуры L_x , а ее толщину $L_z = d N_z$, где d – период МС, N_z – число бислоев (рис.1). Выберем следующую систему координат: ось x направлена вдоль входной поверхности, ось z – вглубь МС. Левая грань латеральной много-

слойной структуры, на которую падает рентгеновская волна под углом θ к оси *x*, проходит через начало координат (рис.1).







Рисунок 2. Схематическое изображение отраженных и проходящих рентгеновских пучков в МС в условиях динамической дифракции

Нанесем на бислои вдоль оси x разностную сетку с узлами $x_m = m\Delta x$, где $\Delta x = d \cot \theta$ (рис. 2). Пусть

 T_n^m – значение амплитуды проходящей волны непосредственно перед узлом (*m*; *n*), S_n^m – соответствующее значение амплитуды отраженной волны (рис. 2). С учетом динамического рассеяния для отраженных *S* и проходящих *T* волн можно получит рекуррентные соотношения [5], описывающие дифракцию в MC.

Численное моделирование

На рис. 3 показаны расчетные динамические и кинематические карты от латеральных зеркал Ni/C толщиной $L_z = 0.136 \mu m$ и разной ширины. В случае МС с малым латеральным размером, карты, рассчитанные по формулам динамической и кинематической дифракции, практически совпадают (рис. 3а). В случае ширины MC $L_x = 6.0 \ \mu m$, дифракционные и кинематические картины заметно отличаются (рис. 3b). Это связано с влиянием первичной экстинкции и маятникового эффекта. Еще большее для различие наблюдается MC шириной $L_x = 60.0 \ \mu m$ (рис. 3с). На рис. 4 представлены кривые дифракционного отражения (КДО, q_z-сечения) для MC Ni/C.

КДО рассчитывались с использованием рекуррентных соотношений (1), аналитического решения (2) и кинематического приближения (3). В случае «узкой» МС расчеты по рекуррентным соотношениям и кинематической дифракции полностью согласуются. Несмотря на то, что толщина латерального зеркала превышает длину экстинкции, отражение от МС малой ширины является кинематическим (рис. 4а). Отражение от зеркала шириной 6.0 µm соответствует промежуточному случаю между кинематической и динамической дифракцией (рис. 4b). Наконец для широкой МС результаты вычислений по рекуррентным соотношениям и аналитической формуле совпадают (рис. 6с).

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ № 13-02-00272-а, программ Президиума РАН и фундаментальных исследований УрО РАН.

- 1. L.G. Parratt // Phys. Rev. V. 95, 359 (1954).
- V.G. Kohn // Phys. Stat. Sol. (b) V. 187, 61 (1995).
- 3. F. Abeles // Ann. de Physique V. 5, 596 (1950).
- A.V Vinogradov, B.Ya. Zeldovich // Appl. Optics V. 16, 89 (1977).
- V.I. Punegov et al.// Acta Cryst. A. V. 70, 64 (2014).



Рисунок 3. Расчетные карты интенсивности рассеяния от латеральных зеркал *Ni/C* с использованием решений динамической (слева) и кинематической дифракции. *L_x* : a) 0.4 µm, b) 6.0 µm, c) 60.0 µm.



Рисунок 4. КДО для МС *Ni/C. L_x*: a) 0.4 µm, b) 6.0 µm, c) 60.0 µm. 1 – вычисление по рекуррентным соотношениям; 2 – вычисление на основе аналитического решения ; 3 – вычисление по формуле кинематического приближения.

Влияние пространственной когерентности синхротронного излучения на рассеяние от многослойной дифракционной решетки

В.И. Пунегов

Коми научный центр УрО РАН, ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982. vpunegov@dm.komisc.ru

В рамках метода трехосевой рентгеновской дифрактометрии исследуется влияние пространственной когерентности падающего синхротронного излучения на рассеяние от многослойной дифракционной решетки. Приводится сравнение вычисленных и экспериментально измеренных карт углового распределения когерентного и диффузного рассеяния. Показано, что учет изменения площади засветки образца когерентным рентгеновским пучком приводит к лучшему согласованию теоретических и экспериментальных результатов.

Введение

Многослойные дифракционные решетки имеют различные применения в качестве дисперсионных элементов в рентгеновской и ультрафиолетовой оптике. Дифференциальный, интегральный, модальный и матричный подходы относятся к так называемому когерентному приближению и пригодны лишь для анализа многослойных дифракционных решеток без учета диффузного рассеяния. Однако ни одна из известных в настоящее время технологий, включая методы литографии, травления и ионной имплантации, не позволяет получать идеальные многослойные дифракционные решетки. Другой важной особенностью дифракции при малых углах скольжения падающего рентгеновского пучка является учет его пространственной когерентности. В частности, в работе [1] показано, что пространственная когерентность сильно влияет на диффузное рассеяние синхротронного излучения от многослойных рентгеновских зеркал. Поскольку влияние пространственной когерентности на рассеяние жесткого синхротронного излучения от многослойных дифракционных решеток не исследовано, данная работа посвящена этой проблеме.

Теория

Из-за малого угла скольжения падающего на образец рентгеновского пучка когерентно облучаемая область вдоль поверхности образца существенно превышает размеры когерентности в вертикальном направлении. При малых углах эта латеральная область быстро уменьшается с увеличением угла скольжения. При дифракции от многослойной решетки распределение интенсивности рассеяния зависит от числа засвеченных рентгеновской волной штрихов решетки. Этот эффект заметно проявляется при относительно малом количестве латеральных периодов, участвующих в процессе дифракции. Имея фиксированную поперечную когерентность падающего излучения L₁, размер когерентно засвеченной поверхности образца строго регламентируется и равен $L_{coh} = L_{\perp} / \theta_1$, где $\theta_1 - L_{\perp} / \theta_2$ угол скольжения падающего рентгеновского пучка [1]. Поэтому число когерентно рассеивающих штрихов $N = L_{coh}/T$, где T – латеральный период многослойной дифракционной решетки. Следовательно, увеличение периода приводит к уменьшению участвующих в дифракции штрихов решетки. Такое увеличение периода можно реализовать азимутальным поворотом решетки (рис. 1). Период латеральной решетки растет в зависимости от азимутального угла Φ по закону $T_{\Phi} = T/\cos(\Phi)$. Поэтому существенный рост периода наблюдается при углах, когда штрихи решетки почти параллель-



Рисунок 1. Схема рентгеновской дифракции на многослойной дифракционной решетке.

Для периода многослойного рентгеновского зеркала d = 3.9 нм и длины волны синхротронного излучения $\lambda = 0.154$ нм брэгговский угол немного превышает один градус ($\vartheta_B \approx 1.13^\circ$). Если решетка

имеет период *T*, азимутальный поворот образца на угол Φ образует структуру с латеральным периодом $T_{\Phi} = T / \cos(\Phi)$.



Рисунок 2. Схематическое изображение площади поверхностной засветки МДР в зависимости от угла скольжения падающего рентгеновского пучка.

Для поперечной когерентности L_{\perp} и скользящего угла падения $\theta_1^{(1)}$ латеральный размер когерентно освещенной площади поверхности решетки составляет $L_1 = L_{\perp} / \theta_1^{(1)}$ (рис. 2). Это означает, что при этом угле падения в дифракции участвуют $N_1 = L_1 / T_{\Phi}$ штрихов решетки. При увеличении угла скольжения до величины $\theta_1^{(2)}$ латеральный размер когерентно освещенной площади образца уменьшается до $L_2 = L_{\perp} / \theta_1^{(2)}$, а число участвующих в дифракции штрихов равно $N_2 = L_2 / T_{\Phi}$. Следовательно, изменение угла на $\Delta \theta_1 = \theta_1^{(2)} - \theta_1^{(1)}$ уменьшает число участвующих в дифракции штрихов решетки на величину $\Delta N = N_1 - N_2$. Таким образом, монотонное увеличение угла скольжения падающего рентгеновского пучка от $\theta_l^{(1)}$ до $\theta_l^{(2)}$ непрерывно выводит из дифракционного процесса отдельные штрихи. Поэтому в решении для когерентной и диффузной интенсивности рассеяния количество штрихов решетки, участвующих в дифракции, будет зависеть от величины q_z .

Численное моделирование

Численное моделирование дифракции синхротронного излучения на латеральной решетке выполнено с учетом изменения числа участвующих в дифракции штрихов с увеличением скользящего угла падения рентгеновского пучка.

Результаты расчетов при отмеченных выше параметрах приведены на рисунке 3. Дифракционные картины когерентной (рис. 3а), диффузной (рис. 3b) и полной (рис. 3c) интенсивности имеют асимметрию вдоль оси q_z .

Ранее расчеты проводились без учета изменения засветки МДР когерентным пучком [2]. Такой учет приводит к тому, что контуры углового распределения вычисленной интенсивности рассеяния становятся более схожими с экспериментально измеренными данными (рис. 3d). При малых углах падения ($\theta_1^{(1)} = 0.9^\circ$) эта величина составляет $L_{\perp}^{(1)} = L_1 \cdot \theta_1^{(1)} \approx 5.8$ мкм, при $\theta_1^{(2)} = 1.2^\circ$ – $L_{\perp}^{(2)} = L_2 \cdot \theta_1^{(2)} \approx 4.2$ мкм. Среднее значение длины поперечной когерентности составляет 5 мкм.

Автор выражает благодарность С.В. Мытниченко за предоставление экспериментальных данных. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ № 13-02-00272-а, программ Президиума РАН и фундаментальных исследований УрО РАН.

- V.A. Chernov et al. // J. Appl. Phys. V. 92, 7593 (2002).
- В.И. Пунегов и др. // Изв. АН. Сер. физич. Т.68, 538 (2004).



Рисунок 3. Расчетные (a)-(c) и экспериментальная (d) карты интенсивности рассеяния от МДР *Ni/C* с учетом изменения когерентной засветки поверхности образца.

Отражение жесткого рентгеновского излучения многослойной дифракционной решеткой

А.В. Карпов, В.И. Пунегов*

Коми научный центр УрО РАН, ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982. *vpunegov@dm.komisc.ru

Исследовано динамическое рассеяние жесткого рентгеновского излучения на многослойной дифракционной решетке (МДР). Получены рекуррентные соотношения, позволяющие вычислять угловое распределение интенсивности рассеяния от МДР с произвольным профилем сечения штриха.

Введение

Многослойные дифракционные решетки (МДР) используются в различных спектроскопических исследованиях в качестве высокоразрешающих узкополосных монохроматоров и энергетических сепараторов. Дифракция жесткого рентгеновского (синхротронного) излучения является наиболее перспективным неразрушающим методом исследования структурных характеристик МДР.

Целью настоящей работы является теоретическое исследование динамического отражения жесткого рентгеновского излучения от МДР.

Теория

Уравнения дифракции жесткого рентгеновского излучения от МДР можно записать в виде

$$ctg\theta_{B} \frac{\partial E_{0}}{\partial x} - \frac{\partial E_{0}}{\partial z} = ia_{0}G(x,z)E_{0} + ia_{h}G(x,z)E_{h},$$

$$ctg\theta_{B} \frac{\partial E_{h}}{\partial x} + \frac{\partial E_{h}}{\partial z} =$$

$$= ia_{h}G(x,z)E_{0} + i(a_{0}G(x,z) + \eta)E_{h},$$
(1)

где профиль поверхностной решетки описывает функция G(x,z), принимающая значения либо 0, либо 1. Остальные обозначения являются стандартными и приведены в [1]. Схема дифракции изображена на рис. 1.

Угловой параметр η в системе уравнений (1) связан с переменными q_x и q_z обратного пространства соотношением $\eta = q_x \operatorname{ctg} \theta_B + q_z$, где вектор $\mathbf{q} = \mathbf{K}_D - -\mathbf{K}_0 - \mathbf{H}$ (рис. 1).

Рассмотрим МДР, состоящую из латеральных зеркал толщиной *T*. Каждое латеральное зеркало (штрих МДР) состоит из *L* слоев. Период МДР равен *P*. Произвольный слой штриха ($z_{l-1} \le z \le z_l$) имеет прямоугольное сечение, ширина которого равна B_l , а центр смещен на величину S_l . Используя фурье-преобразование рентгеновских полей

$$E_{0,h}(\xi,z) = \int E_{0,h}(x,z)e^{-i\xi x}dx,$$



Рисунок 1. Схема рентгеновской дифракции на МДР.

а также разлагая периодическую функцию профиля решетки в ряд Фурье, система уравнений (1) преобразуется к виду

$$\frac{\partial E_{0,r}}{\partial z} = i(\xi + \kappa r)\operatorname{ctg}\theta_B E_{0,r} - i\sum_{c=-\infty}^{\infty} G_{r-c}^{(l)}(a_0 E_{0,c} + a_h E_{h,c}), \qquad (2)$$

$$\frac{\partial E_{h,r}}{\partial z} = i \sum_{c=-\infty}^{\infty} G_{r-c}^{(l)} (a_h E_{0,c} + a_0 E_{h,c}) - i((\xi + \kappa r) \operatorname{ctg} \theta_B - \eta) E_{h,r} ,$$

где к= $2\pi/P$, $E_{(0,h),r}=E_{0,h}(\xi + \kappa r,z)$. Для слоя с номером l фурье-разложение функции решетки запишется как

$$G^{(l)}(x,z) = \sum_{c=-\infty}^{\infty} G_c^{(l)} e^{ic\kappa x} ,$$

$$G_c^{(l)} = \frac{B_l}{P} e^{-ic\kappa S_l} \operatorname{sinc} \frac{c\kappa B_l}{2} , \qquad (3)$$

Строго говоря, система (2) состоит из бесконечного числа обыкновенных дифференциальных уравнений. Поскольку дифракционные сателлиты с ростом их порядкового номера, как правило, быстро затухают, ограничимся определенным числом неизвестных $E_{(0,h),r}$ и запишем (2) для каждого слоя $(z_{l,1} \le z \le z_l)$ в матричном виде:

$$\frac{\partial \mathbf{E}_{1}(z)}{\partial z} = i \mathbf{M}_{l,11} \mathbf{E}_{1}(z) + i \mathbf{M}_{l,12} \mathbf{E}_{2}(z), \quad (4)$$
$$\frac{\partial \mathbf{E}_{2}(z)}{\partial z} = i \mathbf{M}_{l,21} \mathbf{E}_{1}(z) + i \mathbf{M}_{l,22} \mathbf{E}_{2}(z).$$

Здесь $(\mathbf{E}_{1,2}(z))_r = E_{0,h}(\xi + \kappa r, z)$, индекс r = -N..N, где N – целое число. Матрицы в (4) имеют вид

$$(\mathbf{M}_{l,11})_{r,c} = (\xi + \kappa r) \operatorname{ctg} \theta_B \delta_{rc} - G_{r-c}^{(l)} a_0,$$

$$(\mathbf{M}_{l,12})_{r,c} = -G_{r-c}^{(l)} a_h,$$

$$(\mathbf{M}_{l,21})_{r,c} = G_{r-c}^{(l)} a_0,$$

$$(\mathbf{M}_{l,22})_{r,c} = G_{r-c}^{(l)} a_0 - ((\xi + \kappa r) \operatorname{ctg} \theta_B - \eta) \delta_{rc},$$

где δ_{rc} – символ Кронекера, индексы r,c=-N..N. Найдем для каждого слоя спектральное разложение матрицы $\mathbf{M} = \mathbf{V}_l \mathbf{\Lambda}_l \mathbf{V}_l^{-1}$. Здесь

$$\mathbf{M}_{l} = \begin{pmatrix} \mathbf{M}_{l,11} & \mathbf{M}_{l,12} \\ \mathbf{M}_{l,21} & \mathbf{M}_{l,22} \end{pmatrix}, \ \mathbf{V}_{l} = \begin{pmatrix} \mathbf{V}_{l,11} & \mathbf{V}_{l,12} \\ \mathbf{V}_{l,21} & \mathbf{V}_{l,22} \end{pmatrix}$$
$$\mathbf{\Lambda}_{l} = \begin{pmatrix} \mathbf{\Lambda}_{l,1} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{\Lambda}_{l,2} \end{pmatrix}.$$

Решение системы уравнений (4) будем искать в виде:

 $\mathbf{E}_{l,1} = \mathbf{T}_{l,11} \mathbf{E}_{l-1,1} + \mathbf{T}_{l,12} \mathbf{E}_{l-1,2}, \quad \mathbf{E}_{l,2} = \mathbf{T}_{l,21} \mathbf{E}_{l-1,1} + \mathbf{T}_{l,22} \mathbf{E}_{l-1,2}, \quad (5)$ где $\mathbf{E}_{l,(1,2)} = \mathbf{E}_{1,2}(z_l)$. Коэффициенты-матрицы в решении (5) запишутся как:

$$\mathbf{T}_{l,11} = (\mathbf{V}_{l,11}e^{iT_{l}\mathbf{A}_{l,1}}\mathbf{V}_{l,21}^{-1} - \mathbf{V}_{l,12}e^{iT_{l}\mathbf{A}_{l,2}}\mathbf{V}_{l,22}^{-1})(\mathbf{V}_{l,11}\mathbf{V}_{l,21}^{-1} - \mathbf{V}_{l,12}\mathbf{V}_{l,22}^{-1})^{-1},$$

$$\mathbf{T}_{l,12} = (\mathbf{V}_{l,11}e^{iT_{l}\mathbf{A}_{l,1}}\mathbf{V}_{l,11}^{-1} - \mathbf{V}_{l,12}e^{iT_{l}\mathbf{A}_{l,2}}\mathbf{V}_{l,12}^{-1})(\mathbf{V}_{l,21}\mathbf{V}_{l,11}^{-1} - \mathbf{V}_{l,22}\mathbf{V}_{l,12}^{-1})^{-1},$$

$$\mathbf{T}_{l,21} = (\mathbf{V}_{l,21}e^{iT_{l}\mathbf{A}_{l,1}}\mathbf{V}_{l,21}^{-1} - \mathbf{V}_{l,22}e^{iT_{l}\mathbf{A}_{l,2}}\mathbf{V}_{l,22}^{-1})(\mathbf{V}_{l,11}\mathbf{V}_{l,21}^{-1} - \mathbf{V}_{l,12}\mathbf{V}_{l,22}^{-1})^{-1},$$

$$\mathbf{T}_{l,22} = (\mathbf{V}_{l,21}e^{iT_{l}\mathbf{A}_{l,1}}\mathbf{V}_{l,11}^{-1} - \mathbf{V}_{l,22}e^{iT_{l}\mathbf{A}_{l,2}}\mathbf{V}_{l,21}^{-1})(\mathbf{V}_{l,21}\mathbf{V}_{l,11}^{-1} - \mathbf{V}_{l,22}\mathbf{V}_{l,22}^{-1})^{-1}.$$

Толщина *l-го* слоя $T_{l}=z_{l}-z_{l-1}$, при этом $z_{0}=0$, $z_{L}=T$. На основе решений (5) можно вывести рекуррентную схему вычислений:

 $\mathbf{U}_{l,11} = \mathbf{T}_{l,11}\mathbf{U}_{l-1,11} + \mathbf{T}_{l,12}\mathbf{U}_{l-1,21}, \ \mathbf{U}_{l,12} = \mathbf{T}_{l,11}\mathbf{U}_{l-1,12} + \mathbf{T}_{l,12}\mathbf{U}_{l-1,22}, \ \mathbf{U}_{l,21} = \mathbf{T}_{l,21}\mathbf{U}_{l-1,11} + \mathbf{T}_{l,22}\mathbf{U}_{l-1,21}, \ \mathbf{U}_{l,22} = \mathbf{T}_{l,21}\mathbf{U}_{l-1,12} + \mathbf{T}_{l,22}\mathbf{U}_{l-1,22}, \$ где индекс l=2..L. Заметим, что $\mathbf{U}_{1,re}=\mathbf{T}_{1,rc}$ $(r,c=\{1,2\})$. Граничные условия выберем в виде: $\mathbf{E}_{\mathrm{L},1}=\mathbf{E}_{\mathrm{L}}, \mathbf{E}_{0,2}=\mathbf{0}$. В результате фурье-амплитуды рас-

сеянной рентгеновской волны на поверхности МДР можно вычислить как $\mathbf{E}_{L,2}=\mathbf{U}_{L,21}(\mathbf{U}_{L,11})^{-1}\mathbf{E}_1$.

Будем считать, что отраженная волна регистрируется в некоторой точке **D**, которая достаточно удалена от образца. Интенсивность результирующей волны в приближении Фраунгофера запишется:

$$\begin{split} I_D &\approx A \Big\langle \Big| \int dx \, E_h(x,T) \, e^{-iq_x x} \Big|^2 \Big\rangle \\ &= A \Big\langle |E_h(\xi = q_x,T)|^2 \Big\rangle. \end{split}$$

Здесь A – нормирующий множитель. Матрицы M_l зависят от параметра $\xi = v$, где $v = q_x - \kappa s$ описывает угловое отклонение от положения дифракционного сателлита номером *s*.

Пусть на поверхность МДР падает рентгеновская волна со спектральной мощностью

$$G(\xi) = \int dx \left\langle E_0(x',T)E_0(x'+x,T) \right\rangle e^{-i\xi x},$$

которую выберем в виде

 $G(\xi) = \sqrt{\pi}I_0\rho_0 /(\sin\theta_B)\exp\left[-(\xi\rho_0 /(2\sin\theta_B))^2\right].$ Здесь I_0 – интенсивность падающей волны, ρ_0 – поперечная длина когерентности. Если ρ_0 много больше $P\sin\theta_B/\pi$, то решение дифракционной задачи запишется как

$$I_D \approx \left| (\mathbf{R})_{s,0} \right|^2 \exp \left[-\left(v \rho_0 / (2 \sin \theta_B) \right)^2 \right].$$

Численное моделирование

На рис. 2 и 3 представлены результаты расчетов рентгеновского отражения от МДР *Ni/C* с трапецеидальным профилем штрихов (рис. 1). В вычислениях использованы следующие параметры: $\lambda = 0.154$ нм, $\rho_0 = 100$ нм, d = 3.9 нм, $a_0 = (0.027 + i 0.00038)$ нм⁻¹, $a_h = (0.01 + i 0.00028)$ нм⁻¹, T = 74d, P = 1 мкм, ширина штрихов на половине высоты 0.5 мкм, угол основания трапеции 60°, L = 5.



Рисунок 2. Карта распределения интенсивности рассеяния от МДР *Ni/C*.



Рисунок 3. *q*₂-сечения карты распределения интенсивности рассеяния от МДР *Ni/C* для основного максимума и двух ближайших сателлитов.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ № 13-02-00272-а, программ Президиума РАН и фундаментальных исследований УрО РАН.

Литература

 В.И. Пунегов, А.В. Карпов // Изв. АН. Сер. Физич. Т. 69, С. 216 (2005).

VLS-решетки в спектроскопии и метрологии мягкого рентгеновского диапазона

Е.А. Вишняков¹, А.О. Колесников^{1,2}, Е.Н. Рагозин^{1,2*}, А.Н. Шатохин^{1,2 §}

1 Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Ленинский пр-т, 53, Москва, 119991.

2 Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141700. *enragozin@gmail.com, §shatohinal@gmail.com

Представлен расчет стигматических спектрометров высокого разрешения на область 12–30 нм. Рассчитан сканирующий спектрометр/монохроматор с постоянным направлением входа/выхода излучения и неподвижными щелями, дающий равномерное высокое спектральное разрешение в диапазоне 10–30 нм и кардинально превосходящий в этом отношении монохроматор с классической сферической решеткой. Обсуждаются технологии создания VLS-решеток.

Введение

Речь идет о двух типах приборов с широким спектральным диапазоном: 1) стигматический спектрометр высокого разрешения с плоским (фокальным) полем, в котором спектр формируется одновременно во всем рабочем диапазоне 12–30 нм [1]; 2) сканирующий спектрометр/монохроматор (ССМ) сверхвысокого разрешения с постоянным углом отклонения на область 10–30 нм, в котором просмотр спектра (сканирование) осуществляется по частям, путем поворота VLS-решетки при неподвижном детекторе или неподвижной выходной щели (вариант схемы Хеттрика–Андервуда) [2].

Стигматический спектрометр

В этом случае мы используем 1-й внутренний порядок дифракции (рис. 1). Вначале выбираются две длины волны, для которых будет выполнено условие точного стигматизма для параксиальных лучей. В нашем случае это 14.4 и 27.2 нм. Критерием для выбора этих длин волн является минимизация максимальной геометрической расфокусировки в рабочем интервале 12-30 нм. Далее остается зафиксировать пространственную частоту штрихов решетки в ее центре или угол падения центрального луча (они связаны). В сочетании с требованием строгого стигматизма для параксиальных пучков на указанных длинах волн выбранные параметры однозначно задают математический закон изменения частоты штрихов на апертуре VLS-решетки, который удобно представить в виде полинома третьей степени: $p(w) = p_0 + p_1 w + p_2 w^2 + p_3 w^3$. На этом аналитическая часть расчета заканчивается, и далее следуют расчеты спектральных изображений точечного источника методом численной трассировки лучей.



Рисунок 1. Оптическая схема спектрометра с компенсацией астигматизма на двух длинах волн. 1 – источник излучения, 2 – вогнутое широкополосное зеркало на основе апериодической многослойной структуры, 3 – плоская VLSрешèтка, 4 – вертикальный фокус сходящегося пучка.

Рассчитано семейство "метровых" спектрометров с обратной линейной дисперсией 0.4 – 0.6 нм/мм и практическим спектральным разрешением 0.005 -0.007 нм, обусловленным размером ячейки детектора (13 мкм). При этом элемент фокальной поверхности освещается ИЗ телесного угла $(3-9) \cdot 10^{-4}$ ср. (Приведенные цифры относятся к длине волны 14.4 нм.) Методом численной трассировки лучей получены изображения (распределения интенсивности) монохроматических точечных источников с различной длиной волны, лежащих в главной плоскости либо на расстоянии 1 см выше/ниже ее. Кроме того, рассчитывались варианты спектрографа с различным положением источника излучения на входной оси: 1) источник в плоскости

входной щели (соответствует ситуации, когда вспомогательное зеркало строит изображение источника на входной щели) и 2) протяженный (в плоскости дисперсии) источник на расстоянии 35 мм перед входной щелью, что соответствует типичному расположению лазерной плазмы перед входной щелью. Во всех случаях спектральные изображения источника не выходят за пределы размера одной ячейки детектора.

Спектрометр/монохроматор

Логика расчета ССМ иная. Используется внешний порядок дифракции. Затем назначаются частота штрихов решетки p_0 в ее центре, углы скользящего падения и дифракции (их сумма составляет угол отклонения и постоянна при повороте решетки). Выбирается «фокусное» расстояние (это задает коэффициент многочлена p_1) и, как и в первом случае, рассчитываются две длины волны, на которых будет отсутствовать геометрическая расфокусировка спектра для параксиального пучка. Далее следуют расчеты спектральных изображений точечного источника методом численной трассировки лучей. Эти астигматические изображения подвержены аберрации меридиональной комы и сферической аберрации. Подбором p_2 и p_3 , соответственно, эти аберрации устраняются в «ручном» режиме, при использовании численной трассировки лучей.



1

Рисунок 2. Монохроматор с постоянным углом отклонения (16°) и VLS-решеткой 600 штрих/мм. Расстояние решетка – детектор ≈1 м. 1 – входная щель, 2 – сферическое зеркало скользящего падения, 3 – VLS-решетка (*W*=5 см), 4 – спектральный фокус.

Рассчитана схема метрового ССМ с рабочим спектральным диапазоном 10–30 нм, обладающего предельной теоретической ($\lambda / \delta \lambda = pW = 30000$) разрешающей способностью во всем рабочем диапазоне (рис. 2). Положение входной щели и выходной щели (или детектора) неизменно при сканировании, которое осуществляется простым поворотом VLS-решетки.

Монохроматор с постоянным углом отклонения и неподвижными щелями, как известно, можно выполнить и на классической сферической решетке. Пусть используется схема Роуланда, причем положению выходной щели отвечает какая-то λ_0 . Тогда при повороте решетки быстро растет геометрическая расфокусировка и падает разрешение. Если же расположить выходную щель вне круга Роуланда, то возникает фокусировка параксиальных лучей уже на двух длинах волн $\lambda_{1,2}$, но при этом даже на этих длинах волн разрешение ограничено меридиональной комой и сферической аберрацией. На рис. 3 показана ширина (мкм) спектральных изображений ССМ и монохроматора с классической сферической решеткой, полученная методом численной трассировки лучей. В монохроматоре с VLS-решеткой ширина изображения всегда меньше дифракционной ширины. Поэтому спектральная разрешающая способность совпадает с теоретичепределом, определяемым дифракцией ским $(\lambda / \delta \lambda = pW = 30000).$



Рисунок 3. Ширина спектрального изображения, рассчитанная методом численной трассировки лучей, для точечного источника в монохроматорах с классической вогнутой решеткой 600 штрих/мм (треугольники) и VLS-решеткой (квадраты) с *p*₀ = 600 штрих/мм при расстоянии решетка – детектор ≈1 м.

В настоящее время ведутся расчеты стигматического варианта ССМ на основе VLS-решетки и многослойного зеркала. Предполагается изготовление VLS-решеток методами интерференционной и электронно-лучевой литографии.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-12-00506).

- Е.А. Вишняков, А.Н. Шатохин, Е.Н. Рагозин // Квантовая электроника, Т. 45 (2015).
- M.C. Hettrick, J.H. Underwood // AIP Conf. Proc., V. 147, 237 (1986).
Акустоэлектроника: новые материалы, новые тенденции, новые перспективы

Д.В. Рощупкин

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук, ул. Академика Осипьяна, д. 6, Черноголовка, Московская область, 142432. rochtch@iptm.ru

Рассмотрены задачи получения новых пьезоэлектрических материалов для современной акустоэлектроники, исследования структурного совершенства, пьезоэлектрических и акустических свойств с использованием методов рентгеновской топографии и дифрактометрии. Продемонстрированы возможности создания беспроводных датчиковых устройств на поверхностных акустических волнах. Также рассмотрена возможность применения пьезоэлектрических кристаллов для светодиодных технологий и солнечной энергетики.

Введение

Развитие современной акустоэлектроники связано с поиском новых перспективных пьезоэлектрических материалов для передачи и обработки информации в режиме реального времени. Сегодня в качестве основных материалов акустоэлектроники используются сегнетоэлектрические кристаллы LiNbO₃ и LiTaO₃, пьезоэлектрические кристаллы семейства лантан-галлиевого силиката La₃Ga₅SiO₁₄. Современная акустоэлектроника является базой для мобильной телефонии, GPS, активных беспроводных датчиков физических величин.

В настоящем докладе рассмотрены вопросы синтеза кристаллов, исследования их структурного совершенства, пьезоэлектрических и акустических свойств, применения в датчиковых системах и перспективы применения в светодиодных технологиях и солнечной энергетике.

Выращивание пьезоэлектрических кристаллов

Основным методом получения пьезоэлектрических кристаллов является метод Чохральского, который сегодня позволяет выращивать из расплава кристаллы диаметром до 4" [1]. На рис. 1 представлены фотографии выращенных кристаллов LiNbO₃ и Ca₃NbGa₃Si₂O₁₄ (CNGS). Отметим, что кристаллы с совершенной кристаллической структурой обычно получаются после повторного роста кристалла (первый выращенный кристалл опять измельчается в порошок и осуществляется повторный процесс роста кристалла).

Для определения параметров элементарной ячейки выращенных кристаллов используется метод порошковой дифрактометрии, а для исследования структурных и ростовых дефектов используется метод рентгеновской топографии. На рис. 2 представлена рентгеновская топограмма кристалла La₃Ga_{5.3}Ta_{0.5}Al_{0.2}O₁₄ (LGTA) с характерными полосами роста, период которых определяется скоростями вытягивания кристалла из расплава и вращения.



Рисунок 1. Кристаллы Ca₃NbGa₃Si₂O₁₄ и LiNbO₃, выращенные методом Чохральского.



Рисунок 2. Рентгеновская топограмма кристалла La₃Ga_{5.3}Ta_{0.5}Al_{0.2}O₁₄. Отражение (200).

Измерение пьезоэлектрических модулей кристаллов

Возможность применения метода высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии для измерения пьезоэлектрических модулей связана с тем, что рентгеновское излучение чувствительно к изменению межплоскостного расстояния. Измерение пьезоэлектрических констант с использованием HRXRD характеризуется высокой точностью, так как для вычисления пьезоэлектрических констант необходимо использовать измеряемые с высокой точностью значения толщины исследуемого кристалла и приложенного к нему электрического напряжения. Современная экспериментальная техника позволяет определять углы дифракции рентгеновского излучения с точностью ~0.0001°. Приложение к кристаллу электрического поля вследствие обратного пьезоэффекта вызывает изменение межплоскостного расстояния и соответственно изменение положения угла Брэгга [2].

Измерение независимых пьезоэлектрических модулей d₁₁ и d₁₄ в кристалле LGTA было выполнено на 4-кружном рентгеновском дифрактометре Bruker D8 DISCOVER в схеме трехкристального рентгеновского дифрактометра. Схема эксперимента представлена на рис. 3. Для измерения независимых пьезомодулей были использованы пластины Хсреза кристаллов LGTA. Размеры пластин составляли 16×8×0.2 мм³ (длина×ширина×толщина). Для приложения внешнего электрического поля с двух сторон монокристаллической пластины были напылены Al-электроды толщиной 100 нм. Определение угла дифракции рентгеновского излучения проводилось на основе анализа карт распределения дифрагированной интенсивности в зависимости от поворота образца (Θ) и кристалла-анализатора (2Θ). На рис. 4 представлены карты распределения дифрагированной рентгеновской интенсивности в условиях обратного пьезоэлектрического эффекта. На основе анализа распределения дифрагированного излучения были определены значения независимых пьезомодулей: d₁₁=6.455×10⁻¹² Кл/Н, d₁₄= $= -5.177 \times 10^{-12}$ Кл/Н.

Исследование акустических свойств в кристаллах

Распространение акустических волн в кристаллах приводит к синусоидальной модуляции кристалли-

ческой решетки, которая выступает в качестве дифракционной решетки для рентгеновского излучения и приводит к появлению дифракционных сателлитов на кривой качания [3]. Интенсивность и угловое положение дифракционных сателлитов определяются амплитудой и длиной волны акустических волн. Угловая расходимость между дифракционными сателлитами на кривой качания определяется из выражения

$$\delta \Theta = d/\Lambda$$
,

где d – межплоскостное расстояние, Λ – длина акустической волны.



Рисунок 3. Экспериментальные схемы измерения пьезомодулей: (а) измерение *d*₁₁ в брэгговской геометрии, (б) измерение *d*₁₄ в Лауэ-геометрии.



Рисунок 4. Карты дифрагированной рентгеновской интенсивности для отражения (400), полученные при различных значениях внешнего электрического поля, приложенного к пластине LGTA в схеме дифракции рис. 3(а).

На рис. 5 представлены результаты исследования процесса распространения поверхностных (ПАВ) и псевдоповерхностных акустических волн (ППАВ), возбужденных в (y+36°)-срезе кристалла LiTaO₃ с длиной волны $\Lambda = 4$ мкм. ПАВ и ППАВ возбуждаются одним и тем же источником – ВШП, но на разных частотах. ППАВ является оттекающей волной, распространяющейся в глубь кристалла под

углом к поверхности. Амплитуда ППАВ меньше амплитуды ПАВ, что соответствует меньшему количеству дифракционных сателлитов на кривой качания. В данном случае при амплитуде входного сигнала на ВШП 15 В амплитуда ПАВ составляет $h\sim md/2\pi\sim4.1$ Å (m – количество дифракционных сателлитов на кривой качания, d – межплоскостное расстояние), а амплитуда ППАВ $h\sim3.3$ Å. ПАВ и ППАВ возбуждаются на разных частотах и, соответственно, имеют разные скорости. Скорость ПАВ составляет $V=\Lambda \times f=3168$ м/с, а скорость ППАВ составляет V=4136 м/с.



Рисунок 5. Кривые качания (у+36°)-среза кристалла LiTaO₃, промодулированного ПАВ и ППАВ с длиной волны Λ =4 мкм на резонансных частотах *f*=792 МГц и *f*=1034 МГц, соответственно. Отражение (110).

Беспроводные датчики на ПАВ

Пьезоэлектрические кристаллы семейства лантангаллиевого силиката характеризуются отсутствием фазовых переходов вплоть до температуры плавления вблизи 1500°С и наличием термостабильных срезов. Данные кристаллы являются уникальным материалом для создания высокотемпературных сенсорных устройств для измерения температуры, давления, ускорения и других физических величин в режиме реального времени.

На рис. 6 представлен беспроводной датчик температуры на основе ПАВ-резонатора, состоящего из встречноштыревого преобразователя и двух отражающих решеток. Структура ВШП была изготовлена методом электронно-лучевой литографии. В качестве материала для изготовления структуры ВШП был использован Ir. В качестве материала пьезоэлектрической подложки использован *Y*-срез кристалла La₃Ga₅SiO₁₄. Данный датчик позволяет измерять температуру в диапазоне от комнатной до 900 °C.



Рисунок 6. Высокотемпературный датчик температуры на основе ПАВ-резонатора на Y-срезе кристалла La₃Ga₅SiO₁₄, л=5.948 мкм, *f*=402 МГц.

Возможность создания беспроводных сенсорных устройств на основе кристаллов семейства лантангаллиевого силиката связана с относительно большим значением коэффициента электромеханической связи.

Применения пьезоэлектрических кристаллов для светодиодных технологий и солнечной энергетики

В последнее время большое внимание уделяется возможности применения ПАВ для увеличения КПД солнечных батарей за счет сбора носителей заряда на больших площадях и их перемещения к приемному устройству.

Кристаллы семейства лантан-галлиевого силиката могут быть использованы не только для генерации ПАВ, но и непосредственно в качестве подложек для роста монокристаллических пленок GaN. Параметры элементарных ячеек кристаллов группы лангасита хорошо согласуются с параметрами элементарной ячейки GaN. Сегодня для эпитаксиального роста GaN используются подложки сапфира. В данном случае наблюдается большое рассогласование параметров элементарной ячейки, и для синтеза монокристаллических пленок используют буферные слои AlN. Однако даже в данных условиях плотность дислокаций в пленке в лучшем случае составляет 10⁸ см⁻². В случае эпитаксиального роста пленок GaN на подложках кристаллов семейства лангасита нет необходимости использования буферных слоев. При плотности дислокаций в подложке La₃Ga₅SiO₁₄ на уровне 10⁸ см⁻² плотность дислокаций в пленке GaN составляет $10^6 \div 10^8$ см⁻². На рис. 7 представлена полюсная фигура структуры

GaN/LGS. В качестве подложки был использован *Z*-срез кристалла La₃Ga₅SiO₁₄.



Рисунок 7. Полюсная фигура GaN/LGS.

Сложная структура элементарной ячейки кристаллов семейства лангасита позволяет использовать и методы газофазного синтеза пленок графена на поверхности кристаллов. На рис. 8 представлены акустоэлектронные устройства с пленками графена. Для исследования физических свойств пленок графена и возможности управления ПАВ на поверхности подложки сформированы два Al электрода.



Рисунок 8. Акустоэлектронные устройства на основе кристаллов семейства лангасита, на поверхности которых сформированы пленки графена.

На рис. 9 представлена рентгеновская топограмма изображения распространения ПАВ с длиной волны Л=30 мкм в пленке графена на поверхности *У*среза кристалла LGS. Для визуализации ПАВ был использован эффект Тальбота [4]. Исследования были выполнены на источнике синхротронного излучения BESSY II в условиях пространственновременной когерентности синхротронного излучения. На топограмме можно наблюдать как изображение ПАВ, так и структуру пленки графена.



Рисунок 9. Распространение ПАВ в пленке графена на поверхности У-среза кристалла LGS. Отражение (200).

Заключение

В докладе рассмотрены задачи поиска и синтеза новых перспективных материалов акустоэлектроники, исследования пьезоэлектрических и акустических свойств кристаллов, применения пьезоэлектрических кристаллов в высокотемпературных сенсорных устройствах, светодиодных технологиях и солнечной энергетике.

Исследования выполнены в рамках проектов Российского фонда фундаментальных исследований (№ 13-02-00459 А и № 14-02-91700 НИФ а).

- Dmitry Roshchupkin, Luc Ortega, Olga Plotitcyna, et al. // Appl Phys A, V. 114, 1105 (2014).
- Dmitry Irzhak and Dmitry Roshchupkin // AIP Advances, V. 3, 102108 (2013).
- R. Tucoulou, F. de Bergevin, O. Mathon, D. Roshchupkin // Physical Review B, V. 64, 134108 (2001).
- Dmitry Roshchupkin, Luc Ortega, Anatolii Snigirev, and Iraida Snigireva // Appl. Phys. Lett., V. 103, 154101 (2013).

Применение интерферометрии с дифракционной волной сравнения для определения шероховатостей среднечастотного диапазона

М.В. Свечников*, Н.И. Чхало, М.Н. Торопов, Н.Н. Салащенко, М.В. Зорина

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. *svechnikovmv@gmail.com

Анализируются возможности применения метода интерферометрии с дифракционной волной сравнения (ИДВС) для измерения среднечастотных шероховатостей сверхгладких поверхностей. Источник эталонной сферической волны создан на базе одномодового оптоволокна с субволновой выходной апертурой ~0.25 мкм. В числовой апертуре 0.01 среднеквадратичная деформация эталонной волны менее 0.005 нм. Теоретически рассчитанный предел разрешающей способности применяемой оптической схемы составляет 7.5 мкм. Эксперимент продемонстрировал возможность получения спектра шероховатости в диапазоне пространственных частот 0.001-0.05 мкм⁻¹. Приведены карты поверхности, полученные методом ИДВС, и спектры шероховатости, полученные ИДВС и атомно-силовой микроскопией (АСМ).

Введение

Прогресс в изготовлении многослойных зеркал нормального падения для экстремального ультрафиолетового (EUV) и мягкого рентгеновского (SXR) излучения привел к возможности создавать изображающую оптику с пространственным разрешением, ограниченным дифракционным пределом, для решения задач проекционной EUV-литографии на длине волны 13.5 нм. Основным препятствием продвижению к более коротким длинам волн является сложность изготовления подложек с интегральной шероховатостью на уровне одного ангстрема в диапазоне латеральных размеров 1 нм – 1 мм. Возможность создавать столь гладкие поверхности подразумевает и возможность их адекватно измерять.

Особое влияние на предельное разрешение оптических систем оказывает среднечастотная шероховатость ($v = 0.001-1 \text{ мкm}^{-1}$), приводящая к размытию краѐв изображения. На данный момент единственный инструмент для определения шероховатостей в диапазоне 0.001–0.01 мкм⁻¹ – это интерферометр белого света (ИБС). В то же время есть свидетельства несовпадений результатов измерений ИБС и АСМ в общей части рабочих диапазонов [1]. Таким образом, назрела необходимость в альтернативном методе измерения среднечастотного рельефа, особенно когда речь идет о шероховатости ангстремного уровня.

Метод ИДВС

Типичная схема интерферометра с дифракционной волной сравнения (ИДВС) показана на рис. 1. Источник квазисферической волны 4 освещает изучаемую вогнутую сферическую поверхность 5 и ПЗС-матрицу 7. В качестве источника квазисферической волны используется одномодовое оптическое оптоволокно с субволновой выходной апертурой. Свет отражается от поверхности, фокусируется на плоском зеркале 3 возле источника и, переотразившись от него, попадает на ПЗС-матрицу, где интерферирует с квазисферическим фронтом от источника. В результате на экране видны интерференционные полосы, как от двух расположенных рядом точечных источников.



Рисунок 1. Схема ИДВС. 1 – лазер, 2 – оптоволокно, 3 – плоское зеркало, 4 – источник квазисферической волны, 5 – изучаемая сферическая подложка, 6 – интерферирующие волновые фронты, 7 – ПЗС-камера, 8 – ПК.

Разрешающая способность метода

Интерферометр, схема которого представлена на рис. 1, способен определять только форму поверхности в целом. Для повышения латерального разрешения между источником 4 и камерой 7 необходимо добавить изображающую линзу, переносящую свет с изучаемого зеркала на камеру. Мы рассчитали дифракционное разрешение интерферометра вычислением поля по теории дифракции Кирхгофа. Параметры расчета приведены в таблице 1.

Таблица 1. Расчетные параметры

Длина волны	532 нм
Радиус кривизны поверхности	100 мм
Фокусное расстояние линзы	250 мм
Диаметр линзы	50 мм
Расстояние от линзы до камеры	875 мм
Коэффициент увеличения системы	2.5
Поле зрения	34.6 мкм

Разрешаемый период одномерного синусоидального рельефа 7.5 мкм. Разрешение той же оптической системы по критерию Рэлея 5.7 мкм.

Эксперимент

На рис. 2 приведены карты двух участков поверхности при различных увеличениях оптической системы.



Рисунок 2. Восстановленные по интерферограммам участки поверхности зеркала. (а) – коэффициент увеличения 2.8, (б) – коэффициент увеличения 12.5.

На рисунке 3 приведены спектральные кривые (PSD – Power Spectral Density) шероховатости подложки, измеренные методами ИДВС и АСМ. Две

кривые, лежащие в диапазоне пространственных частот 0.0017–0.1 мкм⁻¹, получены ИДВС по квадратному участку поверхности со стороной 1.17 мм при коэффициенте увеличения оптической системы 2.8 [2]. Они представляют собой усредненные по строкам и по столбцам одномерные PSD-функции в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Совпадение эффективных шероховатостей в двух направлениях говорит об изотропном характере шероховатостей поверхности. Аналогично, PSD в диапазоне 0.0075 – 0.51 мкм⁻¹ получены ИДВС по участку размером 0.268 мм, коэффициент увеличения 12.5. Более высокочастотные одномерные PSD получены ACM по квадратным кадрам размером 60, 40 и 2 мкм.



Рисунок 3. PSD-функции сферического зеркала радиуса кривизны 100 мм. Эффективная шероховатость по ИДВС в диапазоне 0.0017-0.05 мкм⁻¹ составляет 0.8 нм, по ACM в диапазоне 0.05-70 мкм⁻¹ составляет 0.5 нм.

Заключение

Расчет показал, что ИДВС может являться инструментом для определения среднечастотной шероховатости вплоть до рабочего диапазона АСМ. Эксперимент продемонстрировал возможность измерения спектров MFSR в диапазоне 10⁻³-5*10⁻² мкм⁻¹, при этом дифракционное разрешение достигнуто не было.

- N.I. Chkhalo et al. // Opt. Express, 22, 20094-20106 (2014).
- M.V. Svechnikov et al. // Opt. Lett. 40, 159-162 (2015).

Изучение наноструктурных материалов методами УМР-спектроскопии и рентгеновской дифракции

В.Н. Сивков^{1*}, А.М. Объедков², О.В. Петрова¹, С.В. Некипелов², Б.С. Каверин¹, Н.М. Семенов², С.А. Гусев², К.В. Кремлев², Д.В. Вялых³, С.Л. Молодцов⁴

1 Коми научный центр УрО РАН, ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167904.

2 Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева РАН, ул. Тропинина, 49, Нижний Новгород, 603950.

3 Techniche Universität Dresden, D-01062, Dresden, Germany.

4 European XFEL GmbH, Hamburg, D-22761, Germany.

*svn@dm.komisc.ru

NEXAFS- и SEM-исследования гетерогенных систем на основе МУНТ, синтезированных осаждением на внешнюю поверхность МУНТ методом MOCVD-технологии пиролитического карбида молибдена, показали, что образующиеся покрытия являются сплошными и взаимодействуют с внешней поверхностью нанотрубок путем образования одинарных, эпоксидных и двойных связей углерод-кислород. При этом внешняя поверхность нанотрубок не разрушается и сохраняет свою гексагональную структуру.

Получение достоверной информации о физикохимических свойствах и строении, включая электронную структуру, наноструктурированных систем без их разрушения является актуальной задачей. Традиционный выбор методов ее решения основан на фундаментальном взаимодействии рентгеновского и синхротронного излучения с веществом. Однако дифракционные исследования при переходе к наномасштабным размерам оказываются не информативными из-за размытия дифракционных пиков и требуют перехода к малоугловым измерениям и использования для обработки данных сложных теоретических расчетов. Поэтому при изучении наноразмерных объектов применяются методы рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (XPS), спектроскопии фотопоглощения и квантового выхода внешнего рентгеновского фотоэффекта (NEXAFS) с использованием ультрамягкого рентгеновского (УМР) излучения, которые позволяют получать информацию о состоянии вещества на квазимолекулярном (кластерном) уровне. Проведенные исследования углеродных наноразмерных структур на основе многостенных углеродных нанотрубок (МУНТ) с покрытиями из пиролитического Fe [1,2] убедительно продемонстрировали взаимодополняемость рентгеновской дифракции и методов УМР-спектроскопии с целью получения новой структурной информации об этих материалах. Необходимость совместного применения методов рентгеновской дифракции и УМР-спектро-

скопии проявилась с полной очевидностью при изучении нанопористого кремния (НК) [3]. В работе обсуждаются результаты NEXAFS-изучения нанокомпозита (МУНТ)/(пиролитический MoC_{1-x}).

Методика эксперимента

Спектральные NEXAFS-измерения проводились методом полного электронного выхода (TEY) с энергетическим разрешением не хуже 0.05 эВ. При этом образцы закреплялись механически на медном держателе. Исследования проводились с использованием Русско-Немецкого канала выхода и моно-хроматизации излучения синхротронного источника BESSY-II.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведены дифракционные данные и SEM-изображения композита MУНТ/MoC_{0.7}, из которых хорошо видно, что покрывающий слой является сплошным, но неоднородным по толщине и состоящим из сросшихся кристаллитов карбида молибдена, что подтверждается данными рентгенофазового анализа. Если первое позволяет анализировать по данным NEXAFS модификацию всей поверхности нанотрубки, то второе указывает на средние значения измеряемой толщины покрывающих слоев. Осаждение покрытий карбида молибдена на поверхность МУНТ с образованием гетерокомпозита МУНТ/МоС_{1-х} проходило при температуре

240°C по схеме: MYHT + Mo(CO) \rightarrow MYHT/MoC + СО. На рис. 2 и 3 приведены NEXAFS C1s-, Мо3ри O1s-спектров поглощения МУНТ/МоС07 и в области NEXAFS C1s-спектров исходной МУНТ и нанокомпозита, соответственно. Тот факт, что в области C1s края поглощения наблюдается сигнал ТЕУ от интерфейса «поверхность МУНТ - слой карбида молибдена», дает основания полагать наноразмерную эффективную толщину покрывающего слоя, так как глубина выхода фотоэлектронов с энергией 250 эВ составляет $\lambda = 1$ нм без учета вклада вторичных электронов. Из рис. 3 видно, что энергетические положения основных элементов NEXAFS C1s-спектра, характерных для МУНТ, не меняются в спектре композитов. При этом в области 287-289 эВ формируется новая структура: С (288.4 эВ), А (287.1 эВ) и В (287.7 эВ), появление которой обусловлено образованием одинарных, эпоксидных и двойных связей соответственно между атомами углерода на поверхности нанотрубки и кислорода из слоя $MoC_{0.7}$. Наличие оксида молибдена в слое подтверждается NEXAFS O1s-спектра композита.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ №12-02-00088а, программы Президиума РАН 24.

Литература

- V.N. Sivkov, O.V. Petrova, S.V. Nekipelov et al. // Fullerenes, Nanotubes and Carbon Nanostructures, V. 23, 17–19 (2015).
- В.Н. Сивков, А.М. Объедков, О.В. Петрова и др. // Физика твердого тела, т. 57, вып. 1, 185– 191 (2015).
- В.Н. Сивков, А.А. Ломов А.Л. Васильев и др. // Физика и техника полупроводников, Т. 47, вып. 8, 1048–1054 (2013).



Рисунок 1. SEM-изображения исходной МУНТ (а) и образца МУНТ/МоС_{0.7} композита, полученного при пиролизе Mo(CO)₆ на поверхности МУНТ при температуре 240°C в вакууме (б), дифрактограммы образцов: гибрида МУНТ/МоС_{0.7}, вещества со стенок реактора (MoC_{0.7}) и теоретические дифрактограммы MoC, Mo Fm3m и графита, а также диаграмма для расчèта содержания углерода в карбиде MoC_{1-x}(в).



Рисунок 2. NEXAFS C1s-, Мо3р- и O1s-спектров МУНТ и МУНТ/МоС0.7 со слоями карбида Мо разной толщины.



Рисунок 3. NEXAFS C1s-спектров МУНТ и МУНТ/МоС0.7 со слоями карбида молибдена разной толщины.

Секционная топография на отражение дефектов в однородно изогнутом кристалле

И.А. Смирнова^{1*}, А.С. Образова¹, Э.В. Суворов¹

1 Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, д.1, Черноголовка, 142432. *irina@issp.ac.ru

В данной работе рассмотрено формирование изображения приповерхностных дефектов в однородно изогнутом кристалле в методе секционной топографии. Приповерхностные дефекты были введены индентором Виккерса. Во время эксперимента кристалл изгибался специальным устройством. Рассмотрены вопросы влияния экспериментальных параметров на распределение интенсивности в плоскости наблюдения. Результаты численного моделирования секционных топограмм сопоставляются с наблюдаемыми экспериментальными изображениями.

Введение

Современное материаловедение широко использует самые разнообразные микро- и наноразмерные объекты разной природы, включая гетероструктуры, многослойные зеркала, а также апериодические структуры. В таких сложных структурах наряду с локальными дефектами имеются пространственно протяженные упругие деформации кристалла. Такая суперпозиция пространственно протяженных и локализованных деформаций кристалла существенно затрудняет анализ топографического изображения дефектов. В литературе имеется только несколько публикаций, в которых обсуждается эта проблема. В геометрии на отражение такая задача не ставилась.

Изучение интерференционных эффектов, сопровождающих динамическое рассеяние в кристаллах со слабо выраженным поглощением, открывает совершенно новые пути для точных определений важных количественных параметров как волнового поля в кристалле, так и самого кристалла. По картине интерференционных полос в геометрии на прохождение можно измерить не только параметры идеальных кристаллов, но и характеристики различных искажений в реальных кристаллах. В геометрии на отражение экспериментальное наблюдение маятниковых полос затруднено из-за быстрого уменьшения их интенсивности с ростом номера полосы (амплитуды первых трех максимумов имеют величины 1.58%, 0.35% и 0.13%) и не имеет практического применения. Здесь надо учесть фон, который присутствует на всех рентгеновских снимках и резко снижает видность слабых максимумов. Другой тип интерференционных полос в геометрии

на отражение – это интерференционные деформационные полосы [1–4]. Такие полосы впервые наблюдались на топограммах кристалла с аморфной окисной пленкой переменной толщины. Физическая интерпретация этого явления основана на теории брэгговского отражения рентгеновских лучей в кристаллах с постоянным градиентом деформации [1]. Интенсивности первых шести максимумов по отношению к главному максимуму имеют величины 2.59%, 3.07%, 3.27%, 3.09%, 2.58%, 2.39%. В [4] по результатам моделирования эксперимента получены формулы, описывающие положение интерференционных максимумов в зависимости от радиуса изгиба кристалла.

Эксперимент и численное моделирование

В представленной работе экспериментально (секционная и проекционная топография в геометрии на отражение) и методом компьютерного моделирования исследовано формирование изображения приповерхностных дефектов однородно изогнутого кристалла. Эксперименты были выполнены на камере Ланга А-3, неполяризованное излучение МоК_{а1}, размеры фокуса рентгеновской трубки 30*30 мкм², в случае секционной топографии формирующая щель перед кристаллом 10 мкм. Дефекты на входной грани кристалла создавались индентером Виккерса при нагрузках от 2 до 5 г. Для описания дефектов использовалась модель упругопластического внедрения. Радиус упруго-пластической границы определялся как с, где с>а. При снятии нагрузки остаточные смещения в упругой зоне описывались как:

$$U(r) = Y(1+\nu)(c^3 - a^3 P/P_0)(1/3E)(r/r^3).$$
(1)

Здесь У – прочность на сжатие при одноосном нагружении, v – коэффициент Пуассона, E – модуль Юнга, Р₀ – давление, соответствующее началу пластического течения. Отношение с/а оценивалось как 2.3, а значение Р/Р₀ считалось равным 4.5. Размер полусферического ядра оценивался из микротвердости по Виккерсу. Так, например, при нагрузке 5 г радиус ядра а составлял 1.45 мкм и хорошо согласовывался с оптическими измерениями. Кристаллы имели размеры: толщина 680 мкм, высота 1 см, длина 5 см. Кристаллы изгибались во время специально сконструированным эксперимента устройством. Один край кристалла был жестко закреплен, а к противоположному прикладывалась нагрузка, при этом прогиб кристалла составлял 0.02-0.2 мм. Радиус изгиба нейтральной плоскости, определенный по формуле для прогиба кристалла, согласовывался с моделированием дифракционного эксперимента.



Рисунок 1. Фрагменты секционных топограмм. a),b) Рефлекс Si(224), c) – f) рефлекс Si(400). Ширина входной щели 10 мкм. Ширина топограмм 203 мкм. Радиус изгиба a), b) R = 0; c) – f) R = –16 метров. Расстояние от точки падения излучения до дефекта a) 15, b) 165, c) 30, d) 200, e) 100, f) 300 мкм.



Рисунок 2. Моделирование дифракционного эксперимента. Расстояние от точки падения излучения до дефекта а) 60, b) 170 мкм.

Рассмотрим изображения точечных дефектов представленных на рис. 1 а) – f). На каждом фрагменте слева видна яркая вертикальная полоса шириной 12 мкм – это брэгговский максимум, далее на рис. c) – f) слабо контрастные вертикальные полосы – это интерференционные деформационные полосы. Изображение точечного дефекта на кристалле без изгиба представляет собой кинематичесий выброс интенсивности справа от брэгговского максимума. При удалении дефекта от точки падения излучения на кристалл увеличивается расстояние до кинематического изображения дефекта. Изображение точечного дефекта в изогнутом кристалле рис. 1 с) f) представляет собой растянутую интерференционную картину поперек деформационных полос. При удалении дефекта от точки падения излучения на кристалл качественным образом меняется изображение дефекта. На рис. 2 представлено численное моделирование приповерхностных точечных дефектов по уравнениям Такаги-Топэна. Видно, что теоретическое изображение дефектов передает основные черты экспериментальных топограмм.

Таким образом, в работе получены проекционные, секционные изображения кристаллов с приповерхностными дефектами при различных радиусах изгиба 0–50 метров. Изображение приповерхностных дефектов состоит из кинематической части – локального выброса интенсивности – и динамического «хвоста» с осциллирующей частью, тянущегося вслед за выбросом. Предполагается, что топографический контраст изображения дефектов связан не с деформациями кристаллической решетки, обусловленными дальнодействующими полями упругих напряжений, а с рассогласованием фазы в области дефекта между опорной волной, рассеянной в совершенном объеме кристалла, и предметной волной, отраженной от входной поверхности образца.

- F.N. Chukhovskii, P.V. Petrashen // Acta Cryst., A44, 8–14 (1988).
- Tomoe Fukamachi, Masahiko Tohyama, et al. // Acta Cryst., A66, 421–426 (2010).
- H. Yan, O. Kalenci, I.C. Noyn // J. Appl. Cryst., 40, 322–331 (2007).
- И.А. Смирнова, Э.В. Суворов, Е.В. Шулаков // ФТТ, т. 53, в. 1, 35–40 (2011).

Структурные изменения в свободновисящих плѐночных фильтрах при термическом отжиге

С.А. Гусев^{1,2}, М.Н. Дроздов¹, Е.Б. Клюенков¹, А.Я. Лопатин¹, В.И. Лучин¹, Н.Н. Салащенко¹, Д.А. Татарский^{1,2*}, Н.Н. Цыбин^{1 §}

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, дер. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 607680.

2 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950. *tatarsky@ipmras.ru, §tsybin@ipm.sci-nnov.ru

Изучаются структурные изменения, происходящие в процессе вакуумного температурного отжига в свободновисящих пленках MoSi₂, ZrSi₂ и Mo/ZrSi₂. Показано, что основной причиной роста внутренних напряжений в пленках силицидов и содержащих их многослойных структурах является уплотнение материала при температуре более 300°С, вызванное его кристаллизацией.

При тепловом воздействии излучения на свободновисящий пленочный фильтр помимо деградации оптических свойств возможно повреждение пленки, вызванное возникающими в ней внутренними напряжениями. Причинами появления внутренних напряжений могут быть процессы кристаллизации, химического взаимодействия материала пленки с внешней атмосферой, а в случае многослойных пленок — также диффузия и химические реакции на межслойных границах и различие в коэффициентах термического расширения слоев.

В работе изучаются структурные изменения, происходящие в процессе вакуумного температурного отжига в свободновисящих пленках MoSi₂ и ZrSi₂, многослойных пленочных фильтрах Mo/ZrSi₂ (с защитными слоями MoSi₂ или без покрытий).

Методика эксперимента

Экспериментальные образцы приготовлены по методике, применяемой при изготовлении свободновисящих ЭУФ-фильтров [1]. Токовый нагрев моделирует тепловое воздействие на фильтр излучения источника. Образец представляет собой кварцевую рамку с выловленной пленкой. В пределах окна 9×9 мм² пленка является свободновисящей и нагревается пропускаемым через нее током. Одна пара прижимных электрических контактов обеспечивает подвод тока, вторая предназначена для измерения сопротивления пленки. Температура пленки определялась с помощью ИК-пирометра Metis MB35. Для измерения излучательной способности исследуемых материалов и многослойных композиций пленки того же состава напылялись на полированную поверхность миниатюрной вакуумной печи, оснащенной термопарой.

Влияние долговременного теплового воздействия на кристаллическую структуру и элементный состав пленок исследовалось методами микродифракции и вторично-ионной масс-спектрометрии.

Результаты и обсуждение

Отметим основные экспериментальные факты, на основании которых можно делать предположения о механизме натяжения при остывании многослойных пленочных Mo/ZrSi₂-фильтров с защитными слоями MoSi₂.

1) После отжига образцов Mo/ZrSi₂-пленок (толщина 50 нм) с защитными покрытиями MoSi₂ при плотности поглощенной мощности q = 1.5 BT/cm² от нескольких часов до суток пленка натягивается на стадии остывания, и в ней могут появиться трещины. В тех же условиях натяжения пленки Mo/ZrSi₂ без защитного покрытия не происходит.

2) Эффект натяжения монопленки MoSi₂ проявляется более сильно: несмотря на температурное расширение, пленка натягивается еще во время нагрева. При достижении температуры 370 – 380°C пленка начинает натягиваться на отверстии в рамке, образуя зеркальную поверхность в течение нескольких минут, и через минуту происходит разрыв.

3) Натяжение MoSi₂-пленки сопровождается скачком в показаниях пирометра, контролирующе-

го температуру образца (рис. 1). Поскольку выделяемая в пленке мощность стабилизирована, изменение показаний пирометра может быть вызвано только изменением излучательной способности при этой температуре. Измерение температурной зависимости излучательной способности (ϵ) MoSi₂пленки показало, что при нагреве до 380°C происходит необратимый скачок со значения $\epsilon_1 = 55\%$ до $\epsilon_2 = 60\%$.



Рисунок 1. Показания пирометра во время отжига пленки MoSi₂ толщиной 70 нм.



Рисунок 2. Изображение поверхности (а) и микродифракционная картина (б) пленки Mo/ZrSi₂ с MoSi₂-покрытием, отожженной при *q* = 1.5 Bt/cm².

 Анализ фрагментов разорванной пленки MoSi₂ методом микродифракции показал, что вероятной причиной натяжения пленки и изменения ее излучательной способности является кристаллизация исходно нанокристаллической пленки с образованием гексагональных кристаллитов с максимальным размером 150 нм. Натяжение происходит, видимо, из-за уменьшения объемной доли границ раздела и увеличения плотности материала при увеличении размера кристаллического зерна. Заметим, что результаты нашего исследования процесса кристаллизации монопленок MoSi₂ качественно соответствуют данным, приведенным в работе [2].

5) В результате отжига структуры $Mo/ZrSi_2$ с $MoSi_2$ -покрытием также наблюдается кристаллизация материала. При этом растут кристаллиты не только в $MoSi_2$ -слоях, но также в $ZrSi_2$ и в молибдене. Максимальный размер кристаллического зерна составляет 50 нм (рис. 2).

6) При отжиге Mo/ZrSi₂-структуры без MoSi₂покрытия натяжения пленки не происходит, не наблюдается также увеличения размера кристаллического зерна.

Таким образом, причиной наблюдаемых изменений свойств пленок, содержащих слои MoSi₂, мы считаем кристаллизацию этого материала при температуре более 370 – 380°С. В частности, натяжение пленки вызвано увеличением плотности при росте размера кристаллического зерна.

Измерения проводились на оборудовании ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» при ИФМ РАН. Работа выполнена при поддержке РФФИ.

- N.I. Chkhalo, M.N. Drozdov, E.B. Kluenkov et al. // J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS, V. 11, 021115 (2012).
- T.C. Chou and T.G. Neih // Thin Solid Films, V. 214, 48–57 (1992).

Оптика для светосильных телескопов

И.В. Малышев, Д.Е. Парьев, В.Н. Полковников, А.Е. Пестов, И.Л. Струля, Н.Н. Салащенко, М.Н. Торопов^{*}, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. toropov@ipm.sci-nnov.ru

Работа посвящена развитию и разработке новых методов аттестации оптических поверхностей и волновых аберраций оптических систем с помощью интерферометра с дифракционной волной сравнения. Особое внимание уделяется контролю волновых аберраций телескопов. Предложена оптическая схема ВУФ- и УФ-телескопа с увеличенным угловым полем зрения, и предназначенного для обнаружения слабоизлучающих объектов на фоне атмосферы Земли, построенного по схеме Шмидта-Кассегрена с планоидным зеркалом.

Введение

В настоящее время наблюдается значительный интерес к созданию сверхточных и сверхгладких оптических элементов (зеркал) для проекционной ЭУФ-нанолитографии, рентгеновской микроскопии, рентгеновской астрономии Солнца, а также для создания систем для контроля за околоземным пространством в УФ- и ВУФ-диапазонах. Поскольку рабочие длины волн лежат в диапазоне 10-400 нм, то, согласно критерию Марешаля для обеспечения изображения дифракционного качества [1], требования на точность формы поверхности по среднеквадратичному отклонению отдельных зеркал можно определить как $RMS_1 \leq \lambda/(14 \cdot \sqrt{N})$, где λ – рабочая длина волны, N – число элементов в системе. Например, для 6-зеркального объектива *RMS*₁ будет лежать в диапазоне 0.3–11.7 нм.

Метрология для изучения формы оптических поверхностей и аберраций оптических систем должна обеспечивать точность измерений в разы выше, чем требуется. В ИФМ РАН развивается интерферометрия с дифракционной волной сравнения на основе одномодового оптического волокна с зауженной до субволновых размеров выходной апертурой – ИДВС, который существенно превосходит по точности традиционные интерферометры [2].

В данной работе описывается развитие методов применения ИДВС для изучения телескопов.

Методика применения ИДВС для аттестации телескопов

Прямое применение ИДВС для изучения аберраций телескопов, которые работают с квазиплоскими фронтами, невозможно. Для решения данной про-

блемы была предложена автоколлимационная схема с плоским эталонным зеркалом.



Рисунок 1. Схема измерений аберраций телескопа: 1 – ПК; 2 – ССD-камера; 3 – наблюдательная система; 4, 5 – источник сферической волны; 6, 8 – оптоволокно; 7 – телескоп; 9 – блок с делителем света и поляризационными контроллерами; 10 – лазер; 11 – плоский эталон.

Схема аттестации телескопа приведена на рисунке 1. Принцип работы заключается в следующем. Излучение He-Ne-лазера (10) (λ = 632.8 нм), после заводки в оптоволокно, поступает в блок с делителем света и поляризационными контроллерами (9). На выходе (9) формируется два канала. К первому каналу подключается 1-й ВИСВ (волоконный источник эталонной сферической волны) (4), который помещается в фокус аттестуемого телескопа (7). Сферический фронт, пройдя через телескоп, преобразуется в квазиплоский, форма которого приобретает деформации, соответствующие аберрациям телескопа. После этого рабочий фронт отражается от плоского зеркала (11), на поверхности которого нанесено отражающее покрытие, и возвращается вновь в телескоп. После прохождения телескопа суммарно рабочий фронт набирает двойную ошибку, что, соответственно, повышает чувствительность и точность измерений метода. Изображение из телескопа фокусируется рядом с 1-м ВИСВ. Для измерений волновых аберраций телескопа рядом со сфокусированным пучком устанавливается 2-й ВИСВ (5) и наблюдается интерференционная картина с помощью наблюдательной системы (3), которая регистрируется ССД-камерой (2) и обрабатывается на ПК (1). Для получения максимального контраста интерференционной картины выравниваются интенсивности и настраивается линейная поляризация света с помощью поляризационных контроллеров (9).

Практическое применение ИДВС для аттестации волновых аберраций телескопа, построенного по схеме Шмидта–Кассегрена

Для обнаружения слабоизлучающих объектов на фоне атмосферы Земли в УФ- и ВУФ-диапазонах спектра был разработан телескоп, построенный по схеме Шмидта–Кассегрена с планоидным зеркалом [3]. С помощью ИДВС была произведена аттестация волновых аберраций телескопа, и с помощью метода ионно-пучкового травления, описанного в [4], он был скорректирован до требуемых значений. На рисунке 2 показана фотография стенда.



Рисунок 2. Фотография стенда для аттестации волновых аберраций телескопа: 2 – ССD-камера; 3 – наблюдательная система; 4, 5 – источник сферической волны; 7.1 – планоидное зеркало; 7.2 – первичное вогнутое сферическое зеркало; 9 – блок с делителем света и поляризационными контроллерами; 10 – лазер; 11 – плоский эталон; 12 – юстировочный лазер.

Оптическая схема состоит, по ходу лучей, из планоидного зеркала 7.1, первичного вогнутого сферического 7.2 и вторичного выпуклого сферического 7.3 зеркал. Особенностью данной схемы является то, что первичное и вторичное зеркала телескопа являются сферическими, что существенно упрощает прибор. При этом коррекция основных аберраций и расширение поля зрения производятся за счет планоидного зеркала, представляющего собой плоскость, на которой сформирован асферический асимметричный профиль с перепадом высот до 6 мкм. Данная схема телескопа обеспечивает максимальное поле зрения 3 градуса и максимальный диаметр изображения ~30 мм.

На рисунке 3 показаны типичная интерференционная картина и карта волновых аберраций телескопа, полученные на оси оптической системы в плоскости изображения на завершающем этапе коррекции планоидного зеркала.



Рисунок 3. Типичная интерференционная картина (слева) и карта волновых аберраций телескопа (справа).

Основные выводы

Практическое применение ИДВС показало, что с его помощью возможно проводить аттестацию волновых аберраций телескопов с субнанометровой точностью.

Работа поддержана грантами РФФИ. В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».

- М. Борн. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. Пер. с англ. М.: Наука, 1973. Изд. 2.
- 2. Ю.А. Вайнер и др. // Научно-технической журнал «Контенант», т. 13, № 1, С. 25–34 (2014).
- А.К. Акопов и др. // Космонавтика и ракетостроение, Т. 5, № 78, с. 77–85 (2014).
- 4. М.В. Зорина и др. // Научно-технической журнал «Контенант», т. 13, № 2, С. 34–42 (2014).

Формирование массивов монокристаллических островков Si для решения задач управления параметрами рентгеновских пучков

А.С. Маркелов², В.Н. Трушин^{2*}, В.Е. Котомина², И.Н. Антонов², Л.П. Веселова², В.В. Грибко¹, Е.В. Чупрунов¹

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950. 2 Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950. *trushin@phys.unn.ru

В работе решается задача формирования массивов монокристаллических островков (MO) с малым углом разориентации с целью использования их в качестве активных сред при решении задач управления параметрами рентгеновских пучков.

Введение

При формировании массивов МО возникает ряд проблем, к числу которых относится их разориентировка, в результате которой полуширина кривой качания (КК) от полученного массива увеличивается, что осложняет решение задачи управления параметрами рентгеновского пучка.

На примере трехслойной структуры подложка-клеймонокристаллическая пластина, с использованием данных моделирования и экспериментальных данных было показано, что первой причиной разориентировки МО является усадка клея при его отвердевании. Второй причиной являются неоднородный нагрев и размягчение клея, возникающие в процессе травления монокристаллической пластины (МП).

Результаты и их обсуждение

В первой части работы исследуется изменение профиля МП, вызванное усадкой клея. В качестве клея в одном случае использовалась эпоксидная смола ЭД-6, в другом – фотополимер акрилатной группы, в качестве МП использовались кремний (Si), в качестве подложки использовались поликор или стекло. Было показано, что профиль поверхности МП при ее наклеивании на подложку становился параболическим. На рис. 1 приведены зависимости изменения локального радиуса кривизны МП от толщины подложки и клея. Расчет проводился для образца размерами 20×20 мм² и толщиной 80 мкм, толщина подложки соответствовала 2 мм.



Рисунок 1. Расчетная зависимость изменения локального радиуса кривизны монокристаллической пластины в структуре «подложка-клей-монокристаллическая пластина» в зависимости: а – от толщины клея (h_{kn}); б – от толщины подложки (h_n).

Расчет локального радиуса кривизны проводился в вершине параболы вида $y=-ax^2+bx+c$ в точке с координатами (0, 0) по формуле:

$$R = \frac{(1 + {y'}^2)^{3/2}}{|y''|}.$$

Из представленных графиков видно, что для уменьшения радиуса кривизны МП при формировании массива МО следует использовать как можно меньший слой клея и большую толщину подложки. Однако при выборе подложки с большой толщиной в структуре возникают напряжения, которые в процессе травления также будут способствовать рассогласованию МО. Выходом из создавшейся ситуации может быть приклеивание МП при температуре, отличной от комнатной, при которой проводится эксперимент. В этом случае можно достичь компенсации напряжений, вызванных усадкой клея, разницей в значениях КТР клея и МП, а в качестве подложки использовать материал, КТР которого соответствует КТР МП. Влияние размягчения клея при травлении МП, вызывающее рассогласование МО, можно исключить, используя в качестве клея фотополимер, поскольку он практически не размягчается при его нагреве.

Экспериментально полученные данные по профилю и радиусу кривизны поверхности незначительно отличались от расчетных данных. Определение профиля и радиуса кривизны поверхности МП проводилось рентгеновским методом с использованием данных по смещению КК и ее уширению.

Методом высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии исследована разориентировка монокристаллических островков, полученных методом плазмохимического реактивного травления.

О разориентировке МО можно судить из рис. 26, где ширина осцилляций интенсивности на кривой, снятой от массива МО, равна ширине кривой качания от исходной пластинки рис. 2а.

Таким образом, было показано, что основной причиной искривления поверхности пластины и, соответственно, разориентировки МО является усадка клея. Данную причину можно устранить изменением температуры приклеивания МП, используя при этом в качестве клея фотополимер. Существуют и другие способы уменьшения разориентировки МО, например приклеивание МП не на сплошную подложку, а на столбчатую, сформированную с помощью травления или 3D-принтера.



Рисунок 2. Кривые качания: а - от исходной пластины Si, б - от массива MO.

Измерение скорости абляции оловянной мишени под действием излучения СО₂-лазера

В.М. Кривцун^{1, 2}, Д.Б. Абраменко², М.В. Спиридонов^{2, 3}, Ф.Ю. Хаджийский^{4*}

1 Институт спектроскопии РАН, ул. Физическая, 5, Москва, Троицк, 142190. 2 ООО «ЭУФ Лабс», Сиреневый бульвар, 1, Москва, Троицк, 142191. 3 Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991. 4 ООО «РнД-ИСАН», Сиреневый бульвар, 1, Москва, Троицк, 142191. *khadfedor@gmail.com

Измерена скорость абляции оловянной мишени с использованием промежуточного слоя вещества для индикации прогорания материала мишени.

Введение

Наиболее перспективными технологиями построения плазменного EUV-источника, необходимого для создания структуры с размерами элементов менее десятков нанометров, на данный момент являются методы, основанные на преобразовании материала оловянной мишени в плазму под действием мощного лазерного излучения.

Валидация и уточнение существующих численных моделей, описывающих оловянную лазерноиндуцированную EUV-плазму, требуют подробного изучения абляции вещества мишени под действием лазерного излучения. Предшествующие измерения данной величины проводились с YAG:Nd-лазером, тогда как в состав промышленных установок входит СО2-лазер. Методика измерений с YAG:Nd-лазером заключалась в сравнении интегрального коэффициента конверсии (эффективность преобразования лазерной энергии в энергию излучения в 2π стерадиан в спектральной полосе, далее СЕ от англ. - Conversion Efficiency),

а

полученного на оловянных пленках разной толщины, с аналогичным коэффициентом массивной оловянной мишени (bulk).

Методика эксперимента

Методика измерения скорости абляции, представленная в докладе, основана на введении промежуточного слоя в образец между испаряемой оловянной пленкой и подложкой. Промежуточный слой служит индикатором: в момент полного испарения олова появляются линии подслоя, характерные для выбранного вещества, в то время как детектировать материал подложки в Sn-плазме не представляется возможным. Выбор вещества подслоя осуществлялся по спектрам излучения с помощью разработанного спектрометра скользящего падения с внероулондовской схемой регистрации. Особенности конструкции спектрометра позволили использовать прибор в качестве монохроматора с широкой щелью для наблюдения за излучением линии молибдена в области 22-26 нм.



Рисунок 1. Спектры излучения олова (а) и молибдена (б) в диапазоне 10-30 нм.

В качестве материала подслоя был взят молибден, поскольку его спектр лежит в области прозрачности оловянной плазмы, обеспечивая сильное, детектируемое излучение в области 24 нм (рис. 1).

Спектральная область около 13,5 нм, соответствующая излучению олова, наблюдалась с помощью системы из двух зеркал с быстрым PIN-диодом AXEUV5HS: фиксировалось изменение интенсивности свечения плазмы пленочного образца.

Результаты

На рис. 2 представлены результаты измерений временной зависимости EUV-излучения, в области 22– 26 нм, для образцов с пленкой Sn толщиной 40, 80, 170 нм и массивной оловянной мишени. Также на графике показан импульс CO2, инициирующий процесс генерации плазмы, и излучение молибдена.

Для измерения скорости абляции оловянного слоя необходимо определить момент времени, в который характер генерации EUV-излучения образца меняется относительно EUV-излучения, полученного при облучении массивной оловянной мишени. Таким образом, зная толщину испаренного слоя и время, за которое полностью аблировалась нанесенная пленка, определяем скорость абляции.

Полученные результаты использовались для апробации численной модели, описывающей оловянную EUV-плазму.

Работа проводилась при поддержке ASML и Фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере по программе «Экспорт 2014», номер контракта 12562p/24031.



Рисунок 2. Временная характеристика развития EUV-излучения.

Ве-содержащие многослойные тонкоплёночные фильтры

С.Ю. Зуев, А.Я. Лопатин, В.И. Лучин, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, Н.Н. Цыбин*

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. *tsybin@ipmras.ru

Предложены и изготовлены многослойные тонкоплёночные структуры на основе бериллия, обсуждается возможность их применения в качестве абсорбционных фильтров и защитных экранов в установках проекционной ЭУФ-литографии и в составе космических телескопов.

Введение

Бериллий интересен тем, что имеет область высокого пропускания в экстремальном ультрафиолетовом диапазоне за К-краем поглощения бериллия λ>11.1 нм. Однако, несмотря на многообещающие оптические свойства Ве тонких пленок, применения они практически не нашли. Причины незначительного интереса к Ве-пленкам связаны в основном с токсичностью Ве и большой хрупкостью пленок из бериллия. В данной работе изучаются свойства многослойных тонкопленочных структур на основе Ве. С применением стандартной технологии изготовления тонких пленок были получены образцы многослойных Be/Si и Be/ZrSi2 свободновисящих пленок. Многослойная композиция пленок позволила избежать проблем, связанных с хрупкостью бериллия.

Наличие таких свойств, как малое поглощение бериллия вблизи К-края поглощения с длинноволновой области, устойчивость материала к окислению на воздухе, позволяет создавать тонкие пленки с высоким пропусканием, обладающие достаточной прочностью и временной стабильностью. Такие пленки могут представлять интерес для проекционной литографии (на длине волны как 13.5 нм, так и 11.2 нм) и использоваться в качестве абсорбционных фильтров или защитных экранов для маски. Относительно высокая прозрачность Ве-пленок на длинах волн 17.1 и 30.4 нм и сравнительно высокая температура плавления позволяют рассматривать Ве-содержащие фильтры в качестве альтернативы Al-содержащим фильтрам в случае высоких тепловых нагрузок на фильтр (например, в качестве входных фильтров для проекта «Интергелиозонд» [1] по наблюдению за Солнцем с расстояний в 60 -70 солнечных радиусов).

Сравнение термической стойкости Mo/ZrSi₂ и Be/ZrSi₂ многослойных структур

Ранее в качестве абсорбционных фильтров и защитных экранов маски в установках проекционной литографии с рабочей длиной волны 13.5 нм была предложена многослойная тонкопленочная структура Mo/ZrSi₂ с MoSi₂ защитными покрытиями [2]. Замена Мо на менее поглощающий Ве при сохранении пропускания структуры на $\lambda = 13.5$ нм существенно увеличила бы общую толщину пленки и придала бы ей, вероятно, большую прочность. Однако у бериллия есть существенный недостаток – он более активный металл, чем молибден.

Чтобы сравнить термическую стойкость, для проведения токового отжига были изготовлены образцы (толщины в нм) MoSi₂-3.5, (Be-2.5/ZrSi₂-2)*23, Be-2.5, MoSi₂-3.5 и MoSi₂-3.5, ZrSi₂-1.5, (Be-1.5/ZrSi₂-1.5)*33, MoSi₂-3.5. Величина выделяемой в пленке плотности мощности составляла $q = 0.5 \text{ Bt/cm}^2$, время отжига – около 24 часов, давление остаточных газов в вакуумной камере – менее 5*10⁻⁸ Торр. В процессе отжига изначально волнистая свободновисящая пленка в отверстии рамки начала натягиваться, и при выключении нагрева в обоих случаях пленка перетянулась и образовались трещины. В отличие от структур с бериллием, (Mo-2.5/ZrSi₂-1.5)*11- и (Mo-1.5/ZrSi₂-2.5)*11-структуры с MoSi₂-3.5-покрытиями при таких же условиях в процессе остывания лишь слегка натянулись. Кроме того, пропускание Весодержащих пленок после отжига изменилось более существенно. Так пропускание структуры MoSi₂-3.5, (Be-2.5/ZrSi₂-2)*23, Be-2.5, MoSi₂-3.5 уменьшилось с 69.3% до 66% на длине волны 13.5 нм и с 55.8 до 53% на длине волны 17.1 нм.

Пропускание MoSi₂-3.5, (Mo-1.5/ZrSi₂-2.5)*11, Mo-1.5, MoSi₂-3.5 структуры на длине волны $\lambda = 13.5$ нм уменьшилось с 74.5% до 73.2%.

Таким образом, при несомненном выигрыше в толщине фильтра (почти в два раза при той же прозрачности), Be/ZrSi₂-структуры оказались менее термически стойкими, чем Mo/ZrSi₂. Однако по сравнению с Al/Si-структурами, использующимися в космических телескопах, Be/ZrSi₂-структуры обладают лучшей термической стабильностью, что позволяет рассматривать их в качестве структуры фильтров на длину волны 17.1 нм в космических проектах, где важна термическая стойкость.

Сравнение термической стойкости Al/Si и Be/Si многослойных структур

Для проекта "Интергелиозонд" необходимы тонкопленочные структуры, которые бы обладали высокой термической стойкостью и, одновременно, высоким пропусканием на рабочей длине волны и требуемой степенью подавления фонового излучения. Особенно остро стоит проблема выбора подходящих материалов абсорбционного фильтра для спектральной области 30.4 нм, где их выбор наиболее ограничен вследствие высокого поглощения большинства материалов. В качестве альтернативы Al/Si-фильтрам в работе рассмотрены Be/Si тонкопленочные структуры. Коэффициент поглощения Ве на длине волны 30.4 нм больше, чем Al (по расчету пленки Al и Be толщиной 200 нм имеют пропускание на длине волны 30.4 нм 63% и 48% соответственно), температура плавления выше (у Ве-1278°C, у Al - 660°C), что позволяет надеяться на более высокую термическую стойкость Весодержащих фильтров.

Были проведены термические испытания Al/Siфильтров в высоком вакууме (1–5*10⁻⁸ Topp) при температуре около 200°С. Пропускание образца Si-1.9 нм, (Al-3.1 нм/Si-1.9 нм)*37 после токового отжига в течение 24 часов при плотности поглощѐнной мощности q = 0.1 Вт/см² (T ~ 190°С) на длине волны 17.1 нм уменьшилось с 63% до 46.5 %, прозрачность на длине волны $\lambda = 0.633$ мкм выросла до 4.6*10⁻⁵ (исходное пропускание лучше, чем 10⁻⁷). При этом изначально «мятый» образец в процессе нагрева натянулся. Причина натяжения пленки, как показано в работе [3], связана с кристаллизацией слоев кремния. При контакте с Al происходит металлоиндуцированная кристаллизация кремния при низких температурах.

Образцы Be/Si-фильтров отжигались в вакууме в течение суток при плотности поглощенной мощности 0.1 Вт/см² (как и при отжиге Al/Si-структур), температура составила 165–175°С. Пленка в процессе нагрева натягивалась на отверстии (как и в случае отжига Al/Si-структур), а при остывании перетягивалась и образовывались трещины.

Можно предположить, что, как и в случае с Al/Siструктурами, натяжение Be/Si-пленки связано с индуцированной кристаллизацией кремния. Для проверки этого предположения планируется в дальнейшем провести изучение кристаллической структуры отожженных образцов.

Измерения пропускания в ЭУФ-диапазоне проведены не были, пропускание структур (Be-1.5/Si-2.5)*N с MoSi₂-3.5 нм защитными покрытиями на длине волны $\lambda = 0.633$ мкм после отжига выросло с T<8*10⁻⁸ до T=6.2*10⁻⁷ при N = 100, с T=1*10⁻⁵ до T=2.0*10⁻⁵ при N = 75.

Таким образом, судя по изменению пропускания в видимой части спектра, Be/Si-фильтры оказываются более устойчивыми к окислению, чем Al/Si, при нагреве в вакууме. При этом, однако, исходное пропускание у Be/Si-структур на $\lambda = 30.4$ нм существенно ниже (11.2% и 7.6% при N = 75 и 100 соответственно). Ещѐ большую термическую стойкость показывают Cr/Si-структуры, но пропускание таких структур на рабочей длине волны составляет десятые и единицы процентов. Поэтому Be/Si-структуры можно рассматривать как некий компромисс с точки зрения термической стойкости и величины коэффициента пропускания.

- 1. http://ru.wikipedia.org/wiki/Интергелиозонд
- Б.А. Володин, Е.Б. Клюенков, А.Я. Лопатин и др. // Известия РАН. Серия физическая, Т. 78, № 1, с. 82–85 (2014).
- T.J. Konno, R. Sinclar // Philosophical Magazine B, V. 66, № 6, p. 749–765 (1992).

Проблемы и перспективы развития лабораторной рефлектометрии в МРи ЭУФ-диапазонах

С.Ю. Зуев, Н.Н. Салащенко, М.В. Свечников, Н.И. Чхало*, А.В. Щербаков

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. chkhalo@ipm.sci-nnov.ru

Анализируется современное состояние, реальные возможности и основные проблемы лабораторной рефлектометрии в мягком рентгеновском (МР) и экстремальном ультрафиолетовом (ЭУФ) диапазонах. Сообщатся о разработанном в ИФМ РАН рефлектометре на основе монохроматора Черни-Тюрнера и лазерно-плазменного источника МР- и ЭУФ-излучения. Приводятся основные характеристики рефлектометра. К традиционным метрологическим задачам по измерению спектральных и угловых зависимостей коэффициентов отражения, рассеяния и прохождения элементов рентгеновской оптики планируется добавить изучение поляризационных свойств и развивать методы резонансной рентгеновской рефлектометрии и спектроскопии поглощения EXAFS и NEXAFS. Приводятся примеры, иллюстрирующие актуальность этих задач для развития технологии много-слойных тонкопленочных систем.

Введение

В связи с появлением хорошей инфраструктуры на синхротронах наблюдается заметное расширение применения MP- и ЭУФ-излучения для изучения конденсированного вещества. Этот интерес обусловлен, прежде всего, тем, что энергии фотонов этого диапазона находятся в области энергий внутренних оболочек электронов легких элементов и переходных металлов, что обусловливает резонансный характер взаимодействия излучения с веществом. Это приводит к двум принципиальным последствиям: во-первых, можно ожидать сильных физических эффектов; во-вторых, метод является селективным по отношению к элементам, из которых состоит исследуемый материал. Это привело к развитию ряда относительно новых направлений исследований, в частности появлению резонансной магнитной рефлектометрии, рентгеновского магнитного дихроизма и др. Зависимости отражения поляризованного рентгеновского излучения ОТ намагниченности позволяют изучать магнитные свойства образцов. В частности, магнитная добавка к фактору рассеяния столь велика, что в кривых отражения от антиферромагнитных многослойных пленок могут наблюдаться пики отражения с полуцелыми индексами, которые соответствуют удвоенным химическим периодам [1].

Хорошо известно, что наибольшие коэффициенты отражения многослойных структур наблюдаются в непосредственной близости от края поглощения материала-спейсера, когда, с одной стороны, мнимая часть поглощения минимальна, а дисперсионная добавка к действительной части показателя преломления может даже сменить знак. Так как истинные значения оптических констант пленок с толщиной доли-единицы нм в составе многослойных структур могут заметно отличаться от теоретических, то исследование коэффициентов отражения в этих областях представляется крайне перспективным. Например, долгое время считалось, что коэффициенты отражения La/B4C зеркал в области К-края поглощения бора составляют около 45%, что не удовлетворяет задачам нанолитографии [2]. Измерения производились на линии В Ка, длина волны 6.7 нм. Измерения на синхротроне BESSY-2 показали, что ближе к краю, на длине волны 6.62 нм коэффициент отражения достиг 58% [3].

Благодаря селективности по материалам уникальные возможности для исследования пленок, массивных материалов и многослойных структур предоставляет спектроскопия поглощения рентгеновского излучения: EXAFS (extended X-ray absorption fine structure – тонкая структура спектра поглощения) и NEXAFS (near edge absorption fine structure – тонкая структура спектра вблизи края поглощения).

EXAFS позволяет определить ближайшее окружение выбранного сорта атома, определить расстояния до ближайших атомов и число атомов различных координационных сфер, а также агрегатное состояние вещества. По сути это единственный неразрушающий метод, позволяющий изучать состояние наноструктурированного вещества. В [4] показан потенциал данного метода для изучения взаимодиффузии, интерфейсов, кристаллической структуры пленок и ее динамики в процессе отжига Ni/C и Co/C многослойных зеркал. В этих работах впервые была экспериментально показана «обратная» диффузия углерода из металла, «автоэпитаксиальная» кристаллизация металла и графитизация углерода при низких температурах.

NEXAFS по смещению края поглощения позволяет определить валентное состояние выбранного сорта атомов, что представляет значительный интерес для изучения наноструктурированного вещества, в частности интерфейсов тонкопленочных структур.

В связи с развитием проекционной EUV литографии, рентгеновской микроскопии и астрономии сверхвысокого пространственного разрешения значительный интерес представляют корреляционные свойства шероховатостей в многослойных зеркалах и их динамика по глубине структуры. Для решения этой проблемы необходимо развивать методику диффузного рассеяния рентгеновского излучения на различных длинах волн, чтобы таким образом «просканировать» многослойное зеркало по всей глубине.

В настоящее время все эти методики активно развиваются в синхротронных центрах: BESSY-2, ESRF, ALS, SPRING-8 и др. Однако появление лабораторного аналога, позволяющего проводить эти исследования непосредственно у технологов, разработчиков и исследователей, заинтересованных в результатах применения этих методов для изучения своих образцов, станет поистине революционным шагом.

В настоящее время доминируют две концепции лабораторного рефлектометра. Первая – это приборы со спектрометром-монохроматором роулондовского типа. В этих приборах для сохранения высокого спектрального разрешения в рабочем диапазоне длин волн входная щель вместе с источником излучения перемещается по кругу Роулонда. Поэтому такие приборы могут работать только с маломощными рентгеновскими трубками [5]. Фактически это приводит к тому, что прецизионные измерения можно делать только на отдельных характеристических линиях материала анода.

Вторая концепция – это рефлектометр на основе лазерно-плазменного источника. Для монохромати-

зании излучения используется квазироулондовская схема со сферической дифракционной решеткой. Входная щель (или в некоторых приборах источник излучения), решетка и выходная щель установлены так, что условие фокусировки Роулонда строго выполняется только для одной длины волны. Сканирование по спектру осуществляется поворотом дифракционной решетки, при этом все остальные элементы неподвижны. Для компенсации расфокусировки используются дифракционные решетки с переменным периодом штрихов [6]. Данная схема обладает достаточно большой интенсивностью зондового пучка, однако спектральный диапазон уже (или спектральное разрешение хуже), чем в первом случае.

Общей проблемой обеих концепций является отсутствие управления поляризацией и, соответственно, анализа поляризации после взаимодействия исследуемого объекта с пробным монохроматичным пучком. Схема с 3 многослойными зеркалами для поляризации зондового пучка позволяет работать фактически только на одной длине волны [7], что не позволяет проводить описанные выше эксперименты.

В докладе будет рассказано, как решается проблема создания лабораторного рефлектометра с возможностями, которые предоставляют синхротронные центры. Описывается рефлектометр, разработанный в ИФМ РАН в 2014-2015 гг., приводятся его основные технические характеристики, обсуждаются перспективы увеличения спектрального разрешения. Сообщается о выбранной схеме для поляризации зондового пучка и анализа его поляризационного состояния после взаимодействия с исследуемым объектом.

Работа поддержана грантом РФФИ 14-02-00549. Также в работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».

- J.M. Tonnere et al. // Phys. Rev. Lett. 75, 740 (1995).
- 2. S.S. Andreev et al.// NIM A. 603 (1), 80-82 (2009).
- 3. N.I. Chkhalo et al. // APL. 102, 011602 (2013).
- V.A. Chernov et al. // Journal of X-Ray Science and Technology. 5, 389–395 (1995).
- S.S. Andreev et al. // Central European Journal of Physics. 1, 191–209 (2003).
- F. Scholze et al. // Meas. Sci. Technol. 18, 126–130 (2007).
- 7. A. Miyake et al. // SPIE. 5037, 647 (2003).

Многослойные зеркала на основе бериллия для спектрального диапазона 11-30 нм

Ю.А. Вайнер, С.Ю. Зуев, Д.Е. Парьев, В.Н. Полковников^{*}, Н.Н. Салащенко, Р.А. Шапошников

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. *polkovnikov@ipmras.ru

В работе рассматривается возможность использования структур на основе бериллия в качестве многослойных зеркал мягкого рентгеновского и экстремального ультрафиолетового диапазонов длин волн. Приводятся данные расчетов, показывающие перспективность такого подхода.

Несмотря на достигнутые успехи в области создания высокоэффективных отражательных покрытий, предназначенных для работы в диапазоне длин волн, соответствующих экстремальному ультрафиолетовому излучению, здесь еще остается ряд нерешенных вопросов. Во-первых, это касается задачи изготовления эффективных многослойных зеркал МЗ со стабильными характеристиками для задач астрономии.

В рамках этой задачи сохраняется проблема создания высокоотражающих M3 со стабильными во времени характеристиками для ЭУФ-астрономии (линии HeI 58,4 нм и HeII 30,4 нм). Лучшие на данный момент зеркала имеют пиковое значение коэффициента отражения 36% и 40%, соответственно. При этом приведенные характеристики нестабильны и ухудшаются со временем. В частности, зеркала на основе Mg/Si (30,4 нм) с барьерными слоями за год хранения в комнатных условиях теряют четверть отражательной способности: коэффициент отражения снижается с 40% до 30%. Это крайне нежелательно для элементов орбитальных телескопов, срок службы которых должен исчисляться годами, не считая времени предполетной подготовки.

Такая нестабильность является следствием высокой химической активности магния, окисляющегося со временем. Исправить положение мог бы переход к совершенно иным материалам, не подверженным в такой степени воздействию окружающей среды. В этой работе в качестве основы для создания эффективных МЗ предлагается применять бериллий. Главное преимущество этого элемента – относительно высокая прозрачность во всем мягком рентгеновском и экстремальном ультрафиолетовом диапазонах. Кроме того, он существенно уступает магнию в смысле подверженности окислению. В этой работе изучаются многослойные зеркала на основе бериллия, предназначенные для работы в спектральной области 11–30 нм.

Зеркала на основе бериллия уже давно привлекали к себе внимание благодаря, прежде всего, теоретической возможности обеспечения пика отражения выше 70% вблизи края поглощения этого элемента (λ =11,2 нм). В работе [1] изучались структуры Мо/Ве. При этом был достигнут пиковый коэффициент отражения на этой длине волны 70,1% при теоретическом пределе 75,6%. Можно отметить, что даже такая величина номинально превосходит (или, как минимум, не уступает) стандартно получаемые R = 69-70% для зеркал Mo/Si, применяемых в оптических схемах установок литографии с рабочей длиной волны 13,5 нм. И это интересно с точки зрения получения большего пространственного разрешения литографического оборудования путем перехода к более короткой рабочей длине волны. До сих пор всеобщее внимание разработчиков литографического оборудования было обращено на перспективную в данном отношении длину волны $\lambda = 6,7$ нм. Здесь уже достигнуты коэффициенты отражения, вплотную приближающиеся к 60% [2]. Тем не менее, оценки показывают, что даже при достижении 70-80% из-за чрезвычайно низкой ширины кривой отражения система из 10 зеркал, оптимизированная на 6,7 нм, будет пропускать в несколько раз меньше сигнала, чем такая же система из Мо/Ве зеркал, оптимизированная на 11,2 нм. Именно поэтому существует необходимость поиска альтернативного пути развития исследований в области создания нанолитографов следующего поколения. Наиболее перспективным видится переход к длине волны 11,2 нм. Тем более, что здесь видятся пути дальнейшего повышения эффективности оптических схем. Например, спектральная ширина кривой отражения МЗ Мо/Ве существенно ниже такой же характеристики МЗ Мо/Si - 0,33 и 0,53 нм, соответственно. Этот фактор негативным образом может сказаться на эффективности системы из 10 Мо/Ве-зеркал в сравнении с 10-зеркальной системой Мо/Si-зеркал. Однако переход от Мо/Ве-зеркал к структурам на основе Ru/Be должен позволить увеличить полосу пропускания зеркал с 0,33 нм до 0,407 нм [3].

Подобные структуры могут представлять интерес не только для решения задач создания установок проекционной литографии следующего поколения. В частности, возможности изучения солнечной короны ограничиваются доступными эффективными отражающими покрытиями. Теоретическим пределом пикового значения коэффициента отражения M3 Be/Mg, оптимизированных на длину волны 30,4 нм, является величина 70%. При этом следует учитывать, что аналогичное значение для структур Si/Mg составляет 60% (при достигнутых на практике 40%). Спектральная полоса пропускания M3 Ве/Мд составляет 1,6 нм, что в полтора раза превышает аналогичную характеристику для Si/Mg. Скорее всего, достижению теоретического предела помешает окисление слоев магния. И применение методики барьерных слоев приведет к некоторому снижению этой цифры. Тем не менее, это направление исследований следует признать, по меньшей мере, интересным.

Полный отказ от использования магния для синтеза зеркал, предназначенных для работы в окрестности 30,4 нм, может быть связан с переходом к структурам Al/Be. Оценки показывают, что пиковое значение коэффициента отражения таких зеркал может достигать величины 40% при спектральной полосе пропускания порядка 1,5 нм.

Конкурентоспособны структуры, содержащие бериллий, и в диапазоне длин волн вблизи L-края поглощения алюминия (λ =17,1 нм). Наилучшими отражательными характеристиками, достигнутыми экспериментально, здесь обладают M3 Al/Si и Al/Zr. В первом случае мы имеем дело с рекордно низкой величиной спектральной полосы пропускания (полоса пропускания 0,35 нм) при пиковом значении отражения R=48%. Второй случай связан с рекордным значением R=56% (полоса пропускания 0,6 нм).

Зеркала на основе Al/Be теоретически могут сочетать в себе высокий (около 70%) пиковый коэффициент отражения и малую полосу пропускания (порядка 0,4 нм). Прежде всего, такие структуры интересны с точки зрения создания оптики для астрофизических орбитальных экспериментов.

Фактически до сих пор не имелось МЗ нормального падения с высокими (порядка 40–70%) коэффициентами отражения в спектральной области за Lкраем поглощения кремния, то есть в диапазоне длин волн, меньших 12,5 нм. Зеркала же на основе бериллия позволят перекрыть область 11,2–12,5 нм.

К сожалению, из-за высокой токсичности бериллия работы с этим элементом свернуты и практически не продвигаются последние 15 лет. Для работы с бериллием в ИФМ РАН создана новая лаборатория, оснащенная системами вентиляции и вытяжки с несколькими степенями очистки. В лаборатории размещена установка магнетронного напыления с четырьмя магнетронами. Такое количество магнетронов позволяет напылять не только базовую двухкомпонентную структуру, но и структуру с барьерными слоями. Размеры зеркал, которые можно создавать на этой установке, достигают в диаметре 250 мм при любом радиусе кривизны или любой степени асферичности. Точность нанесения покрытий как в глубь структур, так и по площади подложки составляет величину не хуже 0,5%. Измерения содержания бериллия в атмосфере проводились ООО «НП центров охраны труда Приволжского федерального округа. Нижегородское отделение». В заключении, выданном после измерений, сказано: «Концентрация бериллия в воздухе исследуемых рабочих зон не превышает предельнодопустимые концентрации гигиенических нормативов ГН 2.2.2.1313-03».

Работа поддержана грантом РФФИ № 15-02-07753.

- C. Montcalm, S. Bajt, P. Mirkarimi et al. // SPIE 3331, 42–51 (1998).
- N. I. Chkhalo, S. Kunstner, V. N. Polkovnikov et al. // Appl. Phys. Lett. 102, 011602-1 (2013).
- N. I. Chkhalo and N. N. Salashchenko // AIP AD-VANCES 3, 082130 (2013).

Стенд для изучения оптики и детекторов в ЭУФ-диапазоне

И.Г. Забродин¹, И.А. Каськов¹, Д.Е. Парьев¹, А.Е. Пестов¹, В.Н. Полковников¹, Н.Н. Салащенко¹, Н.И. Чхало¹, А.В. Щербаков¹, С.В. Кузин²

1 Институт физики микроструктур Российской академии наук (ИФМ РАН), Афонино, Нижний Новгород, 607680. 2 Физический институт им. П.Н.Лебедева Российской академии наук (ФИАН), Москва.

Описывается стенд, предназначенный для оперативного контроля коэффициентов отражения зеркал и пропускания фильтров, чувствительности и однородности чувствительности по апертуре CCD матриц и фоторезистов в ЭУФ (экстремальный ультрафиолет) диапазоне. Стенд состоит из лазерно-плазменного источника рентгеновского излучения, осветительной схемы на базе объектива Шварцшильда и камеры образца с 4-осным гониометром.

Введение

Для практического применения полупроводниковых детекторов необходимо точное представление об их чувствительности: однородности по площади детектора, зависимости от угла падения излучения и его длины волны. Измерение этих параметров для современных рентгеновских КМОП и ПЗС в лабораторных условиях требует возможности исследования площади детекторов более квадратного сантиметра и высокой мощности зондирующего пучка.

Другой задачей, стоящей перед разработчиками телескопов, предназначенных для работы в космосе, является возможность оперативного контроля за свойствами рентгенооптических характеристик (коэффициенты отражения зеркал, пропускание фильтров) в процессе их хранения, так как время запуска не всегда точно определено, а аппаратура должна быть изготовлена к определенному сроку, как правило, за несколько лет до запуска. Особенно остро эта проблема стоит для ЭУФ-диапазона, так как в этом диапазоне окисление в наивысшей степени влияет на отражение и пропускание оптических элементов.

Для решения этой задачи в ИФМ РАН был разработан малогабаритный лабораторный стенд, работающий на трех спектральных линиях с длинами волн 13.1, 17.1 и 30.4 нм, соответствующими рабочим длинам волн телескопов, разрабатываемых в ФИ РАН им. П.Н. Лебедева.

Описание установки

Оптическая схема и фотография стенда приведены на рис. 1 и 2. Стенд включает в себя вакуумную камеру, лазерно-плазменный источник (ЛПИ) излучения, осветительную систему (ОС), монитор, гониометр с 4 степенями свободы (наклон, линейное перемещение поперек и вдоль оптической оси и поворот) и полупроводниковый детектор с известной спектральной чувствительностью в ЭУФ- и мягком рентгеновском диапазонах [1]. Для подавления длинноволнового излучения после монохроматора, а при необходимости, и перед монитором, исследуемым детектором и калиброванным детектором устанавливаются отрезающие фильтры (*на схеме не показаны*).



Рис. 1. Схема стенда. 1 – лазерное излучение, 2 – мишень ЛПИ, 3 – рентгеновское излучение, 4 – вогнутое зеркало ОС, 5 – выпуклое зеркало ОС, 6 – образец, закрепленный на столе гониометра, 7 – калиброванный детектор на поворотном столе, 8 – гониометр и поворотный стол с обозначением степеней свободы, 9 – зеркало-делитель пучка, 10 – монитор.

В процессе работы (см. рис. 1) излучение от ЛПИ с барабанной мишенью, аналогично описанному в [2], собирается с помощью ОС. ОС выполнена на основе объектива Шварцшильда с числовой апертурой NA=0.1 и формирует зондирующий пучок размером порядка 1 мм в центре гониометра с потоком фотонов на уровне 1,7·10¹¹ фотонов/с на длине волны 13.5 нм с оловянной мишенью. В сочетании с фильтром, отсекающим длинноволновое излучение, ОС является также монохроматором, выделяющим определенный спектральный диапазон в излучении ЛПИ. Смена зондовой длины волны осуществляется заменой пары зеркал в держателях объектива Шварцшильда. В конструкции объектива предусмотрено, что зеркала опираются рабочей поверхностью на три шарика, тем самым изменение рабочей длины волны производится заменой пары зеркал без дополнительной подъюстировки прибора.

Использование в стенде монитора с калиброванным измерителем мощности, контролирующим зондовый пучок в режиме реального времени, позволяет

определять как относительную, так и абсолютную чувствительность детекторов, пропускание и одно-

родность фильтров большой площади в режиме растровых измерений. Благодаря большой плотности энергии ЭУФ-излучения на мишени, до 3·10⁻⁴ Дж/см², прибор может использоваться для изучения чувствительности фоторезистов и даже для изучения радиационной стойкости полупроводниковых детекторов.

Работа поддержана грантами РФФИ; использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».

- П.Н. Аруев, М.М. Барышева, Б.Я. Бер, Н.В. Забродская и др. // Квантовая электроника. Том 42. № 10. С. 943–948 (2012).
- С.Ю. Зуев, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, М.Н. Торопов и др. // Известия РАН. Серия физическая, том 77, № 1. С. 11–15 (2013).



Рис. 2. Фото стенда. 1 – электронный блок управления, 2 – камера ЛПИ, 3 – камера ОС, 4 – камера гониометра, 5 – лазерный стол.

Использование внешнего эталона в рентгенодифракционном анализе эпитаксиальных слоев

Ю.Н. Дроздов, П.А. Юнин*

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Афонино Нижегородской обл., 607680. *yunin@ipmras.ru

Обсуждаются различия рентгенооптических схем высокого разрешения при измерении периода решетки кристалла с использованием внешнего эталона и без эталона, с опорой на известную длину волны. Описаны процедура и результаты измерений тестового кристалла Si(111) на дифрактометре Bruker D8 Discover.

Введение

Методом рентгеновской дифрактометрии (XRD) проводят измерение периодов решетки монокристаллов как с использованием эталонов, так и без эталона, с опорой на точное значение длины волны и точное измерение брэгговских углов [1,2]. Обычно при анализе эпитаксиальных слоев подложка служит внутренним эталоном, и выполняются относительные измерения углов, что существенно повышает точность. Однако имеется ряд задач, где приходится использовать внешний эталон, например в случае слоев с толщиной в десятки микрометров или слоев на подложке с неточно известными периодами решетки. Современные дифрактометры высокого разрешения (HRXRD) позволяют выполнять измерения тех и других типов благодаря набору сменных модулей рентгенооптической схемы. С другой стороны, сам выбор схемы требует тщательного анализа.

В настоящей работе обсуждаются различия рентгенооптических схем высокого разрешения при безэталонных измерениях периода решетки кристалла и с использованием внешнего эталона. Описаны процедура и результаты измерений тестового кристалла Si(111) на дифрактометре Bruker D8 Discover.

Сравнение схем с 2- и 4-кратным отражением в монохроматоре

Рассмотрим графики Дю-Монда для двух схем, рис. 1. В осях (λ , θ) отражение от одного кристалла изображается полосой с шириной по θ , равной столику Дарвина $\Delta \theta_D$, а пучок после монохроматора – пересечением полос отдельных блоков М1 и М2

монохроматора. Этот зондирующий пучок показан закрашенной черным областью на рис. 1. При измерениях образец поворачивается по углу $\theta_{\rm S}$, полоса образца пересекает зонд, регистрируется кривая качания (с широкой щелью перед детектором). После этого на пике кривой качания поворотом кристалла-анализатора ($\theta_{\rm A}$) находится положение детектора, отвечающее брэгговскому пику.



Рисунок 1. Графики Дю-Монда для двух схем: а) 4-кратный монохроматор, b) 2-кратный.

Обычный для схемы HRXRD 4-кратный монохроматор построен по схеме (n;+n) и позволяет получать узкие кривые качания для любых углов отражения, однако зонд вырезает лишь часть спектра линии CuK α 1. Это обусловлено тем, что столик Дарвина на порядок уже, чем спектральная дисперсия линии. В результате неточной юстировки блоков происходит смещение спектрального интервала зонда относительно пика линии, λ_0 , как это показано на рис. 1а. Это делает некорректным использование табличной длины волны, измеренной с высокой точностью относительно оптического эталона длины. Построенный по схеме (n;-n) 2-кратный монохроматор, рис. 1b, гораздо слабее искажает спектральный состав зонда. Поэтому безэталонные измерения с опорой на длину волны следует проводить с 2-кратным монохроматором, а относительные измерения – с высокоразрешающим 4-кратным. При этом прокалиброванный по периоду решетки кристалл может использоваться и для уточнения длины волны.

Калибровка тестового образца

В работе использован дифрактометр Bruker D8 Disсоver с вертикальным гониометром [3]. На плече первичного пучка расположены: параболическое зеркало Гебеля, монохроматор 2^xGe(220), коллиматор пучка 1 мм. На плече детектора: блок щелей, блок Pathfinder {переменная щель, либо щель Соллера $0,2^{\circ}$, либо анализатор 3^{x} Ge(220)}, сцинтилляционный детектор. Использование кристаллаанализатора на отраженном пучке по методу [2] позволяет избавиться от погрешностей, связанных с неточной центрировкой образца, неточным нулевым положением первичного пучка и широким пучком. Кристалл-анализатор 3^xGe(220) стационарно закреплен на плече детектора под углом около 6° к каналу без анализатора, поэтому его положение в процессе эксперимента не меняется. Наклон обоих плеч вертикального гониометра D8 Discover отсчитывается с дискретностью 0.0001°, тем не менее, необходим контроль точности измерений с учетом прогрева трубки и механических деформаций элементов. Важен также контроль точности используемых методик юстировки и съемки образца.

В качестве тестового образца мы использовали кристалл кремния из комплекта прибора. Кристалл не имел паспортных данных по периоду решетки, поэтому на первом этапе необходимо было измерить период а с запасом по точности, достаточным для проводимых исследований. Пластина Si(111) позволяет выполнить измерения угла 20 Si(444) в симметричной геометрии в области достаточно больших углов, 20 ~ 159°, что обеспечивает при погрешности $\Delta(2\theta) = 0.01^{\circ}$ погрешность $\Delta d/d \sim$ ~1.6·10⁻⁵. Тепловое расширение приводит к такому же сдвигу периода Si при изменении температуры на 5°С, поэтому контроль температуры образца не создавал технических сложностей. Поправка на преломление не учитывалась. Центрировку пластины Si проводили методом располовинивания первичного пучка, юстировку кристалла на отражении (444) – методом поворотов по углу ф.

Серия проведенных подряд измерений дала среднеквадратичную погрешность единичного измере-

ния угла 20 около 0.001°, что подтвердило стабильность механики гониометра. Серия измерений во время прогрева прибора показала, что выход в 0.001°-окрестность стационарного значения 20 происходит через ~2 часа после включения прибора. При длине волны λ CuK_{$\alpha 1$} = 1.5406 Å получено a = (5.4310 ± 0.0001) Å, что близко к значениям для чистого Si [4]. После этого кристалл был использован как эталон для определения погрешности измерения в области меньших углов, Si(111), (333), (335) и (440), в симметричной, асимметричной и кососимметричной геометрии (некопланарной симметричной). Эксперимент показал, что используемая методика юстировки и съемки позволяет в обычном рабочем режиме измерять абсолютные значения углов в нашем дифрактометре с точностью $\Delta(2\theta) = 0.01^{\circ}$. Относительные измерения с внутренним эталоном могут выполняться точнее, например $\Delta(2\theta) = 0.001^{\circ}$ было получено в [5]. В случае измерений для неидеальных кристаллов или тонких слоев эта величина представляет собой оценку систематической погрешности. Случайная погрешность связана с уширением пиков и может быть оценена для конкретного образца при нескольких измерениях одного и того же угла.

Прокалиброванный кристалл Si был использован далее в качестве внешнего эталона при анализе толстых слоев и сильнолегированных подложек GaAs:Te, а также буферных слоев гексагональных нитридов (Al,Ga)N.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России, проект RFMEFI60714X0071, а также грантов РФФИ 13-02-01006 и 14-02-31046.

- Д.К. Боуэн, Б.К. Таннер. Высокоразрешающая рентгеновская дифрактометрия и топография. СПб.: Наука, 2002. 274 с.
- P.F. Fewster. J. Mater. Sci.: Materials in Electronics. V. 10, P. 175 (1999).
- 3. D8 Discover. User Manual. Vol. 2. Bruker AXS GmbH, Karlstruhe. Germany (2011).
- O. Madelung. Semiconductors: Data Handbook. 3rd edition. New York: Springer, 2003. 691 p.
- Ю.Н. Дроздов, П.А. Юнин // Труды XVII Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», 11–15 марта 2013 г. Нижний Новгород. Том 1, с. 282.

Содержание 1 тома

1 секция. Сверхпроводящие наносистемы

<i>Акзянов Р.Ш.</i> Фермион Майораны в сверхпроводящих островках на поверхности топологиче- ского изолятора	7
Бакурский С.В. Влияние доменной структуры ферромагнетика на токовый транспорт джо- зефсоновских SFS-переходов	9
<i>Батов И.Е.</i> Когерентный электронный транспорт в гибридных структурах сверхпровод- ник/полупроводниковая нанопроводока.	11
Bobkov A.M. Long-range spin imbalance in mesoscopic superconductors under a Zeeman splitting	13
Бобкова И.В. Необычные сверхпроводящие состояния в бислоях ферромагнетик/сверхпровод- ник	15
Бурмистрова A.B. Теоретический анализ навеленной сверхпроволимости в контактах с 3D	
топологическими изоляторами с учетом орбитальных степеней своболы	17
Вальков R Симметрийцые и топологические свойства фазы сосуществования сверупрово-	17
ликов Б.Б. Симметрииные и топологические своиства фазы сосуществования сверхпрово-	10
димости и антиферромагнетизма в 2D системах с сильными электронными корреляциями	19
Винников Л.Я. Наолюдение вихреи в мезоскопических структурах	21
Галин М.А. Синхронизация внешним СВЧ-сигналом цепочек бикристаллических джозефсо-	•••
новских контактов	23
Golubev D.S. Tunneling and relaxation of single quasiparticles in a normal-superconductor-normal	
single-electron transistor	25
Гордеева А.В. Калибровка микроволновых детекторов при субкельвинных температурах	27
Гринберг Я.С. Прохождение микроволновых фотонов в волноводе, взаимодействующим с	
несколькими кубитами	29
Девятов И.А. Микроскопические граничные условия и эффект близости в контактах с 3D то-	
пологическими сверхпроводящими изоляторами и топологическими изоляторами, а также	
проблемы множественного Анлреевского отражения	
Левятов И.А. Неравновесная теория болометра на кинетической инлуктивности лиффузной	
сверхпроволящей полоски	33
$\pi_{amuxaggguuu}$ $B = H_{actautaptuag}$ полоски полоски полоских изоляторах поме	55
делиховский Б. я. Пестандартная динамика электронов в топологических изоляторах, поме-	25
щенных в магнитное поле. эффекты фазы берри	33
<i>Денисенко М.В.</i> Генерация суогармоник квантовым джозефсоновским осциллятором	38
Кароакова А.И. Время электрон-фононного взаимодеиствия в сильно разупорядоченных плен-	10
ках нитрида титана	40
<i>Кислинский Ю.В.</i> Эпитаксиальные пленки иридата стронция для использования в Nb/Au/SrIrO ₃ /YBa ₂ Cu ₃ O ₇ меза-гетероструктурах	42
Кленов Н.В. Теория транспорта сверхтока в джозефсоновских S-F/NF-S-структурах	44
Кленов Н.В. Управление динамикой двухуровневой системы во внешнем магнитном поле	46
Клушин А.М. Состояние исследований и перспективы использования джозефсоновских кон-	
тактов из высокотемпературных сверхпроводников в метрологии	48
Кузьмин Л.С. Резонансный наноболометр на холодных электронах с многочастотной щелевой	
поляризованной антенной	
<i>Кузнецов В И</i> . Особенности критического тока в ллинной квазиолномерной сверхпроволящей	
проволоцие с сухением	52
	52
курия Б.Б. Блияние возоуждения поверхностных плазмонов на резистивное состояние тонких	51
сверхпроводящих пленок и проволок	34
<i>мазов л.</i> с. Сверхпроводимость и магнетизм в наносистемах В I СII и синтетических металлах	5/
мастеров Д.В. Технология изготовления длинных ВТСП джозефсоновских переходов на	
бикристаллических фианитовых подложках	59
Миронов А.Ю. Дефазинг в окрестности перехода сверхпроводник-изолятор в пленках TiN	61
Mironov S.V. Double path interference and magnetic oscillations in Cooper pair transport through a	
single nanowire	63
Мыльников В.М. Оптимизация переключений джозефсоновского контакта при малых потерях	65

Никулов А.В. Почему энергия магнитного момента в магнитном поле не учитывается в теории	
квантовых эффектов, наблюдаемых в сверхпроводниковых контурах?	67
Никулов А.В. Проблема свободы воли в квантовой механике и квантовые эффекты в сверх-	
проводниковых структурах	69
Овсянников Г.А. Обзор экспериментальных работ по спин-триплетному электронному транс-	
порту в сверхпроводниковых структурах с ферромагнитной прослойкой	71
Панкратов А.Л. Ширина спектральной линии излучения параллельной цепочки джозефсонов-	
ских контактов	75
Панкратова Е.В. Исследование ширины линии синхронной генерации SNS-контактов в одно-	
мерных джозефсоновских структурах	77
Парафин А.Е. Модификация пленок высокотемпературного сверхпроводника YBa ₂ Cu ₃ O _{7-d}	-
методом ионной имплантации	79
Пестов Е.Е. Охлаждение джозефсоновских микросхем из высокотемпературных сверхпро-	0.1
водников в криоохладителе для использования в эталонах напряжения	81
Погосов В.В. Электронно-дырочная симметрия и интегрируемость в модели Ричардсона	83
Погосов В.В. Динамический эффект лэмоа в сверхпроводящих микроструктурах	85
прихоовко к.е. Создание функциональных наноэлементов криоэлектроники на основе тонко-	
пленочного повы путем модификации сверхпроводящих своиств с использованием ионно-	07
ТО ООЛУЧЕНИЯ	8/
Pugach N.G. Superconducting FSF spin-valves with strong ferromagnetic elements	89
<i>Газумов Д.Д.</i> Переходы между сверхпроводящими состояниями в неодносвязных системах	01
сверхпроводник/ферромагнетик с эффектом олизости	91
Ревин Л.С. Осооенности режима оегущей волны в ВТСП оикристаллических контактах	93
<i>гужицкии Б.и.</i> динамические процессы в распределенных магнитных джозефсоновских	05
	93
<i>гыжов д.а.</i> Берхнее критическое поле и локализованная сверхпроводимость в системах	07
Savings D 4. Upper critical field and localized superconductivity in the presence of large scale inho	97
savinov D.A. Opper critical field and localized superconductivity in the presence of large-scale inno-	00
$C_{anoragina} A B \exists random matching \dots representation of the constraints of the constraint of the constraints of the constrain$	77
<i>силохвинов А.Б.</i> Экранирующие своиства тиоридных структур сверхпроводник/ферромагне-	101
тик сверлироводник в окрестности о-и перехода	101
Синции π_{M} . Гуппелирование западау зипера в квантовых джозефеоновеких ценях	. 105
	105
Соловьев ИИ Сверхпроволящий интерференционный баллистический детектор для считыва-	. 105
ния состояний кубитов	107
Соловьев И И Реализация ратчет-эффекта за счет топологической неолноролности составной	. 107
системы ллинного и кольцевого лжозефсоновских контактов	109
<i>Таланов Ю И</i> Исспедование микроволнового поглошения в кристациах $\text{Bi}_{2}\text{Sr}_{2}$. 107
при переходе из сверхпроводящего состояния в нормальное	111
Khavmovich I.M. Analogy between work statistics in superconducting single-electron box and mul-	
tifractality of random eigenfunctions in disordered metal	113
Чигинев А.В. Технология изготовления меза-структур BSCCO основанная на жилкостном	. 110
травлении	115
<i>Шампоров В.А.</i> Свойства ширины спектральной линии параллельных цепочек лжозефсонов-	
ских контактов	117
Шапипо Л.С. Ток-фазовое соотношение для длинного джозефсоновского перехода с 1D майо-	,
рановскими фермионами	. 119
Шапиро Л.С. Резонансный слвиг фазы фотона взаимолействующего с неупорялоченным мас-	,
сивом сверхпроводящих кубитов	. 121
Шукринов Ю.М. Резонансные свойства системы лжозефсоновских перехолов шунтированной	
LCR-контуром	. 123
Шеголев А.Е. Аналитические выражения для ток- и вольт-потоковых характеристик лвухкон-	
тактных и трехконтактных интерферометров	. 125

Щеголев А.Е. Сверхпроводящий сдвиговый регистр и инвертор для обратимых вычислений на	
основе биСКВИДа с джозефсоновским пи-контактом	. 127
Chtchelkatchev N.M. Interplay of ferroelectricity and single electron tunneling	. 129

Секция 2. Магнитные наноструктуры

Аплеснин С.С. Магнитоемкость и спин-стекольные эффекты в тонких пленках Gd _x Bi _{1-x} FeO ₃	133
<i>Багдинов А.В.</i> Намагниченность наноостровковой системы Fe ₂₀ Ni ₈₀ – Со в сильных магнитных полях	135
<i>Беспалов А.В.</i> Синтез пленочных гетероструктур Y ₃ Fe ₅ O ₁₂ /GaN и перспективы их использова- ния в спинтронике	138
<i>Бухараев А.А.</i> Изучение изменения магнитной структуры ферромагнитной нанопроволоки под действием тока высокой плотности	140
Варнаков С.Н. Исследование структурных, оптических и магнитооптических свойств магнит- ных силицидов Fe ₃ Si и Fe ₅ Si ₃	142
Вдовичев С.Н. Исследование эффекта Холла в многослойных пленках Co/Pt с перпендикуляр-	
ной анизотропией и искусственным неоднородным распределением намагниченности	144
Вдовичев С.Н. Перестройка доменной структуры многослойных пленок Co/Pt с перпендику-	
лярной анизотропией под действием импульса тока	146
<i>Воробьева Н.В.</i> Различные типы фотоактивного поведения ферримагнитного диэлектрика Y ₃ Fe ₅ O ₁₂	148
Воробьева Н.В. Огромное магнитосопротивление в гетероструктуре типа «сильный магне-	
тик/полимер» с широкой запрещенной зоной	150
<i>Горев Р.В.</i> Моделирование ферромагнитного резонанса в микрополоске прямоугольной формы	152
<i>Гришин М.В.</i> Перемагничивание ферромагнитных наночастиц током сканирующего туннель- ного микроскопа	154
Гусев Н.А. Магнитооптический коаксиальный волновод с тороидальной магнитной структурой	156
Гусев С.А. Ионно-стимулированная модификация магнитных наноструктур	158
Данилов Ю.А. Ферромагнетизм в InFeAs-слоях, сформированных методом импульсного ла- зерного нанесения	160
Демидов Е.С. Свойства высокотемпературного алмазоподобного ферромагнетика на основе	
кремния с самоорганизованным сверхрешеточным распределением примеси марганца	162
Dorokhin M.V. Time-resolved photoluminescence of ferromagnetic InGaAs/GaAs/δ <mn> structures</mn>	164
<i>Дровосеков А.Б.</i> Исследование высокотемпературного ферромагнетизма нестехиометрических	
сплавов $Mn_xSi_{1-x} (x \sim 0.5)$ методом ΦMP	166
<i>Здоровейщев А.В.</i> Ферроманитный инжектор CoPt в светоизлучающих диодах Шоттки на основе наноразмерных структур InGaAs/GaAs	168
<i>Караштин Е.А.</i> Неустойчивость плоской доменной стенки при протекании электрического тока	170
Kimel A.V. Femtosecond opto-magnetism: from fundamentals to nanoscale dynamics	172
<i>Колмычек И.А.</i> Исследование магнитооптического отклика двумерных периодических магни- топлазмонных структур	174
<i>Кугель К.И.</i> Роль локальной геометрии в формировании спиновой и орбитальной структуры соединений переходных металлов	176
<i>Кудасов Ю.Б.</i> Эволюция зарядового упорядочения в мультиферроике LuFe ₂ O ₄ при высоких давлениях	178
Ляпилин И.И. Спиновые эффекты, индуцированные термическими возмущениями в гибрид- ных наноструктурах	180
<i>Мазуркин Н.С.</i> Исследование влияния технологических факторов на параметры тонких маг- нитных пленок и АМР-сенсоров на их основе	187
Малышева Е.И. Циркулярно-поляризованная электролюминесценция диодов Зеннера на осно-	102
во папоструктур шоаль/(Λ_3 , V ш) D_5	104
состояниями в манганитах	186

Миляев М.А. Особенности температурного изменения функциональных параметров спиновых	
клапанов с синтетическим антиферромагнетиком	188
Миронов В.Л. Ферромагнитный резонанс в системах многослойных ферромагнитных нанодис-	
ков на треугольной решетке	190
Мурзина Т.В. Генерация оптической второй гармоники в ферромагнитных наноструктурах с	
неоднородным распределением намагниченности	191
Нагаев К.Э. Нарушение универсальности дробового шума в казиравновесных спиновых филь-	
трах	193
Овсянников Г.А. Спиновый транспорт в эпитаксиальных гетероструктурах манганит/рутенат	195
Преображенский Р.Ю. Влияние неоднородности распределения намагниченности на чувстви-	
тельность анизотропных магниторезистивных сенсоров	197
Рыков А.В. Люминесцентные свойства спиновых светоизлучающих диодов с легированными	
Мп слоями	199
<i>Рыльков В.В.</i> Высокотемпературный ферромагнетизм пленок Si _{1-x} Mn _x (x = 0.51-0.55), полу-	
ченных импульсным лазерным осаждением	201
Рябкова М.С. Особенности отражения нейтронов от систем с геликоидальным распределением	
магнитной индукции	203
Савицкий А.О. Зависимость межслойного обмена в слоистой структуре Fe/Cr/Gd от толщины	
прослойки Cr	205
<i>Сапожников М.В.</i> Двумерные решетки скирмионов в наноструктурированых магнитных пленках	207
Свечникова Е.К. Генерация второй гармоники в среде с геликоилальным распределением	
намагниченности	. 209
Скопоходов Е.В. Ферромагнитный резонанс в олнослойных и многослойных магнитных мик-	
рополосках	211
Скороходов Е.В. Управляемый пиннинг доменной стенки в ферромагнитной нанопроволоке	
полями рассеяния наночастиц	213
Стогний А.И. Интерфейсный магнитоэлектрический эффект в структурах в виде слоев ко-	
бальта и никеля на подложках GaAs или керамики PZT	214
Усеинов Н.Х. Туннельное магнитосопротивление магнитных точечных контактов	216
Филимонов Ю.А. Спиновые волны в микроструктурах на основе ортогональных пленочных	
ферритовых волноводов	218
Филимонов Ю.А. Анизотропное магнитосопротивление никелевых нанопроволок, сформиро-	
ванных импульсной силовой зондовой литографией из пленок Ni/SiO ₂ /Si(100)	220
Фомин Л.А. Исследование эффекта наведенной намагниченности в магнетосопротивлении	
контактов ферромагнетик – антиферромагнетик	222
Хивинцев Ю.В. Субмикронные спиновые волны в интегральных структурах на основе пленок	
железоиттриевого граната и планарных микроантенн	224

Секция 4. Зондовая микроскопия: измерения и технологии атомарного и нанометрового масштаба

Альперович В.Л. Вицинальные и дислокационные моноатомные ступени на атомно-гладких	
поверхностях GaAs(001)	229
Бухараев А.А. Изучение методами МСМ перестройки намагниченности в ферромагнетиках,	
вызванной упругими напряжениями	231
Быков В.А. Зондовая микроскопия: измерения и технологии атомарного и нанометрового	
масштаба	233
Вдовичев С.Н. Керметы как искусственный многофункциональный материал для создания	
охлаждаемых микроболометров СВЧ-диапазона и микротермометров	237
Володин А.П. Магниторезонансная силовая микроскопия ферромагнитных наноструктур	240
Гращенко А.С. Наноиндентирование и механические характеристики нанопленок карбида	
кремния, выращенных на кремнии методом замещения атомов	242
Гришин М.В. Адсорбция и взаимодействие водорода и кислорода на поверхности единичных	
кристаллических наночастиц золота	244
•	

<i>Гришин М.В.</i> Физико-химические свойства полупроводниковых наноструктурированных пле-	
нок – перспективных газовых сенсоров	246
<i>Гришин М.В.</i> Влияние подложки на каталитические свойства борорганических наночастиц	248
Далидчик Ф.И. Молекулярные диоды и отрицательные дифференциальные сопротивления на	
основе полиоксометаллатов	250
<i>Еремеев С.В.</i> Спин-геликоидальные дираковские состояния в графене	252
<i>Ермолаева О.Л.</i> Исследования магнитных свойств многослойных пленок CoPt с перпендику- лярной анизотропией	254
Жуков А.А. Использование метода зонла Кельвина для исследования покальных свойств одно-	0 .
мерных нанообъектов	256
Зайиев-Зотов С.В. Кулоновская блокала при туннельной спектроскопии высокоомных по-	0 0
верхностей Si(111)-7×7	258
Зайцев-Зотов С.В. Влияние лефектов и атомных ступеней на покальную плотность состояний	200
атомно-чистой поверхности топологического изолятора Bi ₂ Se ₂	260
Зиганшина С.А. АСМ тонких пленок липептила ₁ -валия-1-валин ло и после взаимолействия с	00
парообразными органическими соединениями	262
Зотов А.В. Новые данные о структуре и свойствах моноатомных слоев индия на кремнии	
<i>Каверин Б.С.</i> Образование скелетных форм нанокристаллов карбида титана при MOCVD- осаждении покрытий ТіС на поверхность MVHT	266
Козьмин А М Исспелование размеров магнитных ломенов ферромагнитных пленок в нано-	200
метровом масштабе с помощью магнитно-силовой микроскопии	268
Королев С.А. Микроволновый импеланс тупнельного контакта в теории ближнепольного мик-	
роскопа атомарного разрешения	270
Латышев А.В. Атомные процессы, технологии и свойства полупроводниковых наноструктур	272
<i>Пюбомирский М.</i> Рентгеновский интерферометр на основе двух параллельных микро-зеркал	276
Музыченко Д.А. Атомная и электронная структура Со/Ge наноостровков на поверхности	
Ge(111)	278
Петрова М.Г. Исследование взаимосвязи между электронными корреляциями и локализацией в неупорядоченных пленках β-Та методами dc-транспорта и спектроскопической эллип- сометрии.	280
Путилов А.В. Особенности начальной стадии роста ниобийсодержащих наноструктур на по-	
верхности Si(111)-7×7	282
Русина Г.Г. Структура и динамика тонких пленок свинца на поверхности (111) меди: теория и	
эксперимент	284
Саранин А.А. Атомная и электронная структура атомного сэндвича Tl/Sn на поверхности	
Si(111)	287
<i>Суханова Т.Е.</i> Комплексная диагностика морфологии и локальных механических характери- стик гибридных материалов на основе мультиблочных (сегментных) ПЭИ и МQ-смол ме-	202
тодами АСМ и наноиндентирования	292
<i>Телятник Р.С.</i> Релаксация деформации несоответствия за счет дефектов и критерии образова-	
ния отслоении, дислокации, трещин и тофров в эпитаксиальной тетероструктуре	206
<i>Темирязев А.Г.</i> О влиянии поля зонда в исследованиях методом магнитно-силовой микроско-	290
пин	200
<i>Темирязева М.П.</i> Электрическая литография зондом атомно-силового микроскопа	202
<i>темирляева им.н.</i> Атомно-силовая микроскопия поверхности «гофрированного» графена	302
<i>чиллана и.в.</i> Особенности электронной, спиновой и атомной структуры топологических и изонятовов при контакте с благоволиции матандами.	204
изоляторов при коптакто с олагородными металлами	504
и п-опбиталей зонла	306
Проронталон зонда	500
электронной структуры и возможность генерании спиновых токов	308
Шур В.Я. Формирование самоорганизованных наноломенных структур в сегнетоэлектриках	500
при переключении поляризации в сильнонеравновесных условиях	310

Том 1

Chtchelkatchev N.M. Lacunas in the optical force induced by quantum fluctuations of quasicontinu-

Секция 5. Многослойная и кристаллическая рентгеновская оптика	
Ахсахалян А.Д. Расширение измерительных возможностей серийного профилометра модели 130	317
Belvakov V A Suppression of Inelastic Channals and Long-Living X-Ray Localized Modes	319
Богдиев С А. Основные фундаментальные и прикладные залачи современной физики Солнца	322
<i>Бушуев В 4</i> Многоволновая линамическая теория лифракции нейтронов на пвижущейся фазо-	
вой решетке	324
Вишияков F A Апериолические многослойные зеркала для дабораторных и астрономических	524
исспелований	326
Гайковин ПК Влияние шероховатостей и ошибок толиции плёнок на отражательные характе-	520
пистики эпериолических зеркал	328
Гайгодин ПК Перспектирин е материали и пла апериолинеских зеркал пла EUV-лиапазона	330
<i>Landwurde</i> MB Towcouldberge relepstont peutrelioner of particular Contraction Contra	550
и применения	222
и применения \mathbf{F} применения \mathbf{F} применения \mathbf{S} со нановато стристири	221
2 аписа M. В. Станки на астора АСМ иля измения полном иля изображеной оптическая дифрактометрия 51-ос нанотегероструктуры	334
зорина м.в. Стенд на основе АСМ для изучения подложек для изооражающей оптики	330
<i>Syee C.Ю.</i> Sepкала скользящего падения с увеличенными коэффициентами отражения в рент-	220
	338
<i>Зуев</i> С.Ю. Рефлектометр МР и ЭУФ излучения с монохроматором Черни–1юрнера	340
Кожевников И.В. Рассказ о том, как выросли «цветочки» («наноточки») на зеркале в канале	2.42
	342
Кузин С.В. Методы и аппаратура для решения актуальных задач физики Солнца	344
Лопатин А.Я. Пленочные фильтры в качестве защиты оптики установок ЭУФ нанолитогра-	246
фии от продуктов фотохимического разложения резистов	346
Лукьянов А.Ю. Дифференциальная методика измерения профиля поверхности с помощью	2.40
поляризационного интерферометра	348
<i>Митрофанов А.В.</i> Тонкопленочные рентгеновские фильтры на пористых подложках	350
Михайленко М.С. Эволюция микрошероховатости поверхности плавленого кварца при трав-	0.51
лении высокоэнергетичными ионными пучками	351
Некипелов С.В. Рентгеновские исследования допированных марганцем титанатов висмута	353
Пестов А.Е. Методы формирования и контроля поверхностей подложек для изображающей	
оптики МР- и ЭУФ-диапазона длин волн	355
Полковников В.Н. Многослойные оптические элементы на основе бериллия	357
Пунегов В.И. Дифракция рентгеновского излучения на латерально ограниченной многослой-	
ной структуре	359
Пунегов В.И. Влияние пространственной когерентности синхротронного излучения на рассея-	
ние от многослойной дифракционной решетки	361
Пунегов В.И. Отражение жесткого рентгеновского излучения многослойной дифракционной	
решеткой	363
Рагозин Е.Н. VLS-решетки в спектроскопии и метрологии мягкого рентгеновского диапазона	366
<i>Рощупкин Д.В.</i> Акустоэлектроника: новые материалы, новые тенденции, новые перспективы	368
Свечников М.В. Применение интерферометрии с дифракционной волной сравнения для опре-	
деления шероховатостей среднечастотного диапазона	372
Сивков В.Н. Изучение наноструктурных материалов методами УМР-спектроскопии и рентге-	
новской дифракции	374
Смирнова И.А. Секционная топография на отражение дефектов в однородно изогнутом кри-	
сталле	376
Татарский Д.А. Структурные изменения в свободновисящих пленочных фильтрах при терми-	
ческом отжиге	378
Торопов М.Н. Оптика для светосильных телескопов	380

Содержание

<i>Трушин В.Н.</i> Формирование массивов монокристаллических островков Si для решения задач	
управления параметрами рентгеновских пучков	382
Хаджийский Ф.Ю. Измерение скорости абляции оловянной мишени под действием излучения	
СО2 лазера	384
<i>Цыбин Н.Н.</i> Ве-содержащие многослойные тонкопленочные фильтры	386
Чхало Н.И. Проблемы и перспективы развития лабораторной рефлектометрии в МР- и ЭУФ-	
диапазонах	388
Шапошников Р.А. Многослойные зеркала на основе бериллия для спектрального диапазона	
11–30 нм	390
Шербаков А.В. Стенд для изучения оптики и детекторов в ЭУФ-диапазоне	392
Юнин П.А. Использование внешнего эталона в рентгенодифракционном анализе эпитаксиаль-	
ных слоев	394

Том 1

НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Труды XIX Международного симпозиума

Нижний Новгород, 10-14 марта 2012 г.

Том 1: секции 1, 2, 4, 5

Институт физики микроструктур РАН 603950, Нижний Новгород, ГСП-105, Россия Тел.: (831) 438 51 20, (831) 438 52 26+257, факс: (831) 438 55 53 e-mail: symp@ipm.sci-nnov.ru

Формат 60×90 1/8. Бумага офсетная. Печать цифровая. Гарнитура «Times». Уч.-изд. л. 41,2. Усл. п. л. 46,5. Заказ № 16. Тираж 350.

Издательство ННГУ им. Н.И. Лобачевского 603950, г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23 Тел. (831) 465 78 25

Подготовка оригинал-макета к печати М.Л. Тимошенко, В.В. Шеина

Отпечатано в типографии ННГУ им. Н.И. Лобачевского 603000, г. Нижний Новгород, ул. Б. Покровская, 37 Тел. (831) 433 83 25