НАНОФИЗИКА И наноэлектроника

Труды XXV Международного симпозиума

9–12 марта 2021 г., Нижний Новгород

Том 1

Секции 1, 2, 4, 5

Нижний Новгород Издательство Нижегородского госуниверситета им. Н.И. Лобачевского 2021 УДК 538.9 ББК 22.37; 22.33

H-25

Н-25 Нанофизика и наноэлектроника. Труды XXV Международного симпозиума (Нижний Новгород, 9–12 марта 2021 г.) В 2 т. Том 1. — Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского госуниверситета, 2021. — 521 с.

Организаторы

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации; 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; Благотворительный фонд «От сердца к сердцу».

Сопредседатели Симпозиума

С.В. Гапонов, академик РАН, ИФМ РАН

3.Ф. Красильник, член-корр. РАН, ИФМ РАН

Учёный секретарь Симпозиума

В.В. Румянцев, к.ф.-м.н., ИФМ РАН

Программный комитет

А.Ю. Аладышкин, к.ф.-м.н., В.В. Бельков, д.ф.-м.н. И.С. Бурмистров, д.ф.-м.н. В.А. Бушуев, д.ф.-м.н. В.А. Быков, д.т.н. В.А. Волков, д.ф.-м.н. В.И. Гавриленко, д.ф.-м.н. А.Б. Грановский, д.ф.-м.н. К.Н. Ельцов, д.ф.-м.н. С.В. Иванов, д.ф.-м.н. Е.Л. Ивченко, чл.-корр. РАН В.В. Кведер, академик А.В. Латышев, академик А.С. Мельников, д.ф.-м.н. В.Л. Миронов, д.ф.-м.н. С.А. Никитов, чл.-корр. РАН Д.В. Рощупкин, д.ф.-м.н. В.В. Рязанов, д.ф.-м.н. Н.Н. Салащенко, чл.-корр. РАН А.А. Саранин, чл.-корр. РАН В.Б. Тимофеев, академик Ю.А. Филимонов, д.ф.-м.н. А.А. Фраерман, д.ф.-м.н. Д.Р. Хохлов, чл.-корр. РАН А.В. Чаплик, академик Е.В. Чупрунов, д.ф.-м.н. Н.И. Чхало, д.ф.-м.н.

Организационный комитет

- М.В. Зорина,
- А.В. Иконников, к.ф.-м.н.,
- Д.А. Камелин,
- Р.С. Малофеев,
- С.В. Морозов, к.ф.-м.н.,
- Е.Н. Садова,
- П.М. Марычев, к.ф.-м.н.,
- А.А. Копасов, Е.А. Архипова,

- ИФМ РАН, Нижний Новгород ФТИ им. АФ. Иоффе РАН, Санкт-Петербург ИТФ им. Л. Д. Ландау РАН, Черноголовка МГУ, Москва NT-MDT Spectrum Instruments, Москва ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва ИФМ РАН, Н. Новгород МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, Москва ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург ИФТТ РАН, Черноголовка ИФП СО РАН, Новосибирск ИФМ РАН, Н. Новгород ИФМ РАН, Н. Новгород ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва ИПТМ РАН, Черноголовка ИФТТ РАН, Черноголовка ИФМ РАН, Н. Новгород ИАПУ ДВО РАН, Владивосток ИФТТ РАН, Черноголовка Саратовский филиал ИРЭ РАН, Саратов ИФМ РАН, Н. Новгород МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва ИФП СО РАН, Новосибирск
- ИФП СО РАП, Новосибирск ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород ИФМ РАН, Н. Новгород
- ИФМ РАН, Н. Новгород МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва ИФМ РАН, Н. Новгород ИФМ РАН, Н. Новгород

ББК 22.37; 22.33

- © Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, 2021
- © Институт физики микроструктур РАН, 2021

Симпозиум проводится при поддержке

Генеральный спонсор симпозиума



Группа компаний HT-MДT Спектрум Инструментс, ntmdt-si.ru

Спонсоры симпозиума



Ostec Corporate group ostec-instruments.com



ООО «СПЕКС-ТиАйАй Рус», specs-tii.ru



АО «Завод ПРОТОН (МИЭТ)», z-proton.ru

NEXT II

Результаты предельно высокого качества на повседневной основе

- Исследовательский ACM с исключительным уровнем автоматизации подготовки и проведения эксперимента
- Рекордно низкий уровень шумов и высочайшая стабильность
- Полный набор самых современных методов АСМ, включая методы прыжковой микроскопии (HybriD Mode™)





Остроконечная структура Al₂O₃ полученная с использованием ScanTronic и в ручном режиме



Кристаллы пентацена. ЭСМ карта наложенная на рельеф



Молекулярные цепочки фторалканов F14H20 на слюде



Кристалл поваренной соли

VEGA

Высокопроизводительный АСМ для исследования большеразмерных образцов

- Измерения рельефа и других поверхностных свойств с нанометровым пространственным разрешением на пластинах диаметром до 200 мм, большеразмерных образцах и массивах образцов
- Высочайший уровень автоматизации процессов настройки и измерений
- 50+ современных методов АСМ, включая методы высокоскоростной прыжковой микроскопии
- Быстрое сканирование для рутинных потоковых измерений морфологии структур





HybriDMode[™]

Контроллер HD 2.0

Spectrum Instruments

Реализует самый широкий набор методов прыжковой атомно-силовой микроскопии

- Неразрушающие исследования мягких, хрупких и плохо зафиксированных объектов
- Быстрые количественные наномеханические и объемносиловые измерения, неразрушающие измерения проводимости, пьезоэлектрического отклика, теплопроводности и термоэлектрических свойств, измерения магнитно-силовой, электростатической, сканирующей емкостной или Кельвинзондовой силовой микроскопией
- Новые возможности картирования в зондово-усиленной спектроскопии комбинационного рассеяния (2D TERS mapping)









Рельеф Адгезия Модуль Юнга Латеральный пьезоотклик Неразрушающее исследование пептидных нанотрубок на основе дифенилаланина методом Прыжковой АСМ. Размер скана: 7×7 мкм

ScanTronic[™]

Программный модуль ScanTronic: полностью автоматическая настройка сканирования в полуконтактной ACM

- Автоматическая настройка параметров обратной связи, амплитуды колебаний зонда, значения рабочей точки и скорости сканирования
- Выбор режима притяжения или отталкивания
- Сканирование без артефактов парашютирования или их компенсация
- Блестящие изображения рельефа и фазового контраста на образцах любой морфологии



Техника дойдет до такого совершенства, что человек сможет обойтись без себя Станислав Ежи Лец



Остроконечная структура Al₂O₃ полученная с использованием ScanTronic и в ручном режиме

Массив заготовок АСМ зондов



Нитроцеллюлозная мембрана



ДНК-оригами на слюде



10 MRM

Узнать больше

www.ntmdt-tips.com



NTEGRA II Pro

Легендарный АСМ для научных исследований, оснащенный всеми новейшими решениями



- Открытая архитектура: потрясающая гибкость системы и широчайшие возможности конфигурирования под конкретную научную задачу
- Все самые современные методы ACM, включая самый широкий набор методов прыжковой микроскопии (HybriD Mode)
- Автоматизация эксперимента благодаря интеллектуальному программному модулю ScanTronic
- Возможность развития до АСМ-Раман систем, систем микроскопии и спектроскопии нанометрового пространственного разрешения в видимом, ИК и ТГц диапазоне



АСМ изображение нейтрофилов на стекле



Доменная структура тонкой пьезоэлектрической пленки



Изображение калибровочной решетки, полученное в конфигурации DualScan™



Карта модуля упругости смеси полистирола (голубой) с полиэтиленом (зелёный)

www.ntmdt-si.com

Узнать больше

www.ntmdt-tips.com

NTEGRA II Pro - конфигурации и опции



D NT-MDT

Spectrum Instruments

- Измерения в условиях низкого и среднего вакуума
- Измерения в жидкости и в условиях контролируемой атмосферы
- Измерения при приложении внешнего магнитного поля (горизонтального, вертикального)
- Конфигурации для сканирования зондом или образцом, а также конфигурация DualScan
- Доступ внешних устройств к сигналам АСМ
- Широкий выбор источников системы регистрации изгибов кантилевера на основе полупроводниковых лазеров или суперлюминисцентных диодов











МСМ карты иттриевого железного граната до и после приложения латерального магнитного поля



Карта адгезии пленки битума



Поверхность ВОПГ в вакууме



Карта поверхностного потенциала чешуек WS₂ выращенных на эпитаксиальном графене. Изображение получено в вакууме

www.ntmdt-si.com

Узнать больше

www.ntmdt-tips.com

NTEGRA Spectra II

🖸 NT-MDT

Spectrum Instruments

Многофункциональная автоматизированная система для АСМ-Раман, СБОМ и TERS исследований

- Автоматизированный АСМ высокого разрешения
- Конструктивные решения, оптимизированные для TERS измерений: оптический доступ сверху, снизу и сбоку
- Модульная оптическая система позволяет реализовать любую конфигурацию возбуждения и сбора оптического отклика
- Автоматизированная настройка системы лазер-зонд-фотодиод
- Простая смена длины волны источника излучения оптической системы АСМ
- Легкая и точная настройка объективов
- Сохранность TERS зондов при картировании благодаря использованию HybriD Mode™





Height





PVAC (2839 cm⁻¹ - 2980 cm⁻¹)

PS (3000 cm⁻¹ - 3140 cm⁻¹)

(а) Рамановские спектры поливинилацетата (PVAC) и полистирена (PS), (b) изображение рельефа пленки PS/PVAC. (c)-(d) Рамановские карты полос PVAC и PS

NTEGRA nano IR

Инфракрасная микроскопия и спектроскопия с нанометровым пространственным разрешением

- Рассеивающая ближнепольная оптическая микроскопия (s-SNOM) в видимом, инфракрасном (ИК) и ТГц диапазонах
- Низкий дрейф и высокая стабильность системы
- Универсальный исследовательский АСМ с полным набором самых современных методов исследования морфологии, наномеханических, электрических и магнитных свойств образца, включая методы прыжковой микроскопии (HybriD Mode[™])
- Интеллектуальная система ScanTronic[™] обеспечивает оптимальную для получения s-SNOM контрастов настройку режима взаимодействия зонда и образца





Рельеф (а) и р-СБОМ амплитуда (b) решетки Si/SiO₂







Наложенные на рельеф изображения контрастов отражения при 55 °C (а) и при 67 °C (b), λ = 10.6 мкм. Образец представлен prof. Liu (Stony Brook University, New York, USA)

www.ntmdt-si.com

Узнать больше

www.ntmdt-tips.com

NTEGRA Marlin

Spectrum Instruments

Новейшая система АСМ-Раман-СМИП для биологических исследований

- Высокоскоростная сканирующая микроскопия ионной проводимости
- Бесконтактное исследование живых клеток в естественной физиологической среде
- Измерение механических свойств в широком диапазоне жесткостей
- Patch-clamp измерения с нанометровой локализацией
- Комбинация с оптическими методиками



АСМ-изображение частиц риновируса



СМИП-изображение клеток карциномы РСЗ предстательной железы человека



СМИП карта модуля упругости живого фибробласта. E=2 Pa..3,4 MPa

Дайджесты научных статей

Tip-Enhanced Raman Spectroscopy

СМИП-изображение

живого нейрона из

гиппокампа мыши



Confocal Raman Microscopy

NT-MDT

Scanning Near-Field Optical Microscopy



Контакты

Центральный офис: 4460, г. Москва, г. Зеленоград, проезд 4922, д. 4 стр. 3, 3 этаж Телефон: + 7 (499) 110-2050 E-mail: info@ntmdt-si.ru



www.ntmdt-si.com

Узнать больше

www.ntmdt-tips.com

future's future's

Группа компаний Остек

Наша миссия – находить, поддерживать и развивать передовые разработки для создания новых продуктов для технологического прогресса. Именно поэтому символом нашей компании является поднимающийся росток.

Компания Остек отбирает лучшие инновационные технологии и инструменты, совершенствует их силами собственных инженерных подразделений и предоставляет комплексные решения на международном рынке.



Мы предлагаем наиболее подходящее оборудование, отвечающее индивидуальным требованиям заказчика, глубокое знание технологий и приложений клиента, квалифицированную и надежную техническую поддержку.

Компания Остек представляет на мировом рынке передового исследовательского и промышленного оборудования собственные бренды:

- Конфокальные сканирующие Рамановские микроскопы RAMOS. Широкая линейка от недорогих компактных систем до мультилазерных систем исследовательского класса с уникальными характеристиками и такими опциями, как сканирование гальванозеркалами, CARS микроскопия, 3D сканирование и пр.
- Исследовательские и промышленные ИК Фурье-спектрометры IROS с широким выбором ячеек и дополнительных модулей (ATR, микрообъективы, нагрев/охлаждение образца и др.) и уникальными волоконными зондами FiPOS для онлайн мониторинга химических процессов
- Сканирующие наномеханические тестеры NIOS с модульным дизайном, позволяющим конфигурировать прибор под конкретные задачи и расширять функционал под любые отраслевые и исследовательские приложения (включая уникальную комбинацию с Рамановским микроскопом)
- Компактные спектрометры, монохроматоры-спектрографы, монохроматоры, спектрографы, цифровые камеры и одноэлементные детекторы OCOS
- Онлайн газоанализаторы и газоаналитические системы GAOS SENSON индивидуальные, модульные, стационарные, мультигазовые
- Масс-спектрометры для газового анализа GAOS MS для промышленного применения в различных отраслях промышленности
- Промышленные спектрометры ионной подвижности MaOS
- Защитные системы активного и пассивного подавления вибраций AVOS
- Аналитические металлографические комплексы, системы газовой очистки, оптические нанопрофилометры, сканирующие акустические микроскопы, лазерные элементные анализаторы, оптические эмиссионные спектрометры, лабораторные рентгеновские микроскопы и другое оборудование под брендами Остек

Компания Остек имеет широкую дистрибьюторскую сеть по всему миру и регулярно участвует в ведущих международных отраслевых выставках, таких как CNCLS, CDYPE, analytica China, analytica Munich, SciX, ARABLAB, Pittcon, IFEX, MRS и других.



in the making

Защитные системы активного и пассивного подавления вибраций AVOS



Линейка виброзащит AVOS включает активные и пассивные виброизолирующие платформы комплексы из платформ для изоляции массивного оборудования. В дизайне AVOS реализованы современные конструкторские решения:

- Активные элементы на базе электромагнитных приводов (Voice coils). Системы AVOS более эффективно подавляют шумы в диапазоне о – 2 Гц, чем их аналоги с пьезо-приводами.
- Рабочий ход (actuator stroke) электромагнитных приводов примерно в 10 раз больше, чем для пьезо-приводов, и обеспечивает эффективное подавление даже очень сильных шумов.
- Раздельная отработка вибраций по трём осям Х, Ү и Z в шести степенях свободы. Минимизируется перекрёстное влияние шумов от различных источников в процессе их подавления.
- Полностью автономная работа. Платформы AVOS не требуют настройки после инсталляции. Но по требованию клиента возможно удалённое подключение нашего инженера для проверки уровня вибраций и тонкой настройки изоляции.
- Интеллектуальные алгоритмы позволяют сдвигать полосу подавления в диапазоне от о до 3000 Гц, подстраиваясь под нестандартные источники шумов.
- Высота напольных изолирующих комплексов не более 75 мм.

Установка виброзащитных платформ под массивное оборудование очень проста, и не требует дополнительных решений инженерных для модификации уровня пола, и т. п.



Без виброзащиты AVOS



С виброзащитой AVOS



info@ostec-instruments.com



in the making

The First transparent nanoindenter with Raman

NanoScan Nanomechanical Testers

Raman measurements simultaneously with localized mechanical tests

Applications

- Instantaneous determination of the tip vs surface position
- In-situ observation of the surface/coating behavior during the indentation and scratching
- Direct contact area measurements for the improved machanical properties measurement
- In-situ measurement of crack propagation and film delamination
- Raman spectroscopy measurement during the indentation

Key NanoScan advantages

- Flexible instrument configuration according to the customer's tasks and budget
- Wide range of loads and displacements in single indentation head
- Automation of measurements (including scripting command language and batch data processing)
- Wide range of methods supplied with default instrument configurations



future's in the making

0

+ 7 (800) 700-65-55 info@ostec-instruments.com

SPECS

МОДУЛЬНЫЕ АНАЛИТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

✓ Модульные аналитические системы SPM, XPS, PEEM/LEEM, ARPES, NAP-XPS, HAXPES, AES, MBE, UPS, SIMS

✓ Вакуумные компоненты: ионные, электронные, рентгеновские, УФ и плазменные источники



НАСТОЛЬНЫЙ СЭМ

✓ Ускоряющее напряжение: 5 кВ, 10 кВ, 15 кВ

✓ Увеличение (в пересчете на отпечаток 128 мм*96) мм): Х10 – Х100 000

Режимы визуализации:

www. specs-tii. ru

info@specs-tii. ru

Тел. +7 (495) 920 90 05

Режим высокого вакуума: вторичные электроны, обратно-рассеянные электроны (структура, топографическое или теневое изображения), 3D

Режим низкого вакуума: обратно-рассеянные электроны (структура, топографическое или теневое изображения), 3D

СВЕРХВЫСОКОВАКУУМНЫЕ СЗМ UNISOKU

- Рабочие температуры от 0.04 К до КТ
- Магнитное поле с индукцией до 15 Тл
- ✓ Давление 3*10⁻⁸ Па
- ✓ Порты для дополнительных модулей (детектор дифракции, ионная пушка, колонна оптического и электронного микроскопов)
- ✓ Функции AFM, SEM, TERS, MBE, SP-STM
- ✓ Многозондовые СЗМ

SP€CS



SPECS"



АО «Завод ПРОТОН»

124498, Москва, Зеленоград, пл.Шокина, д.1 +7 (495) 364-60-93 b_loginov@mail.ru metrology@z-proton.ru www.z-proton.ru www.microscopy.su www.микроскоп.su





Микроскоп сканирующий зондовый «СММ-2000»

атомное разрешение в STM и AFM, неприхотливость к вибрациям и влажности, высокая надежность, применимость для учебной сборки/разборки в ВУЗ-ах, точность 1 нм выхода на ту же точку при обратной установке образца после его снятия, режимы снятия электропроводности, потенциалов, ёмкости, электро- и фото- люминесценции, фоточувствительности, эл.плотности, трения, адгезии, упругости, теплопроводности, вязкости, намагниченности, чувствительности с коэрцитивной силой, насыщением и остаточным полем по пьезо- и магнитным образцам и т.д., морфологический, фрактальный, Фурье-анализы и анализ шероховатости, регулировка температуры образца от -40°С до +150°С (опция +800°С), стоимость 590 000р., скидки от количества, срок поставки 10 дней, курсы обучения, сервис 10 лет.



UHV-cryo-STM, 5К, 10⁻¹¹мбар



STM/AFM in-situ под магнетронами







Меры ПРО-10 Госреестр №66933-17 Ra от 5нм до 80мкм



Профилометр модели 130 http://prof130.ru Измерение Ra, Rz и ещё 28 параметров шероховатости диапазон по Ra 0,012 – 50 мкм, чувствительность 0,001 мкм длина трассы до 40 мм, 1-14 класс по ГОСТ 2789 Госреестр №33319-13, межповерочный интервал 2 года цена 354 000р., скидки, поставка 20 раб.дней, с обучением



Контурограф модели 220 Измерения длин, углов, радиусов, диаметров и шагов диапазон 220мм (опция 1000мм), чувствительность 0,1мкм погрешость длин 0,2%, углов 0,1°, радиусов 0,1% Госреестр №58193-14, межповерочный интервал 2 года цена 1,9 млн.руб, поставка 30 раб.дней, с обучением

АFM с машиной разрыва

Секция 1

Сверхпроводящие наносистемы

Resistivity of thin disordered superconducting YBCO films in external magnetic fields

A.V. Antonov¹, V.K. Vasiliev², D.V. Masterov¹, A.N. Mikhaylov², S.V. Morozov¹, S.A. Pavlov¹, A.E. Paraphin¹, D.I. Tetelbaum², S.S. Ustavschikov^{1, 2}, and D.A. Savinov^{1, 2, *}

¹ Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, 603950 Nizhny Novgorod, GSP-105, Russia

² Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, 23 Gagarina, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

*sainovda@ipmras.ru

We report the disorder effect on transport properties of $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ epitaxial thin films in external magnetic fields. The disorder was produced by several successive acts of xenon ion implantation resulting in a random distribution of the diffusion coefficient $D(\mathbf{r})$. Controlling a total accumulated dose of implanted ions n_D , we carried out transport measurements in *ab*-plane for temperatures *T* below critical value $T_{c0} = 91$ K and external magnetic fields *H* up to 11 T. For a fixed *H* below H_{c2} and rather large doses n_D , we observed a non-monotonous temperature behavior of $\rho(H)$ -slope. This appears to be relevant because the slope can reveal some nonconventional features of the flux flow regime in superconductors. We expect that our observation is a consequence of randomly distributed $D(\mathbf{r})$.

In a type-II superconductors, magnetic field can penetrate into the sample in the form of vortices. The defects and the intrinsic disorder of the underlying crystalline lattice induce inhomogeneities in the superconducting order parameter, and the vortex lattice becomes pinned to the crystalline lattice. For transport current densities *j* below some critical value j_c the vortices remain pinned. However, at $j > j_c$, the vortices begin to move, generating dissipation, and the system acquires nonzero resistivity ρ . At relatively weak magnetic fields, the dependence $\rho(H)$ can be established from rather general considerations. It is well known as a flux flow resistivity [1]. That resistivity is given by the Bardeen-Stephen relation:

$$\rho_{BS} = \rho_n \cdot H / H_{c2}, \qquad (1)$$

where ρ_n is the resistivity in the normal state, $H_{c2} = \Phi_0 / 2\pi\xi^2$ is the upper critical field, and ξ is the superconducting coherence length. The formula (1) is valid for temperatures *T* not too close to the critical temperature T_{c0} . So, for $T \rightarrow 0$, the flux flow resistivity is almost temperature independent. Though, considering slightly higher temperatures, the flux flow resistivity becomes temperature dependent. It is a monotonically increasing function of *T* and can be approximately described by the Ginzburg-Landau model:

$$\rho_{BS} \propto \xi^2 = \xi_0^2 (1 - T / T_{c0})^{-1}, \qquad (2)$$

where $\xi_0 = \xi (T = 0)$.

The formulas (1) and (2) describe the flux flow behavior of superconductors either in the clean limit $(\ell > \xi_0)$ or in dirty one $(\ell < <\xi_0)$. However, taking into account random fluctuations of gap magnitude as well as diffusion coefficient $D(\mathbf{r})$, an additional [to the Bardeen-Stephen value] contribution to the resistivity appears in the flux flow regime which was recently predicted theoretically in Ref. [2]. As a result, the whole flux flow resistivity (which is also linear with H) exhibits strong temperature dependence for $T \rightarrow 0$ in contrast to Eq. (1). It can be rather complicated depending on the temperature behavior of the inelastic relaxation time (see details in Ref. [2]).

In a present work, we experimentally studied a temperature behavior of longitudinal resistivity for thin disordered superconducting films based on YBa₂Cu₃O_{7-x}. Our study was performed as for a virgin sample as for disordered one. As a virgin sample we chose a narrow bridge made of a thin superconducting film of YBa₂Cu₃O_{7-x}. It had the following main parameters: a width $w = 50 \mu m$, a long L = 250 μ m, and a thickness d = 50 nm. The superconducting transition occurred at $T_{c0} = 91$ K. So, we carried out transport experiments for different temperatures below 91 K, using an external perpendicular magnetic field H up to 11 T. Field dependencies of ab-plane resistance $R = \rho \cdot L / wd$ allow us to analyze the peculiarities of R(H)-slope that occur when the temperature changes. To clarify the effect of disorder we performed several acts of xenon ion implantation. Each act was characterized by a total accumulated dose of implanted ions n_D . In Fig. 1, we demonstrate typical dependencies R(H) obtained at different temperatures T for the virgin sample $(n_D = 0)$ and for the disordered one $(n_D = 5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}).$



Fig. 1. Experimental resistive curves R(H) obtained for several temperatures T and two doses $n_D = 0$ (virgin sample) and $n_D = 5 \cdot 10^{12}$ cm⁻² (temperature values are presented in the graph)

We also present the derivative $\partial R / \partial H$ versus temperature in Fig. 2. The plots are obtained for a given external magnetic field (H = 6 T) and several implantation doses $n_D = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, and $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Note, that for the virgin sample $(n_D = 0)$, we demonstrate in Fig. 2 the maximal values of $\partial R / \partial H$ (taken in the region when $R \propto H$, see Fig. 1) for different temperatures. For this case, the film appears to be quasihomogeneous and, therefore, temperature behavior of R(H)-slope can display the peculiarities of the flux flow resistivity. Indeed, it monotonically increases with T and well described by Bardeen-Stephen model [see Eqs. (1) and (2)] which is demonstrated in Fig. 2. Though, considering higher n_D , there appears the pinning centers inside the film and the nonhomogeneous properties become substantially relevant. This leads to another dependence of the derivative $\partial R / \partial H$ versus temperature – there appears a region when ρ is monotonically decreasing while T increases (see Fig. 2). Moreover, this unconventional region becomes broadened into the lower temperatures for higher doses n_D when spatial fluctuations of D(r) become more relevant. Particularly for $n_D = 5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, we can reveal it from rather low temperature of the order of 60 K. We expect that our observation is a consequence of randomly distributed D(r) induced by ion implantation. We emphasize, that our measurements appear to be important in view of recent theoretical studies [2] concerning unconventional temperature behavior of the flux flow resistivity in superconductors with random spatial fluctuations of the system parameters.

In our further experiments, we will continue to gradually increase n_D and study the resistive curves for more disordered films.



Fig. 2. Typical plots of experimental dependencies $\partial R / \partial H$ versus temperature *T* presented for $n_D = 0$ (virgin sample), $n_D = 10^{12}$ cm⁻², $n_D = 3 \cdot 10^{12}$ cm⁻², and $n_D = 5 \cdot 10^{12}$ cm⁻²

This wok was supported by the Russian Foundation for Basic Research under Grant No. 18-42-520051 and the Russian state contract no. 0035-2019-0021. The work was done using facilities of Center "Physics and technology of micro- and nanostructures" at IPM RAS.

Literature

- Bardeen J., Stephen M.J. // Phys. Rev. 140, A1197 (1965).
- Smith M., Andreev A.V., Feigel'man M.V., Spivak B.Z. // Phys. Rev. B, V. 102, 180507(R) (2020).

Analytical solutions of phase difference in LJJ with second harmonic in the current phase relation: classification and constraints of existence

P.Kh. Atanasova^{1,2,*}, S.A. Panayotova²

¹ Joint Institute of Nuclear Research, Dubna, Moscow Region, 141980, Russia.

² University of Plovdiv Paisii Hilendarski, 24 Tzar Asen, 4000 Plovdiv, Bulgaria.

*poli@jinr.ru

In this work nonlinear differential equation with boundary conditions describing the distribution of the phase difference in a long Josephson junctions is analyzed. The case of second harmonic in the current phase relation is modeled with double sine-Gordon equation. Unlike the case of traditional sine-Gordon, here analytical investigations haven't made before. In our work analytical solutions of the considered problem are obtained. The main issue that was raised was the applicability of the obtained analytical expressions and the comparison with numerical results. The aim of the paper is to describe the corresponding constraints in which each solution is applicable. Complete analysis of all types of analytical solutions that could be obtained, as well as classification of the conditions under which they are implemented is made. This would be useful for future extended applications of analytical solutions, and a continuation for all cases in which analytics is an impossible way and only numerical methods are used for analysis.

Introduction

Interest in Josephson junctions (JJs) has made great progress as we enter the 21st century, since the beginning of the technology age. The important place of JJs in nanophysics is reason for investment of resources which are focused on the development of nanotechnology. Brian Josephson's discovery led to in-depth experiments linked to the applicability of the junction. We investigate the junction which is called "Long JJ". In this case the system composed of two superconducting metal divided by dielectric layer. In modern junctions there is also experiment by adding other layers such as different types of ferromagnets. This leads to a modification of the corresponding mathematical model.

Superconductivity is the result of the correlated motion of electrons in a superconducting solid and electron pairs called Cooper pairs are formed. When these pairs move from one superconductor to another through the thin insulating layer, a movement is formed that represents the Josephson current $I_{\rm S}$.

Mathematical model

The interaction between the Josephson current I_S and the phase difference φ of the wave functions of the Cooper pairs in the superconducting layers can be considered as

odd 2π -periodic function [1,2]. It can be represented in order of Fourier series of sinuses:

$$I_s = I_c \sin \varphi + \sum_{m=2}^{\infty} I_m \sin m\varphi.$$

Here I_c is the critical current of JJ, a I_m -amplitudes to the higher harmonics. It has been proven by a physical experiment [3] that some types of junctions can be described by the first two harmonic:

$$I_s = a_1 \sin \varphi + a_2 \sin 2\varphi.$$

The distribution of the magnetic flux φ in JJ is described by the "double sine-Gordon" equation with Neumann boundary conditions. We will consider the analytical solutions obtained from the stationary case. There is a disappearance of the dissipative term in the complete equation. In this case, the boundary problem is as follows:

$$\varphi''(x) - a_1 \sin \varphi(x) - a_2 \sin 2\varphi(x) + \gamma = 0,$$
$$x \in (-l, l) \quad (1)$$
$$\varphi'(-l) = \varphi'(+l) = h_e \quad (2).$$

Here h_e is the magnitude of the external magnetic field in the direction of the axis y, γ is the external current, a_1 and a_2 are the amplitudes corresponding to the first anad second harmonics in Fourier series, (-l, l) is the interval, where the junction is considered.

Results

Analytical solutions for stationary equation (1) with boundary conditions (2) are obtained. The method for their preparation is described in detail in [4,5] for another analytical solution. A polynomial is formed during the solution $P(u) = -2a_2u^2 - 2a_1u + a_2 + 2E$. Polynomial analysis is essential to obtain amplitude values a_1, a_2 and energy of the system *E*, in which the specific analytical solution will appear, depending on the roots of the polynomial u_1 and u_2 . The polynomial must not accept negative values. This inequality classifies several groups of constraints on the parameters under which each solution occurs.

If $a_2 < 0$, $E = -(a_1^2 + 2a_2^2)/4a_2$, $u_{1,2} = -a_1/2a_2$, the solution of $P(u) \ge 0$ is $(-\infty; \infty)$, but $u(x) \in$ [-1,1] because $u(x) = \cos \varphi$ therefore the following ordinances for the roots u_1 and u_2 are obtained: $u_{1,2} >$ $1 \ge u(x) \ge -1, 1 > u_{1,2} \ge u(x) \ge -1, 1 \ge u(x) \ge$ $u_{1,2} > -1, 1 \ge u(x) \ge -1 > u_{1,2}$. From $a_2 < 0$, $E < -(a_1^2 + 2a_2^2)/4a_2$,

$$u_1 = -\frac{a_1 - \sqrt{a_1^2 + 2a_2^2 + 4a_2E}}{2a_2}$$
, $u_2 = -\frac{a_1 + \sqrt{a_1^2 + 2a_2^2 + 4a_2E}}{2a_2}$

follows $u(x) \in (-\infty, u_1] \cup [u_2, +\infty)$ and the roots can be: $u_2 > u_1 > 1 \ge u(x) \ge -1, u_2 > 1 > u_1 \ge u(x) \ge -1, 1 \ge u(x) \ge u_2 > -1 > u_1, 1 \ge u(x) \ge -1 > u_2 > u_1$.

In the case of $a_2 < 0$, $E > -(a_1^2 + 2a_2^2)/4a_2$, we don't thave an analytical solution. A more detailed study of the cases $a_2 > 0$ and $a_2 = 0$ can be found in [6]. One of the solutions for magnetic flux distribution is as follows:

$$\varphi(x) = \arccos\left\{\frac{1 - A \sin^2[B, r]}{1 - C \sin^2[B, r]}\right\}$$
$$A = \frac{2 u_1}{1 + u_1}; C = \frac{2}{1 + u_1};$$
$$B = \sqrt{2^{-1}|a_2|(1 + u_1)(1 + u_2)}(x - x_0);$$
$$r = \sqrt{\frac{2(-u_1 + u_2)}{(1 + u_1)(-1 + u_2)}}.$$

The solution is obtained by the following ordinance of the roots of the polynomial $P(u): u_2 > u_1 > 1 \ge u(x) \ge -1$. In Fig.1 left panel we demonstrate the plane on $a_1 \bowtie a_2$, in which that limitations $u_1, u_2 > 1$,

Using this information, we found the values of the parameters needed to obtain this solution. A graph corresponding to these constraints was made for the case of parameters: $a_1 = 3$, $a_2 = -0.5$, E = 4. The ordinance of the roots of the polynomial is also observed. This is demonstrated in the graph in the right panel. Also the

polynomial must take positive values in [-1,1] which is obviously seen. The three values of the case under consideration is one point of the region in Fig. 2. The presented solution in this paper can be observed only in this class of parameters.



Fig. 1. Left panel: plane on $a_1 \bowtie a_2$. Right panel: specific values of $a_1 \bowtie a_2$, E, at which the limitations are fulfilled



Fig. 2. Region of $a_1 \in [-3,5]$, $a_2 \in [-3,0]$, $E \in [2,10]$ in which $u_2 > u_1 > 1$ and $a_1^2 + 2a_2^2 + 4a_2E > 0$

In conclusion, we can say that obtaining analytical solutions is not enough. Analyzes of the values of the parameters that can use the specific solution are needed. By the type of solution we can predict at such values will occur. This would be useful for further numerical analysis.

The work is partially supported by the Program "JINR -Bulgaria". S.Panayotova gratefully acknowledge the supports by grant of MU19-FMI-010 from Bulgaria National Science Fund at PU "Paisii Hilendarski" and National Scientific Program "Young scientists and Postdoctoral candidates".

References

- 1. Barone A., Paterno G. // Mir (1984).
- 2. Likharev K. // Moscow, "Nauka" (1985).
- E. Goldobin, D. Koelle, R. Kleiner, and A. Buzdin // Phys. Rev. B 76, 224523(2007)
- H.D.Dimov, P.Kh.Atanasova and S.A.Panayotova // AIP Conf. Proceedings 2164, 100001 (2019).
- P.Atanasova, H. Dimov,// Proceedings of the Scientific Conference Innovative ICT in Research and Education (2018).
- S. A. Panayotova, // Scientific Works of the Union of Scientists in Bulgaria – Plovdiv, Vol. XIX (in print)(2021).

Superconducting diode effect in curved proximitized nanowires

A.A. Kopasov^{1, *}, A.G. Kutlin², A.S. Mel'nikov^{1,3}

¹ Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, 603950 Nizhny Novgorod, GSP-105, Russia.

² Max Planck Institute for the Physics of Complex Systems, D-01187 Dresden, Germany.

³ Sirius University of Science and Technology, 1 Olympic Ave, 354340 Sochi, Russia.

*kopasov@ipmras.ru

We study the key features of the Josephson transport through a curved semiconducting nanowire. Based on numerical simulations and analytical estimates within the framework of the Bogoliubov - de Gennes equations we find the ground state phase difference between the superconducting leads tuned by the applied magnetic field driving the system from the topologically trivial to the nontrivial superconducting state. It is shown that both the subgap and continuum quasiparticle levels are responsible for the unusual behavior of the anomalous phase. It is demonstrated that the presence of the crossover region on the magnetic field dependencies of the anomalous phase reveals itself in the superconducting diode effect. The resulting tunable phase battery can be used as a probe of topological transitions in Majorana networks and can become a useful element of various quantum computation devices.

Introduction

Semiconducting nanowires with strong spin-orbit interaction and induced superconductivity have been intensively studied in the past decade as the perspective devices for the realization of the Majorana states. Experimental implementation of the suggested braiding protocols requires the fabrication of complex networks of Majorana wires which stimulates the interest in the studies of the interplay between nontrivial topology and geometry-induced effects. It has been recently predicted that the Josephson junctions formed by proximitized nanowires connected with an offset angle should exhibit an anomalous Josephson effect [1]. Such behavior stems from the geometry-induced switching of the direction of the spin-orbit field which leads to the appearance of the anomalous phase shift in the ground state of such junctions. The resulting anomalous phase is shown to be equal to the offset angle χ . However, the analysis of this effect has been restricted to the limit of large Zeeman fields (far from the topological transition in the topologically nontrivial phase) and included only the contribution from the subgap quasiparticle states. This approach can't be used in the vicinity of the topological transition when the Kitaev model for the induced p-wave superconducting correlations in the lowenergy spin split subband is no more valid and both spin split Zeeman subbands should be taken into account. Another crucial aspect for the analysis of the Josephson effect in topological nanowire junctions is that both subgap and continuum states contribute to

supercurrent even in the case of short junctions with the sizes less than the superconducting coherence



Fig. 1. Schematic picture of curved nanowire junction with the superconducting phase difference φ and the geometrical offset angle χ . Panels (a) and (b) show orientations of the spin splitting field considered in the present work. In panel (a) semiconductor/superconductor (SM/SC) nanowires are subjected to the external magnetic field *H* while on the panel (b) a textured spin splitting field h is induced in nanowires via a spindependent tunneling through the ferromagnetic insulator (FI)

length [2]. The main goal of the present work is to study the features of the anomalous Josephson effect in short junctions within the full range of Zeeman fields covering both topologically trivial and nontrivial regions of the phase diagram.

Model equations

Our analysis is based on Bogoliubov-de Gennes equations for a curved nanowire junction $H_{BdG}(s)\Psi(s) = E\Psi(s)$, where

$$H_{BdG}(s) = \xi(s)\tau_z + \boldsymbol{h}(s)\boldsymbol{\sigma} + |\Delta|[\tau_x \cos\varphi(s) - \tau_y \sin\varphi(s)] - \alpha \{\sigma_n(s), p\}/2.$$
(1)

Here the coordinate *s* parametrizes the wire location $\mathbf{r}(s) = [x(s), y(s)], \xi(s) = p^2/2m - \mu, p = -i\partial_s, \alpha$ is the spin-orbit coupling constant, $\mathbf{\sigma}_n(s) = \sigma_x \sin\chi(s) - \sigma_y \cos\chi(s), \sigma_i$ and τ_i (i = x, y, z) are the Pauli matrices acting in the spin and electron-hole space, respectively. Spin splitting field profiles $\mathbf{h}(s)$ considered in this work are shown in panels (a) and (b) in Fig. 1. The zero-temperature current-phase relations have been calculated from the excitation spectrum of the system. We also investigate the superconducting diode effect and introduce I_{c+} (maximum of the Josephson current) and I_{c-} (absolute value of the minimum current).

Results



Fig. 2 Dependencies of the ground state phase difference on the spin splitting field for the system configurations shown in Fig. (1a) and (1b). We take $\mu = |\Delta|$ and $ma^2 = 0.2|\Delta|$ to produce the plots

Typical dependencies of the anomalous phase on the spin splitting field for both system configurations are shown in Fig. 2. One can see that for the configuration shown in Fig. (1a) the anomalous phase vanishes deeply in the topologically trivial region, grows in a certain field range around the topological transition and then saturates at large magnetic fields. We note that our numerical results for this case appear to be in a good agreement with derived analytical expressions. Quite opposite to the spin splitting profile (1a), we find that for the profile shown in Fig. (1b) the crossover region extends far into the topologically nontrivial phase, so that the anomalous phase shift deviates from the offset angle even far from the topological transition. We find that both the subgap and the continuum quasiparticle levels are responsible for the deviations of the ground state phase difference from the geometrical phase χ .

We find that for both orientations of the spin splitting field the presence of the above-mentioned crossover reveals itself in the superconducting diode effect: the magnitude of the critical current depends on the direction of the applied current [see Fig. 3].



Fig. 3. Dependencies of the maximum and the absolute value of the minimum of the Josephson current on the spin splitting for the system configurations shown in Fig. (1a) and (1b). We take $\mu = |\Delta|$, $m\alpha^2 = 0.2|\Delta|$ and $\chi = \pi/2$ to produce the plots

Thus, we have uncovered and explained the crossover between the conventional and the anomalous Josephson effect in curved nanowire junctions as both proximitized nanowire parts undergo a topological phase transition. We have demonstrated that the above crossover reveals itself in the superconducting diode effect.

Acknowledgements

This work was supported in part by the Russian Foundation for Basic Research under Grant No. 19-31-51019. The work involving numerical calculations for the case of a textured spin splitting field was supported by the Russian Science Foundation (Grant No. 20-12-00053).

References

- Spanslatt C. // Phys. Rev. B 98, 054508 (2018);
 A.G. Kutlin and A.S. Mel'nikov // Phys. Rev. B 101, 045418 (2020).
- San-Jose P., Cayao J., Prada E., and Aguado R. // New J. Phys. 15, 075019 (2013).

Effects of photon statistics in wave mixing of classical and nonclassical light on a single superconducting qubit

W.V. Pogosov*1, 2, A.Yu. Dmitriev³, O.V. Astafiev^{3, 4, 5, 6}

¹ Dukhov Research Institute of Automatics (VNIIA), Moscow, Russia, 127055.

² Institute for Theoretical and Applied Electrodynamics, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia, 125412.

³ Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprundiy, Russia, 140108.

⁴ Skolkovo Institute of Science and Technology, Moscow, Russia, 121205.

⁵ Physics Department, Royal Holloway, University of London, Egham, Surrey TW20 0EX, United Kingdom.

⁶ National Physical Laboratory, Teddington, TW11 0LW, United Kingdom.

*walter.pogosov@gmail.com

We theoretically consider wave mixing under the irradiation of a single qubit by two photon fields. The first signal is a classical monochromatic drive, while the second one is a nonclassical light. Two examples of a nonclassical light are addressed: (i) a broadband squeezed light and (ii) a periodically excited superposition of Fock states with 0 and 1 photons. The mixing of photon fields gives rise to side peaks due to the elastic multiphoton scattering. We show that side peaks structure is qualitatively distinct from the situation when two classical fields are mixed. Particularly, certain side peaks are absent. The analysis of peak amplitudes can be used to probe a photon statistics in a nonclassical mode.

Introduction

Recent progress in microfabrication methods and quantum fields control resulted in the possibility to realize nonlinear optical effects on the level of a single artificial quantum system. An example of such a phenomena is a wave mixing on a single artificial atom that was demonstrated experimentally [1,2]. In [2] wave mixing of continuous coherent waves on a superconducting flux qubit coupled to the coplanar waveguide was demonstrated and existence of narrow side peaks of different orders in nonlinearity was observed, which have been attributed to elastic multiphoton scattering.

Although both the experimental and theoretical results of [2] were obtained for coherent waves only, it was suggested that amplitudes of side peaks, in general, should be sensitive to photon statistics of incident waves and this feature can be used to probe the statistical properties in the nonclassical mode. We here theoretically address this issue.

Qubit irradiation by two coherent waves

Let us consider the dynamics of the qubit coupled to the transmission line under the classical drive with two frequencies ω_1 and ω_2 , amplitudes being Ω_1 and Ω_2 , respectively. The relaxation Γ is radiative due to the photon emission into the waveguide and $|\omega_1 - \omega_2| \ll \Gamma$. We switch to the rotating frame with $\omega_d = (\omega_1 + \omega_2)/2$ introduce and notations $\delta \omega = \omega_1 - \omega_d = \omega_d - \omega_2$. It is straightforward to find a quasistationary solution of the Maxwell-Bloch equations. Spectral components of $\langle \sigma_{-} \rangle$ are illustrated in Figure 1 at $\Omega_1 = \Omega_2 = 0.15\Gamma$, $\Delta \omega = 0$, $\Gamma = 2\gamma$. There was observed a good agreement between theory and experiment [2]: Processes involving 2p + 1photons produce spectral peaks at frequences $(p+1)\omega_1 - p\omega_2$ and $(p+1)\omega_2 - p\omega_1$.



Fig. 1. Spectral components of $\langle \sigma_{-} \rangle$ in the case of qubit irradiation by two coherent waves (see in the text)

Qubit irradiation by a coherent wave and squeezed light

We now address the effect of the simultaneous irradiation of the qubit by the coherent drive with frequency ω_1 and squeezed light produced by degenerate parametric amplifier, while ω_2 is a pump frequency. The output field of the amplifier is a finite-bandwidth squeezed light. From the solution of equations of motions we find that (i) peaks structure in the spectrum is not identical to that in the case of two coherent fields, (ii) nonzero squeezing together with classical drive produces side peaks, (iii) without classical drive, no peak appears under the irradiation by only a squeezed light. Spectral components $S(\omega)$ of $\langle \sigma_{-} \rangle$ are shown in Figure 2 at $\Omega_1 = 0.15\Gamma$, $\Delta \omega = 0$, $\Gamma = 2\gamma$ and for the pure squeezed state. Compared to Figure 1, some peaks are absent.

The obtained results can be qualitatively explained as follows. A broadband output field from the degenerate parametric amplifier contains correlated photon pairs with energy $2\omega_2$. Hence there is no resonant frequency for a single photon, but there is such a frequency for each correlated photon pair. Therefore no peak appears in the spectrum of $\langle \sigma_{-} \rangle$ without an additional coherent field. The first side peak appears at $3\delta\omega$ and it corresponds to the multiphoton process when a photon couple with total frequency $2\omega_2$ is absorbed and a single photon with the frequency ω_1 is emitted, giving rise to the output photon with $2\omega_2 - \omega_1 = \omega_d - 3\delta\omega$. The peak at $-5\delta\omega$ appears as a result of the absorption of three photons of frequency ω_1 and the emission of a photon couple having a total frequency $2\omega_2$. And so on.



Fig. 2. Spectral components of $\langle \sigma_{-} \rangle$ in the case of qubit irradiation by a coherent wave together with the pure squeezed light light (see in the text)

References

 Dmitriev A.Yu., Shaikhaidarov R., Antonov V.N., et al. // Nat. Commun. V. 8, 1352 (2017).

Qubit irradiation by a coherent wave and $|0\rangle + |1\rangle$ photon states

We now consider another example of wave mixing, when nonclassical light is represented by periodically generated superpositions of Fock states with 0 and 1 photons, which are produced in the relaxation process to the waveguide of an additional qubit.

From the solution of the equations of motion we find that there appear only three spectral components of $\langle \sigma_{-} \rangle$. They are shown in Figure 3 at $\Omega_1 = 0.15\Gamma$, $\Delta \omega = 0$, $\Gamma = 2\gamma$, $\gamma = \gamma_e$. A single side component appears due to the absorption of two photons of the coherent wave with frequency ω_1 and the emission of a single photon at frequency ω_2 , since there can be no more than a single photon in the second signal which is fundamentally nonclassical.

Summary

We considered theoretically wave mixing between the classical monochromatic signal and a nonclassical light. The mixing occurs due to the interaction of two photon fields on a single qubit that gives rise to elastic multiphoton processes. The spectrum for the emitted light, which contains side peaks attributed to nonlinearities of various orders, is distinct from the similar spectrum in the case of qubit irradiation by two classical drives. The reason is that nonclassical photon fields are characterized by zero occupancies of certain Fock states. Thus, the amplitudes of side peaks can be used to probe nonclassical light statistics.



Fig. 3. Spectral components of $\langle \sigma_{-} \rangle$ in the case of qubit irradiation by a coherent wave together with the 0 + 1 photon states (see in the text)

 Dmitriev A.Yu., Shaikhaidarov R., Hönigl-Decrinis T., *et al.* // Physical Review A V. 100, 013808 (2019).

Peculiarities of local and global electronic properties of 3D topological

D. Roditchev^{4,1,*}, V.A. Sheina¹, D.A. Khokhlov^{2,1}, R.S. Akzyanov^{2,1}, D. Lvov³, S.N. Kozlov^{1,4}, D.S. Yakovlev¹, O.V. Skryabina^{1,3}, V.L. Gurtovoy¹, S. Pons⁴, S. Vlaic⁴, H. Aubin⁴, T. Cren⁵, M.Yu. Kupriyanov⁶, V. Vinokur⁷, A. Golubov^{1,8}, V.S. Stolyarov^{1,2}

¹ Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), per. Institutsky, 9, Dolgoprudny, 141700

² All-Russian Scientific Research Institute of Automation named after N.L. Dukhova, st. Suschevskaya, 22, Moscow, 127055

³ Institute of Solid State Physics RAS, st. Ak. Osipyan 2, Chernogolovka, 142432

⁴ Laboratoire de Physique et d'Etudes des Materiaux, LPEM, UMR-8213, ESPCI-Paris, PSL, CNRS, Sorbonne University, 75005 Paris, France

⁵ Institut des Nanosciences de Paris, INSP, UMR-7588, Sorbonne University, CNRS, 75005 Paris, France.

⁶ Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, MSU, Moscow, 119991

⁷ Materials Science Division, Argonne National Laboratory, 9700 S. Cass Avenue, Argonne, Illinois, USA, 60637

⁸ Faculty of Science and Technology and MESA+ Institute of Nanotechnology, 7500 AE Enschede, The Netherlands *dimitri.roditchev@espci.fr

He we will present one example of a local and one of a global study of 3D-Ti's electronic properties in which the topological character of electronic states emerged.

Introduction

Three-dimensional topological insulators (3D-TIs) are bulk insulators which present specific electronic properties at their conducting surfaces. Dirac-like dispersion of the surface electronic states, the quasiparticle momentum-spin locking, etc. are present, opening an extremely broad field of new fundamental phenomena and potential applications. Over last forty years, several systems were proposed to be 3D-TIs, among which the widely studied layered transition metal dichalcogenides Bi2(Te,Se)3. Despite of a huge experimental effort however, a quite few signatures relevant to 3D-TI were

observed. The parasitic bulk conductivity and disorder are supposed to be the main limiting factors. In this talk, we will present one example of a local and one of a global study of 3D-Ti's electronic properties in which the topological character of electronic states emerged.

Results

Using Scanning Tunneling Microscopy and Spectroscopy, we studied the role of defects – both individual impurities and atomic steps – in in-situ cleaved single crystals of $Bi_2(Te,Se)_3$. We revealed Friedel oscillations – standing electronic waves at surface appearing due to the quasiparticle interference around local defects. The shape of Friedel oscillations in the real space along with their specific energy dependence demonstrate the dominant role of warping of the Dirac cones in the reciprocal space as well as of the momentumspin locking which restricts the scattering degrees of freedom (Fig.1.). A surprising phenomenon - a coherent splitting of the electronic states was observed and theoretically studied; numerical calculations confirmed that the splitting is linked to the local disorder and emerges due to the disorder-promoted scattering channels forbidden in disorder-free TIs [1].



Fig. 1. a) STS-image taken at 90 mV at surface of ${\rm Bi}_2{\rm Te}_3.$ b) FFT image from (a)

On the global side, Superconductor-3D-TI-Superconductor nano-hybrids were elaborated; their transport properties were studied at ultralow temperatures. Owing the use of ultra-thin nanocrystals of Bi2Te2.3Se0.7 which were contacted to Nb-electrodes via specific technological process, we reached the ballistic regime in our SNS devices and observed, at temperatures below 400mK, unusually fast oscillations of the critical Josephson current in the magnetic field. The shape of the oscillations is at odd with all results reported literature till now, their ultrafast period ~0.5Oe cannot be related to the fluxoid quantization. We suggest that at the S-TI interface, specific Andreev bound states form, characterized by the ultra-fine $\sim 1 \mu eV$ interlevel spacing. The resonant transmission via these - proper to p-wave superconductors - bound states results in this new kind of oscillations [2].



Fig. 2. a) SEM-image of S/TI/S Josephson junction. b) dV/d(I,H) for (a)

Research supported by ANR-RSF 20-42-09033 and RFBR 20-32-90060, correspondingly.

Literature

- Stolyarov V.S., *et al.* Disorder-promoted splitting in quasiparticle interference at nesting vectors // under consideration in The Journal of Physical Chemistry Letters.
- Stolyarov V.S., Yakovlev D.S., Kozlov S.N., et al. // Commun Mater 1, 38 (2020).
- Stolyarov V.S., Roditchev D., Gurtovoy V.L., *et al.* Resonant p-wave oscillations of Josephson current in Nb-Bi₂Te_{2.3}Se_{0.7} -Nb topological junctions // accepted Commun Mater (2021).

Peculiarities of IV-characteristics and magnetization dynamics in φ_0 Josephson junction and resonance methods for determination of spin-orbit coupling and Gilbert damping.

Yu.M. Shukrinov^{1,2}, I. Rahmonov^{1,}, A. Janalizadeh³, M.R. Kolahchi³

¹BLTP, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow Region, 141980, Russia.
 ²Dubna State University, Dubna, 141980, Russia.
 ³Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences, Zanjan 45195-1159, Iran
 *shukrinv@theor.jinr.ru

Phase dynamics, IV-characteristics and magnetization dynamics of the φ_0 junction are investigated at different system parameters. We demonstrate a manifestation of the ferromagnetic resonance in IV-characteristics and in the voltage dependence of magnetic moment maximal amplitude of ferromagnetic layer. We develop a resonance method for determination of intensity of spin-orbit interaction and Gilbert damping in φ_0 junction

The Josephson φ_0 junctions with the current-phase relation $I = I_c \sin(\varphi - \varphi_0)$, where the phase shift φ_0 is proportional to the magnetic moment of ferromagnetic layer determined by the parameter of spin-orbit interaction, demonstrate a number of unique features important for superconducting spintronics and modern informational technologies [1-6]. This feature of the current-phase relation allows one to manipulate the internal magnetic moment using the Josephson current and the reverse phenomenon leads to the appearance of the DC component of superconducting current [7, 8].

The system of equations describing the dynamics of the superconducting phase difference and magnetization of the F-layer is obtained from the Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) equation and Josephson relations for current and phase difference [9-11].

Here we discuss the phase dynamics, IV-characteristics and magnetization dynamics of the ϕ_0 junction at different system parameters. We demonstrate a manifestation of the ferromagnetic resonance in the voltage dependence of magnetic moment maximal amplitude of ferromagnetic layer and study its dependence on the system's parameters.

As we found, the ferromagnetic resonance demonstrates a different behavior depending on systemparameters. We investigate its features at small and large values of Gilbert damping α , spin-orbit interaction *r* and ratio of Josephson to magnetic energies G. Some results are presented below.

In Fig.1 we show the voltage dependence of maximal amplitude of m_v component of the φ_0 junction



Fig. 1. Maximal amplitude of m_y component of the ϕ_0 junction in the ferromagnetic resonance region at different damping. Inset enlarges the main maximum

in the ferromagnetic resonance region at small values of damping parameter, small values of the ratio of Josephson to magnetic energies G = 0.05, spin-orbit coupling r = 0.05 and resonance frequency $\omega = 0.5$. We observe a manifestation of subharmonics of the resonance at omega = 1/2, 1/3, 1/4.

We see that an increase in damping shows a nonuniform change in the resonant frequency. This happens for small G and r. It could be explained by the nonlinear nature of the Landau-Lifshitz-Gilbert equation. With an increase in α , an unusual dependence of the m_y is transformed to the usual one as demonstrated in Fig. 2. For the parameters chosen, the critical value is around $\alpha = 0.02-0.03$.



Fig. 2. Dependence of the voltage position of maximum of maximal amplitude of m_y component presented in Fig.1 in the damping parameter interval [0.006 – 0.2]

In Fig.3 we present the maximal amplitude of m_y in the ferromagnetic resonance region at different spin-orbit interaction parameter r. We see that maximum of m_y increases with r. As in Fig.1, we observe also the manifestation of subharmonics of the ferromagnetic resonance.

We note that these results might give a basis for the developing of the resonance method for determination of parameters of spin-orbit interaction and Gilbert damping.

So, we have demonstrated a manifestation of the ferromagnetic resonance in the voltage dependence of magnetic moment maximal amplitude of ferromagnetic layer. A resonance method for determination of parameters of spin-orbit interaction and Gilbert damping is discussed.

The reported study was partially funded by the RSF project 18-71-10095.



Fig. 3. Maximal amplitude of m_y component of the ϕ_0 junction in the ferromagnetic resonance region at different spin-orbit interaction parameter r. Inset enlarges the main maximum

References

- Linder J. and Robinson W.A.J. // Nature Physics 11, 307 (2015).
- Shukrinov Yu.M. Anormalous Josephson effect. Accepted for UFN. DOI: https://doi.org/10.3367/ UFNe.2020.11.038894
- Mazanik A.A., Rahmonov I.R., Botha A.E., and Shukrinov Yu.M. // Phys. Rev. Applied 14, 014003 (2020)
- Shukrinov Yu.M., Rahmonov I.R., and Botha A.E. // Low Temp. Phys. 46, 932 (2020)
- Nashaat M. and Shukrinov Yu.M. // Physics of Particles and Nuclei Letters, 2020, Vol. 17, No. 1, pp. 79–84. 2020.
- Bobkova A.V., Bobkov A.M., Rahmonov I.R., Mazanik A.A., Sengupta K., and Shukrinov Yu.M. // Phys. Rev. B 102, 134505 (2020)
- 7. Buzdin A. // Phys. Rev. Lett. 101, 107005 (2008).
- Konschelle F., Buzdin A. // Phys. Rev. Lett . 102, 017001 (2009)
- Shukrinov Yu.M., Rahmonov I.R., and Sengupta K. // Phys. Rev. B 99, 224513 (2019)
- Shukrinov, Y.M., Rahmonov, I.R. // Phys. Part. Nuclei 51, 816–822 (2020).
- Shukrinov Yu.M., Rahmonov I.R., Sengupta K. and Buzdin A. // Applied Physics Letters, 110, 182407, (2017)

Параметры омических контактов Au - YBCO, сформированных взрывной фотолитографией

Е.А. Архипова¹, А.И. Елькина¹, Д.В. Мастеров¹, С.А. Павлов¹, А.Е. Парафин^{1,*}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. *parafin@ipmras.ru

В работе исследована возможность изготовления методом взрывной фотолитографии (lift-off) омических контактов Au - YBCO с низким удельным контактным сопротивлением.

Введение

Компоненты электронных приборов на основе пленок ҮВСО, как правило, включают в себя сверхпроводящие элементы с омическими контактами к ним. Обычно напыление металла для контакта производится in situ, т.е. в той же ростовой камере сразу после напыления пленки сверхпроводника. После этого формируется топология схемы и последовательно проводится травление металла и пленки YBCO. При удалении металла с YBCO пленки химическим или ионным травлением ее параметры могут заметно ухудшаться, так как пленки очень чувствительны к внешним воздействиям. Особенно сильное негативное влияние травление металла может оказывать в случаях использования пленок YBCO толщиной в несколько десятков нанометров, например, при изготовлении болометров, либо структур, содержащих слабые связи – джозефсоновские контакты.

Формирование контактов методом взрывной фотолитографии (lift-off) позволяет исключить негативное воздействие на пленку YBCO в процессе удаления металла. Ранее мы представили результаты по получению методом lift-off омических контактов к YBCO из серебра с низким удельным контактным сопротивлением ($r_c \approx 4 \times 10^{-8}$ Om×cm²) [1]. Для измерения контактного сопротивления использовалась тестовая структура, показанная на Рис. 1. Непосредственно после формирования контактов их удельное сопротивление было очень большим $r_c \sim 10^{-4} \div 10^{-5}$ Oм×см², что связано с загрязнением поверхности пленки YBCO в контактных окнах в процессе фотолитографии и при взаимодействии с атмосферой. Указанные низкие значения удельного контактного сопротивления были получены после отжига структур при T = 500°C в атмосфере кислорода.

Омические контакты Au - YBCO: технология и параметры

С целью увеличения временной стабильности контактного сопротивления в данной работе мы исследовали возможность получения методом lift-off низкоомных золотых контактов к YBCO.

На подложках из сапфира структуры для измерения контактного сопротивления изготавливались следующим образом. Методом задающей маски [2] формировался рисунок на пленке YBCO, затем на подложку наносился фоторезист и проводилась фотолитография для вскрытия окон под контакты. После этого подложка помещалась в установку электронно-лучевого напыления Åmod-206. Перед напылением золота проводилась ионная очистка поверхности ҮВСО в окнах под контакты. Для ионной очистки был выбран стандартный режим, применяемый при изготовлении контактов к материалам с плохой адгезией. Распыление золота проводилось ионным лучом без подогрева подложки. После напыления золота фоторезист удалялся в ацетоне. Удельное контактное сопротивление после напыления золота, было очень высоким: $r_c \sim 10^{-4} \div 10^{-5}$ Ом×см². После отжига структур при T = 500 °C в атмосфере кислорода были получены низкие значения удельного контактного сопротивления (Табл. 1). Измерения проводились при температуре 77 К.



Рис. 1. Элемент тестовой структуры для определения величины контактного сопротивления металл – YBCO. Металл – серое поле, YBCO - черное

Таблица 1. Характеристики контактов: *S* - площадь контакта, *L* и *w* - длина и ширина контакта, *I* -измерительной ток, *U* - измеряемое напряжение, *R_c* - измеренное сопротивление контакта, *r_c* - удельное контактное сопротивление

S = <i>L×w,</i> мкм×мкм	50×50	20×50	10×50
<i>l,</i> mA	10	10	10
<i>U,</i> mV	0.005	0.010	0.025
<i>R</i> _c = <i>U</i> / <i>I</i> , мОм	0.5	1.0	2.5
$r_c = R_c \times S$, OM×CM ²	1.25×10⁻ ⁸	1×10 ⁻⁸	1.25×10 ⁻⁸

Выводы

 примененные стандартные режимы ионной очистки контактных окон и напыления золота без подогрева подложки не позволяют получить контакты сразу с низким контактным сопротивлением;

- отжиг полученных структур в атмосфере кислорода при температуре T = 500 °C позволил достичь низкого удельного сопротивления контактов: $r_c \sim 1.25 \times 10^{-8}$ Ом×см²;

 низкое удельное контактное сопротивление при использовании в качестве контактного металла, как серебра, так и золота получено в идентичных технологических режимах.

Работа подготовлена по итогам исследований, проведенных в рамках выполнения государственного задания ИФМ РАН (тема № 0030-2021-0023).

В работе использовалось оборудование ЦКП ИФМ РАН «Физика и технология микро- и наноструктур».

Литература

- Мастеров Д.В., Павлов С.А., Парафин А.Е. и др. // ПЖТФ, т. 42, в. 11, с. 82, (2016).
- Мастеров Д.В., Павлов С.А., Парафин А.Е. и др. // ФТТ, т. 59, в. 11, с. 2113, (2017).

Оптимизация параметров интегральных согласующих структур и улучшение методов шунтирования джозефсоновских переходов

А.А. Атепалихин^{1,2*}, М.С. Шевченко^{1,2}[§], Ф.В. Хан^{1,2}, Л.В. Филиппенко¹, А.М. Чекушкин¹, В.П. Кошелец¹

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН ул. Моховая 11, корп. 7, Москва, 125009 ²Московский физико-технический институт Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701

*atepalikhin@hitech.cplire.ru, §shevchenko@hitech.cplire.ru

В работе рассматриваются интегральные структуры из ниобия, предназначенные для СВЧ согласования генератора на основе распределенного джозефсоновского перехода (РДП) и детектора излучения в виде туннельного перехода сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник (СИС) площадью порядка 1 мкм²; проводится сравнение различных способов шунтирования для получения джозефсоновского перехода с безгистерезисной вольтамперной характеристикой (ВАХ).

Введение

Для приема сигналов миллиметрового и субмиллиметрового диапазона используется интегральный гетеродинный детектор, в котором генератором гетеродина является распределенный джозефсоновский переход (РДП), а приемником – джозефсоновский переход площадью до 1 мкм² (СИС). Для оптимального согласования генератора с детектором необходимо использование специальных согласующих структур, топология и параметры которых должны быть оптимизированы. В данной работе производится оптимизация элементов линии передачи, проводится исследование различных шунтированных переходов под воздействием высокочастотных сигналов и сравнение их параметров.

Моделирование и экспериментальные исследования

Расчёты были произведены двумя способами. В первом рассчитывается коэффициент согласования между частью схемы, содержащей источник, и детектором (см. рис. 1а). Во втором составляются

матрицы передачи элементов схемы (ABCD-матрицы) и вычисляется отношение мощности, падающей на SIS-переходе, к мощности, излучаемой генератором. Для решения многих задач в области фундаментальной физики и радиоастрономии требуются устройства, работающие на частотах порядка 1 ТГц, где энергия кванта излучения становится сравнимой и даже может превосходить величину сверхпроводниковой щели ниобия. В этом случае сигнал от генератора сильно поглощается в передающей линии. Для учета этих потерь в расчёт включена модифицированная теория Маттиса-Бардина, дополненная учётом электрон-фононного взаимодействия, являющимся одним из определяющих факторов для применяемых в работе материалов Nb, NbN и NbTiN [1] (см. рис. 1а). Производится сравнение двух методов между собой и с экспериментальными данными (см. рис. 1в). Из результатов работы программы определяются наилучшие значения геометрических параметров схемы, на основании которых изготавливаются интегральные согласующие структуры. Пример одной из них представлен на рисунке 2.



Рис. 1. Передаваемая мощность от РДП к СИС: а) отношение мощностей на РДП и СИС; б) коэффициент согласования между РДП и СИС; в) ток накачки СИС-детектора в зависимости от частоты



Рис. 2. Схема согласования РДП и СИС

Было также проведено моделирование и оценка параметров интегральных структур на основе шунтированных туннельных переходов для генераторов терагерцового диапазона. Сравнивались два вида шунтирования: с помощью традиционного тонкопленочного резистора, соединенного с основным электродом, и предлагаемого в работе метода с использованием перехода сверхпроводник – изолятор – нормальный металл (СИН), расположенным прямо вокруг СИС перехода (рис. 3). Такая конструкция приводит к уменьшению паразитной индуктивности, что обеспечивает большую эффективность шунта на высоких частотах. Были изготовлены и исследованы структуры с шунтированием с помощью тонкопленочного резистора из молибдена; толщина резистора выбиралась с учетом плотности тока.

Для проверки высокочастотных свойств шунтированных переходов использовался РДП, работающий в диапазоне 300 - 700 ГГц. На рисунке 3 показана автономная ВАХ (синим) и ВАХ при воздействии частоты f = 500 ГГц (красным). Отчетливо видны ступени Шапиро, возникающие при воздействии высокочастотного сигнала, с номерами 1 – 6 на напряжениях, кратных 1 мВ (hf/2e = 1.034 мВ).

Проведены измерения ВАХ на частоте РДП 500 ГГц при различной мощности сигнала РДП. Это позволило получить зависимости для амплитуды первой и второй ступени Шапиро и по этим данным определить характерное напряжение Vc непосредственно из высокочастотных измерений [2].



Рис. 3. Топологии структур с внешним шунтированием. Слева – шунтирование с помощью тонкопленочного резистора, справа – шунтирование интегральным СИН переходом



Рис. 4. Ступени Шапиро на ВАХ шунтированного СИС перехода



Рис. 5. ВАХ шунтированного СИС перехода при различной мощности РДП

Разработаны, исследованы и оптимизированы сверхпроводниковые интегральные структуры для согласования РПД и СИС-детектора; апробированы и изучены методы шунтирования туннельных СИС-переходов для получения безгистерезисной ВАХ.

Исследование выполнено при поддержке гранта РНФ № 20-42-04415, туннельные структуры изготовлены в ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН в рамках государственного задания с использованием УНУ 352529.

Литература

- Khudchenko A., Baryshev A.M., Rudakov K.I., *et al.* // IEEE Trans. on THz Science and Technology, V. 6, No 1, pp 127–132, (2016).
- Лихарев К.К. Введение в динамику джозефсоновских переходов. М.: Наука, 1985. 320 с.

Влияние диффузонов аморфной подложки на тепловой транспорт металлических пленок

Э.М. Баева^{1, 2}, Н.А. Титова¹, А.В. Семенов^{1,3}, Г.Н. Гольцман^{1,2}, А.И. Кардакова^{1,2}, В.С. Храпай^{2,4}

¹ Московский педагогический государственный университет, 119435, Москва, Россия.

² Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», 101000, Москва, Россия.

³ Московский физико-технический институт, 141701, Долгопрудный, Россия.

⁴ Институт физики твердого тела РАН, 142432, Черноголовка, Россия.

В этой работе мы исследуем роль аморфной диэлектрической подложки в тепловом транспорте тонких NbN пленок при температурах выше 10 К. Исследуемые образцы представляют собой металлические мостики на подложке кристаллического кремния Si с 300 нм слоем аморфного оксида кремния SiO₂. Исследование теплового транспорта в пленках NbN заключалось в измерении электронной температуры T_e как функции джоулевой мощности на единицу площади P_{2D} с помощью шумовой термометрии. Во всех образцах наблюдается зависимость P_{2D} ∝ T_eⁿ, где n≈2, которая не объясняется механизмами электронфононного охлаждения и сопротивления Капицы. При уменьшении толщины слоя SiO₂ до 3нм наблюдается усиление теплопроводности образцов, что указывает на значительное влияние аморфного слоя SiO₂ в ограничении теплоотвода. Здесь мы демонстрируем, что полученный показатель n≈2 согласуется с линейной зависимостью теплопроводности от температуры, которая связана с решеточными возбуждениями (диффузонами) в аморфных материалах. Представленные результаты важны для понимания работы устройств на аморфных диэлектриках.

Введение

Диэлектрические подложки, покрытые аморфным слоем, находят широкое применение при создании различных устройств микро и нано масштаба. Несмотря на технологические преимущества, аморфные материалы также вызывают некоторые нежелательные эффекты в работе устройств. Например, в детекторах излучения, заключенных в аморфный диэлектрик, наблюдаются дополнительные фононные узкие места в тепловой релаксации [1-2], которые ограничивают время отклика устройств. Это проявляется в том, что величина времени ухода фононов теsc оказывается намного больше времени баллистического пролета фононов d/vs [3], где vs и d - скорости звука и толщина металлической пленки. В настоящий момент данный эффект интерпретируется с точки зрения сильной анизотропии отражения баллистического фонона на границе раздела в зависимости от угла падения [2,4-5].

Хорошо известно, что теплопередача в аморфных системах принципиально отличается от теплопередачи в кристаллических материалах. Прежде всего, распространение фононов в неупорядоченных средах носит преимущественно диффузионный характер, поскольку длина свободного пробега фононов (l_{ph}) ограничена рассеянием на дефектах, границах или двухуровневых системах [6, 7]. В аморфных изоляторах lph зависит от энергии фононов и сильно уменьшается с увеличением температуры Т [8]. При достижении порога Иоффе-Регеля, который соответствует $l_{ph} \approx \lambda/2$, где λ - преобладающая длина волны теплового фонона, фононы быстро затухают, и перенос тепла осуществляется другими колебательными возбуждениями, известными как диффузоны [7,9-10]. В результате даже тонкий слой аморфного изолятора между металлической пленкой и кристаллической подложкой может играть решающую роль в переносе тепла в реальных устройствах. Однако этот эффект обычно не учитывается в современных электротермических моделях, которые успешно применяются для однофотонных детекторов на поликристаллических системах [11], но не подходят для устройств, встроенных в аморфный диэлектрик [12].

В этой работе мы исследуем тепловой транспорт в неупорядоченных металлических NbN пленках на коммерческих SiO₂/Si и Si подложках [13].

Детали эксперимента

Пленки NbN с толщинами от 5 до 200нм напылены при комнатной температуре на подложки SiO₂/Si и Si, для последней предполагается, что слой есте-

ственного оксида SiO₂ составляет не более 3 нм. Удельное сопротивление пленок NbN составляло 700 $\mu\Omega$ см, в дальнейшем из пленок были изготовлены структуры с размерами 0.5×16 мкм² и 1×25 мкм². Экспериментальная установка для шумовой термометрии была собрана в ⁴Не вакуумной вставке с резонансной схемой на частоте 40МГц на входе высокоимпедансного малошумящего усилителя, который находится в вакууме (с усилением 6 дБ и шумом входного тока усилителя 10⁻²⁷ A²/Гц). Сигнал дополнительно усиливается цепочкой комнатных малошумящих усилителей, фильтруется и измеряется с помощью детектора мощности.

Результаты и обсуждение

В данном эксперименте к NbN образцам прикладывается напряжение, которое приводит к джоулевому нагреву электронной подсистемы и последующему увеличению флуктуаций тока. Шумовая температура T_N , эквивалентная температуре электронов в пленке T_e , определяется из соотношения Джонсона-Найквиста $S_I = 4k_BT_N/R$.



Рис. 1. Исследование теплоотдачи методом шумовой термометрии в разупорядоченных пленках NbN толщиной 100 нм на SiO₂/Si и Si подложках. На рисунке представлены зависимости T_N^n от P_{2D} полученные при температуре 25 K, $n{=}2{-}$ показатель степени в теплоотдаче

На рис. 1 приведена функциональная зависимость T_e^2 от джоулевой мощности P_{2D} для образцов на SiO₂/Si и Si подложках, которая описывается зависимостью $P_{2D} \propto T_e^2$, что не соответствует ни электрон-фононному охлаждению, ни теплосопротивлению Капицы. В отличие от образцов на подложке SiO₂/Si, теплоотвод образцов на Si подложке значительно улучшается. Зависимость теплоотдачи от толщины слоя SiO₂ явно указывает на то, что основное узкое место в тепловой релаксации обу-

словлено аморфным диэлектрическим слоем. В таком случае из-за ухода тепла в подложку устанавливается градиент температуры поперек аморфного слоя SiO₂ вдоль направления z:

$$\frac{d}{dz} \left(\kappa \frac{(dT(z))}{dz} \right) = 0 \tag{(Φ1)}$$

где κ – теплопроводность SiO₂. Температура T(0) на верхней границе аморфного слоя SiO₂ равна общей температуре NbN пленки T=T_e=T_{ph}, где T_{ph} – температура фононов в пленке, в то время как температура T(z) на нижней границе равна температуре тепловой ванны. Постановка граничных условий приводит к следующему решению:

$$\kappa(T) = \frac{d_{SIO2}}{dP_{2d} / dT} \tag{($$$$$$$$$$$$$$$2)}$$

Формула 2 показывает, что поведение $P \propto T_e^2$ в образцах на SiO₂/Si подложках объясняется линейно зависящей от температурной $\kappa \propto T$. Известно, что такая зависимость может быть объяснена концепцией диффузонов, разработанной для описания теплопроводности стекол и других аморфных тел [7,10]. Выше предела Иоффе-Регеля, который наблюдается при 10К в SiO₂, длина свободного пробега фонона становится порядка межатомного расстояния [7], что может объяснять возникновение градиента температуры в SiO₂.



Рис. 2. Зависимость теплопроводности 300нм слоя аморфного SiO₂ от температуры, рассчитанная по формуле 2 в сравнении с калориметрическими данными. Зелеными символами представлены данные для NbN образцов на SiO₂/Si подложке, где толщина NbN пленки варьировалась от 5 до 200 нм. Данные из калориметрических измерений [8,14] представлены черными символами

В соответствии с формулой 2 на рис. 2. построены оценки $\kappa(T)$ для всех образцов NbN/SiO₂ (зеленые

символы). Наши результаты близки к значениям теплопроводности аморфного SiO₂, которые были получены методом калориметрии [8,14] (черные символы).

В этой работе мы провели исследование теплоотдачи в NbN пленках на SiO₂/Si и Si изолирующих подложках при температурах выше 10К. Для всех образцов наблюдается двумерный закон тепловой релаксации с $P_{2D} \propto T_e^2$ несовместимый как с электронно-фононным охлаждением, так и с сопротивлением Капицы. Показатель n≈2 связан с хорошо известной линейной температурной зависимостью теплопроводности в аморфных твердых телах, которая описывается концепцией диффузонных возбуждений решетки. Наши результаты уточняют понимание переноса тепла в устройствах, встроенных в аморфный диэлектрик.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 19-72-10101).

Литература

- Cherednichenko S., et al. // J. Appl. Phys. 101, 124508 (2007).
- Sidorova M.V., et al. // Phys. Rev. B 97, 184512 (2018).

- 3. Kaplan S.B. // J. Low Temp. Phys. 37, 343 (1979).
- 4. Eisenmenger W., *et al.* // Appl. Phys. 11, 307 (1976).
- Bezuglyj A.I., *et al.* // J. Phys. Condens. Matter 30, 295001 (2018).
- 6. Phillips W.A. // Rep. Prog. Phys. 50, 1657 (1987).
- Beltukov Y.M., Kozub V.I., and Parshin D.A. // Phys. Rev. B 87, 134203 (2013).
- Smith T.L., Anthony P.J., and Anderson A.C. // Phys. Rev. B 17, 4997 (1978).
- Allen P.B., et al. // Philos. Mag. B 79, 1715 (1999).
- Xu N., *et al.* // Phys. Rev. Lett. 102, 038001 (2009).
- 11. Marsili F., et al. // Appl. Phys. Lett. 98, 093507 (2011).
- Allmaras J.P., et al. // J. Low Temp. Phys. 193, 380 (2018).
- 13. Baeva E.M., et al. // arXiv:2101.07071
- David G. Cahill and R. O. Pohl // Phys. Rev. B, V. 35, 4067 (1987).

Контроль состояний трансмона униполярными импульсами различной полярности

М.В. Бастракова^{1, *}, В.А. Вожаков^{2,3}, Н.В. Клёнов^{2,3}, А.М. Сатанин^{3, 4}, И.И. Соловьев^{2,3, §}

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603022, Нижегородская обл., Нижний Новгород, просп. Гагарина, 23.

² Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, научно-исследовательский институт имени Д.В. Скобельцына, Россия, 119991,

Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2; физический факультет, Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

³ Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Россия, 127055, Москва, Сущевская ул., д.22.

⁴ Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики» (НИУ ВШЭ), Россия, 101000, Москва, ул. Мясницкая, д. 20.

*mar.denisenko@gmail.com , § igor.soloviev@gmail.com

Работа посвящена развитию методов контроля состояний сверхпроводниковых кубитов типа трансмон с использованием энергоэффективных элементов быстрой одноквантовой логики. Управление кубитом производится последовательностями коротких униполярных импульсов. Использование униполярных импульсов, инвертированных по напряжению, и оптимизация вида управляющей последовательности позволяет ускорить выполнение однокубитных операций и минимизировать утечку энергии с уровней вычислительного базиса. Полученный эффект продемонстрирован на примере выполнения операции Адамара с точностью 99.99% за время ~ 6 нс.

Введение

В настоящее время созданы и активно исследуются первые сверхпроводниковые многокубитные процессоры [1], квантовые регистры которых основаны на зарядовых кубитах типа трансмон. Данный тип кубитов, у которых джозефсоновская энергия существенно превышает электростатическую, обладает рядом преимуществ: высокие времена потери когерентности и хорошая масштабируемость. Но близость энергетического спектра трансмона к эквидистантному (малый параметр ангарманизма) накладывает жесткие требования на длительность и амплитуду управляющих микроволновых импульсов [2], что ограничивает быстродействие трансмонных регистров в рамках традиционных спектроскопических методов управления, таких как Раби-техника (длительность операции составляет ~ 20-30 нс). Для увеличения быстродействия квантовых регистров разрабатываются альтернативные способы управления состояниями кубитов. Одним из них является использование последовательностей большого числа управляющих импульсов с широким спектром - коротких униполярных импульсов, генерируемых в цепях быстрой квантовой логики [3, 4]. Данный способ управления позволяет реализовать выполнение основных однокубитных операций [4] на временах ~ 12-25 нс.

В настоящей работе предлагается использовать в управляющих последовательностях инвертированные по напряжению одноквантовые импульсы. Подбор поляризации импульсов и подстройка интервала между действиями импульсов в последовательности позволяет оптимизировать интерференцию состояний и уменьшить утечку энергии с уровней вычислительного базиса. В результате удается значительно сократить время однокубитных операций при сохранении точности их выполнения.

Модель кубита и воздействия

Трансмон представляет собой сверхпроводящий двухконтактный интерферометр [1], джозефсоновские контакты которого шунтированы емкостями. Полный гамильтониан трансмона при наличии внешнего воздействия сводится к гамильтониану нелинейного осциллятора с возмущением:

$$H = \omega a^{\dagger} a - \mu \left(a + a^{\dagger} \right)^4 + \varepsilon(t) \left(a + a^{\dagger} \right), \tag{1}$$

где ω – расстояние между уровнями кубита, μ – параметр ангармонизма; $\varepsilon(t)$ – управляющее поле, которое в зависимости от калибровки может быть интерпретировано как управляющее магнитное поле в интерферометре или напряжение на джозефсоновском переходе. В данной работе мы полагаем, что на трансмон вида (1) на тактовой частоте Ω подается последовательность коротких прямоугольных импульсов, которая описывается функцией $\varepsilon(t)$. При этом характерная длительность каждого импульса удовлетворяет условию $\tau \ll \omega^{-1}$, так что управляющую функцию можно записать в виде:

$$\varepsilon(t) = \sum_{j=1}^{M} \alpha_j \theta \left(t - \left(jd - \frac{\tau}{2} \right) \right) \theta \left(t - \left(jd + \frac{\tau}{2} \right) \right), \tag{2}$$

где $d = 2\pi / \Omega$ – интервал действия импульсов, θ – функция Хэвисайда, амплитуда внешнего воздействия α_j , отвечает за поляризацию импульса в последовательности, *j* и *M* – номер импульса в последовательности и общее количество импульсов.

Примеры ускорения операций

Динамика состояний трансмона (1), изучалась на основе численного решения уравнения Шредингера, при учете двух вышележащих уровней относительно кубитного подпространства состояний. При этом полагалось, что в начальный момент система инициализирована в основном состоянии. Импульсное воздействие (2) численно оптимизировалось для различных параметров трансмона (значений частот, нелинейности). В качестве примера на рис. 1 (а) приведена управляющая последовательность из 37 импульсов разной полярности (2) оптимизированная при типичных значениях: @ = 4.73 ГГц и μ = 250 МГц [4]. Населенности $W_N(t)$ базисных состояний (основного (N = 0) и первого возбужденного уровня (N = 1) кубита) при заданном воздействии испытываю аналог осцилляций Раби, показанные на рис. 1 (б), что в данном случае соответствует квантовой операции Адамара. Время операции составляет 5.8 нс, что примерно в 2 раза быстрее, чем в случае управления трансмоном импульсами одной полярности [4]. Ускорение связано с увеличением общего количества импульсов в последовательности и оптимизацией интерференции состояний в интервалах между импульсами.

Важным критерием оптимизации является минимизация утечки энергии на высоколежащие уровни. Нами рассматривалась модель, включающая второй (N = 2) и третий (N = 3) возбужденный уровень в нелинейном осцилляторе (1). Как показано на рис. 1 (в), утечка $W_2(t)$ на второй уровень испытывает колебания, максимальное значение которых не превышает 10⁻², а в момент реализации квантовой операции её величина падает до значения 3.15 x 10⁻⁵.

Результаты работы показывают возможность ускорения операций с трансмонами за счет использования в управляющих последовательностях одноквантовых импульсов инвертированных по напряжению.



Рис. 1. (а) Последовательность из M = 37 униполярных импульсов разной полярности. (б, в) Временная динамика вероятностей населенностей $W_{h}(t)$ уровней кубита типа трансмон (1) с частотой $\omega = 4,73$ ГГц и нелинейностью $\mu = 250$ МГц. Параметры импульсов: $\alpha = 1.26$ ГГц, r = 2 пс, d = 40 пс. Красной кривой показана населенность основного состояния трансмона, синей – возбужденного. Черной кривой показано поведение утечки на второй уровень, зеленой – на третий

Расчет динамики кубита проводился в рамках гранта РФФИ № 20-07-00952, разработка метода генерации импульсов различной полярности поддержана грантом РНФ №20-12-00130.

Литература

- Krantz P. *et al.* // Applied Physics Reviews, V. 6, 021318 (2019).
- Koch J. et al. // Phys. Rev. A, V. 76, 042319 (2007).
- R McDermott., Vavilov M. // Phys. Rev. Appl., V. 2, 014007 (2014).
- 4. Li K. et al. // Phys. Rev. Appl., 014044 (2019).
Энергетический спектр и джозефсоновский ток короткого трёхмерного контакта сверхпроводник / ферромагнетик / сверхпроводник

А.А. Беспалов^{1,2,*}, Н.А. Емельянов^{2,3}, И.М. Царьков^{2,3}

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

² Sirius University of Science and Technology, 1 Olympic Ave, 354340, Sochi, Russia.

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

* bespalov@ipmras.ru

На основе уравнений Боголюбова-де Жена определены подщелевой энергетический спектр и джозефсоновский ток в трёхмерном джозефсоновском контакте сверхпроводник / ферромагнетик / сверхпроводник с ферромагнетиком в виде дельта-барьера. Определена область параметров контакта, при которых равновесное состояние является пи-состоянием при температурах, близких к температуре сверхпроводящего перехода.

Джозефсоновские контакты сверхпроводник / ферромагнетик / сверхпроводник (SFS) представляют фундаментальный и прикладной интерес в силу существования в них равновесных состояний с разностью фаз между сверхпроводящими берегами, равной как нулю, так и пи. Переключение между этими состояниями может проводиться, в частности, путём изменения температуры [1,2]. Существование спонтанной разности фаз между сверхпроводниками в SFS контактах без внешнего магнитного поля позволяет реализовать на их основе такие устройства, как фазовые кубиты со встроенным смещением, фазовые батареи, комплементарные СКВИДы и др. [3].

В настоящей работе теоретически исследован трёхмерный SFS контакт с ферромагнетиком в виде дельта-барьера, лежащего в плоскости *xy*: электрический потенциал и обменное поле берутся в виде $U(\mathbf{r})=U_0\delta(z)$, $\mathbf{J}(\mathbf{r})=\mathbf{J}_0\delta(z)$, где U_0 и \mathbf{J}_0 — постоянные. В нашем случае удобнее характеризовать барьер двумя фазами рассеяния α_{\uparrow} и α_{\downarrow} для электронов со спином «вверх» (вдоль \mathbf{J}_0) и «вниз», падающих нормально на барьер:

$$\alpha_{\uparrow,\downarrow} = -\operatorname{arctg}\left(\frac{U_0 \pm J_0}{\hbar^2 k_F} m\right),\tag{1}$$

где k_F — волновое число Ферми, а m — масса электрона. Сверхпроводящий параметр порядка s-типа в контакте предполагается меняющимся скачкообразно: $\Delta(\mathbf{r}) = |\Delta| \exp(-i\varphi/2 \cdot \operatorname{sgn}(z))$, где φ — разность

фаз сверхпроводящего параметра в контакте, а модуль параметра порядка |Δ| предполагается постоянным. Такое приближение адекватно в случае контакта типа сужения [4]. Для описанной системы путём решения уравнений Боголюбова-де Жена был определён подщелевой энергетический спектр и джозефсоновский ток.

Типичные зависимости плотности состояний $v_{\uparrow s}$ от энергии *E* для квазичастиц со спином «вверх» представлены на рис. 1. Характерные энергетические спектры имеют щель (где $v_{\uparrow s}=0$), которая меньше объёмной щели $2|\Delta|$. Кроме того, плотность состояний имеет разрывы, которые в зависимости от параметров α_{\uparrow} , α_{\downarrow} и φ могут быть кончными скачками или особенностями вида $v_{\uparrow s} \propto |E-E_0|^{-1/2}$.

Для вычисления джозефсоновского тока *I* в направлении оси *z* можно использовать формулу [4]

$$I = \frac{e}{\hbar} \sum_{n} \frac{\partial E_{n}}{\partial \varphi} \operatorname{th}\left(\frac{E_{n}}{2T}\right), \qquad (2)$$

применимую в случае короткого джозефсоновского контакта. Здесь e<0 — заряд электрона, T температура, а $E_n(\varphi)$ — энергии подщелевых квазичастичных уровней ($0 < E_n(\varphi) < |\Delta|$). При температурах, близких к температуре сверхпроводящего перехода T_c , проекция плотности тока j_z в контакте может быть вычислена аналитически: $j_z = j_c \sin(\varphi)$, где



Рис. 1. Подщелевая плотность состояний на единицу площади контакта *v*_{1S} для квазичастиц со спинов «вверх». Графики (а) и (b) соответствуют разным фазам рассеяния ферромагнитного барьера, указанным на графиках

$$j_c = \frac{|e|k_F^2|\Delta|^2}{16\pi\hbar T_c} \cdot \frac{b(\operatorname{tg}\alpha_{\uparrow}) + b(\operatorname{tg}\alpha_{\downarrow})}{\operatorname{tg}\alpha_{\uparrow} + \operatorname{tg}\alpha_{\downarrow}}, \qquad (3)$$

$$b(x) = x^{3} \ln \frac{x^{2}}{1+x^{2}} + x.$$
 (4)

При $j_c>0$ в равновесии разность фаз φ в контакте равна нулю, а при $j_c<0$ равновесная разность фаз равна пи (ранее возможность существования такого состояния в трёхмерном SFS контакте с параметром $U_0=0$ была показана в работе [5]). Зависимость j_c от α_{\uparrow} и α_{\downarrow} представлена на рис. 2а. Для сравнения на рис. 2b и 2c представлены аналогичные графики критической плотности тока j_{c2D} для двумерного SFS контакта и критического тока I_{c1D} для одномерного контакта, соответственно. Все графики качественно схожи. На них имеются области параметров, при которых равновесная разность фаз φ равна как нулю, так и π .



Рис. 2. Зависимости критической плотности тока в трёхмерном (а) и двумерном SFS контакте (b), а также критического тока в одномерном контакте (c) от фаз рассеяния *α*₁ и *α*₁. Чёрные линии разделяют области, в которых равновесная разность фаз *φ* равна 0 и *π*

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках проектов № 19-31-51019 и № 18-42-520037.

- Буздин А.И., Булаевский Л.Н., Панюков С.В. // Письма в ЖЭТФ, Т. 35, 147 (1982).
- Буздин А.И., Куприянов М.Ю. // Письма в ЖЭТФ, Т. 53, 308 (1991).
- Ryazanov V.V. // in Fundamentals of Superconducting Nanoelectronics, Chapter 8 (Springer, 2011).
- Beenakker C.W.J. // Phys. Rev. Lett., V. 67, 3836 (1991).
- Tanaka Y., Kashiwaya S. // Physica C, V. 274, 357 (1997).

Многочастотный массив планарных антенн с болометрами на холодных электронах для основного и вспомогательных частотных каналов орбитального радиотелескопа LSPE

А.В. Благодаткин¹, Д.А. Пиманов¹, А.В. Чигинев^{1,2*}, А.Л. Панкратов^{1,2}, Л.С. Кузьмин^{1,3}

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

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

³ Chalmers University of Technology, Gothenburg, Sweden, 41296.

*chig@ipmras.ru

Проведено численное моделирование массивов планарных антенн с болометрами на холодных электронах для основного 145 ГГц и двух вспомогательных частотных каналов 210 и 240 ГГц, предназначенных для работы в составе космической миссии LSPE, разрабатываемой Европейским космическим агентством. Моделирование проводилось с учетом обновленных требований к приемной системе. В расчетах было учтено, что отдельные приемные элементы антенных массивов соединены параллельно по постоянному току для работы с системой считывания на основе СКВИДов. В результате моделирования получены резонансные частотные характеристики приемных систем, удовлетворяющие новым требованиям к полосе принимаемых частот и поглощенной мощности излучения.

Введение

Проект баллонного радиотелескопа LSPE предназначен для наблюдения В-мод поляризации реликтового излучения. В состав радиотелескопа будет входить приемная система основного частотного канала, предназначенная для работы на центральной частоте 145 ГГц, а также две вспомогательных приемных системы, работающие в частотных каналах 210 и 240 ГГц. Согласно новым требованиям [1], ширина полосы принимаемых частот основного канала должна составлять 30% от центральной частоты. Ширины полос вспомогательных частотных каналов 210 и 240 ГГц должны составлять соответственно 20% и 10%.

В качестве чувствительных датчиков принимаемого излучения предлагается использовать болометры на холодных электронах (БХЭ) [2,3]. Преимущества БХЭ перед болометрами других типов заключаются, в частности, в их высокой чувствительности и широком динамическом диапазоне. Эти качества во многом определяются наличием внутреннего охлаждения электронной подсистемы поглотителя БХЭ [3,4].

Разрабатываемая приемная система представляет собой массив планарных антенн, в каждую из которых интегрирован БХЭ. Данный массив будет располагаться в раскрыве двунаправленного рупора, определяющего диаграмму направленности приемной системы и модовый состав принятого излучения, попадающего на антенный массив. Предполагается, что приемная система будет работать с системой считывания на СКВИДах. Поэтому соединение отдельных приемных ячеек в массиве является параллельным, соответственно предполагается, что БХЭ будут работать в режиме заданного напряжения. В работе рассчитаны АЧХ массивов планарных антенн с БХЭ для основного 145 ГГц и двух вспомогательных 210 и 240 ГГц частотных каналов LSPE.

Численное моделирование. Результаты

На рисунке 1 показан пример дизайна антенного массива с БХЭ для основного частотного канала 145 ГГц LSPE. Массив состоит из 52 дипольных антенн, в разрыв которых интегрированы БХЭ. Антенны массива соединены между собой параллельно DC-проводниками. Для моделирования АЧХ антенный массив облучался основной модой круглого волновода, электрическое поле которой ориентировано параллельно диполям. Мощность падающего излучения была задана равной 0,5 Вт. Рисунок 2 демонстрирует пример АЧХ основного частотного канала LSPE. Кривые разного цвета соответствуют разному расстоянию от раскрыва части рупора, обращенного к антенному массиву, до массива. Полоса принимаемых частот рассчитанной системы близка к требуемым 30%. Коэффициент поглощения падающего излучения в полосе принимаемых частот равен 63,2%.



Рис. 1. Массив планарных дипольных антенн с БХЭ для основного частотного канала LSPE

На частотах выше 200 ГГц наблюдается серия побочных резонансов, высота которых, однако, не превышает уровня в 50% от максимума.



Рис. 2. АЧХ приемной системы канала 145 ГГц

Антенная система для вспомогательных каналов LSPE представляет собой массив приемных ячеек, каждая из которых состоит из пары щелевых планарных антенн, соединенных отрезком копланарной линии, в разрыв которой встроен БХЭ. На рисунке 3 показан фрагмент приемной системы для вспомогательных частотных каналов LSPE.

На рисунке 4 показаны рассчитанные АЧХ вспомогательных каналов LSPE. АЧХ канала 210 ГГц имеют ширину порядка 10 ГГц, что меньше значения, требуемого для LSPE. Ширина АЧХ канала 240 ГГц также меньше значения, требуемого для LSPE. Кроме того, на АЧХ обоих вспомогательных частотных каналов присутствуют паразитные резонансы в области частот 190-200 ГГц и 240-250 ГГц (канал 210 ГГц), и в области 250-260 ГГц (канал 240 ГГц).



Рис. 3. Фрагмент приемной матрицы вспомогательных частотных каналов LSPE



Рис. 4. АЧХ приемной системы для вспомогательных каналов LSPE 210 ГГц (синяя кривая) и 240 ГГц (красная кривая)

Работа по оптимизации АЧХ основного и вспомогательных частотных каналов LSPE будет продолжена.

Работа выполнена при поддержке НЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2020-906.

- 1. Lamagna L. *et al.* // Journal of Low Temperature Physics, V. 200, Issue 5-6, 374-383 (2020).
- Kuzmin, L. // In International Workshop on Superconducting Nano-Electronics Devices, 145–154, Springer, Boston (2002).
- Kuzmin, L.S. *et al.* // Communications Physics, V. 2, 1–8 (2019).
- Gordeeva A.V., Pankratov A.L., Pugach N.G. et al. // Scientific Reports, V. 10, 21961 (2020).

Фурье-спектрометрия джозефсоновского излучения больших массивов ниобиевых контактов

М.А. Галин^{1,2,3,*}, А.В. Антонов¹, Б.А. Андреев¹, В.В. Курин¹, А.М. Клушин¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Нижегородская обл., 603087.

² Университет науки и технологии «Сириус», Олимпийский проспект, 1, г. Сочи, 354340.

³ Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, г. Долгопрудный, Московская обл., 141701.

*galin@ipmras.ru

Проведены спектральные измерения на двух массивах дискретных ниобиевых джозефсоновских контактов. Массивы содержат 6972 и 9000 контактов и имеют отличную друг от друга топологию. Спектр каждого образца всегда содержал один узкий пик, соответствующий джозефсоновской частоте. Ширина пиков на частоте около 140 ГГц составляет 160–170 МГц, что соответствует предельному разрешению фурье-спектрометра. С результатами измерений сопоставлены теоретические оценки ширины линии генерации, проведенные на основе резистивной модели.

Введение

В настоящее время различные научные группы исследуют сверхпроводниковые системы, содержащие джозефсоновские контакты, в качестве генераторов субтерагерцового и терагерцового излучения [1–3]. Для массивов, содержащих большое количество джозефсоновских переходов $N \sim 10^3 - 10^4$, существует проблема синхронизации. Мощность излучения синхронизованных контактов может возрастать $\sim N^2$, причём ширина спектра излучения будет уменьшаться $\sim N^{-1}$ [4]. Очевидно, что спектральные измерения джозефсоновского излучения могут способствовать исследованию синхронизации контактов в массивах, что позволит направить поиски оптимальной конфигурации (дизайна) массивов в верном направлении.

Фурье-спектрометрия практически стала неотъемлемой частью исследований структур на основе кристалла BiSCCO, содержащих внутренние джозефсоновские контакты [2]. Однако эти измерения используются главным образом для оценки частоты джозефсоновской генерации, т.к. предельное разрешение фурье-спектрометров составляет обычно 5-10 ГГц. Для детального исследования имеющихся в спектре линий используются гетеродинные приёмники, но они работают обычно в выделенной полосе частот [1]. В то же время имеется очень мало научных работ по исследованию спектра больших массивов дискретных джозефсоновских контактов, являющихся перспективными излучателями.

В данной работе при помощи Фурье-спектрометра проведено исследование джозефсоновского излучения двух массивов дискретных ниобиевых контактов Nb/NbSi/Nb. Проведены также теоретические оценки ширины линии генерации для сравнения с результатами спектральных измерений.

Измерения

Первый массив, названный здесь линейным, составлен из прямолинейных и взаимно параллельных фрагментов по 332 джозефсоновских контакта в каждом, они сгруппированы в 7 отдельных секций. Всего в массиве насчитывается 6972 контакта. Второй массив, названный меандровым, состоит из 6 секций, имеющих форму меандра, и насчитывает 9000 контактов. Контакты расположены на кремниевой подложке и занимают площадь 5×5 мм. Более подробное описание данных массивов можно найти в [3].

Для спектральных измерений чип с массивом размещался внутри заливного гелиевого криостата, где охлаждался до температуры T = 5 - 6 К. Излучение проходило сначала через кремниевую линзу, к плоской стороне которой прилегал образец, и далее собиралось двумя тефлоновыми линзами, расположенными снаружи, напротив окна криостата. Фокус последней линзы должен был попадать на входную апертуру спектрометра, чтобы завести в интерферометр максимальную мощность. Измерения проводились на спектрометре IFS 125HR, имеющем предельное разрешение 0.0035 см⁻¹.



Рис. 1. Нормированные спектры линейного (1) и меандрового (2) массивов. На вставках показаны смещения на соответствующих вольтамперных характеристиках (ВАХ), при которых измерялись спектры

На Рисунке 1 показаны некоторые результаты спектральных измерений. Ток смещения фиксировался на одной из многочисленных ступенек ВАХ (см. вставку к Рисунку 1), возникающих из-за резонансного взаимодействия контактов с полосковыми линиями [3]. В обоих случаях наблюдается один выраженный пик с максимумом на частотах 140.6 ГГц и 142.1 ГГц для линейного и меандрового массивов, соответственно. Эти частоты с точностью лучше 0.2% совпадают с джозефсоновскими частотами, рассчитанными через значения напряжений на массивах [4]. Разный уровень шумов полученных спектров связан с подавлением шумов в процессе измерений (линейный образец измерялся позже меандрового). Оценка ширины каждой спектральной линии на уровне 1/2 от максимума даёт значения 160 – 170 МГц, что незначительно больше предельного частотного разрешения спектрометра в данном диапазоне частот, равного 105 МГц. Спектр действительно может быть немного уширен относительно заявленного предела разрешения изза особенностей аппроксимирующих методов, лежащих в основе программной обработки измерений.

Расчеты

Оценим ожидаемую ширину линии генерации массивов контактов Δf в рамках резистивной модели. В высокочастотном пределе справедливо соотношение [4].

$$\Delta f = \frac{2\pi e}{\Phi_0^2} R_d^2 \left(I_N \coth \frac{eV_1}{2kT} + 2I_S \coth \frac{eV_1}{kT} \right), \qquad (1)$$

где $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл – элементарный заряд, $\Phi_0 =$ $= 2.07 \cdot 10^{-15}$ Вб – квант магнитного потока, k == 1.38·10⁻²³ Дж/К – постоянная Больцмана, *I*_S – критический ток контакта, *I*_N – нормальная компонента тока, R_d – дифференциальное сопротивление, V₁ – напряжение, приходящееся на один контакт. Для обоих образцов $I_S \approx 2$ мА, а из формы ВАХ и положений точек смещения, представленных на вставке к Рисунку 1, получаем $I_N \approx 1$ мА в обоих случаях и $R_d = 33$ и 7 мОм для линейного и меандрового массивов, соответственно. Тогда, полагая T = 5.5 K, из (1) получим $\Delta f = 3 \text{ M} \Gamma \mu$ для линейного и $\Delta f = 0.1 \text{ M}\Gamma$ ц для меандрового массивов. Отметим, что приведённые оценки довольно грубые, т.к. условие высокочастотного предела на рассматриваемых частотах здесь, вообще говоря, не выполняются (частота джозефсоновского излучения одного порядка с плазменной частотой). Тем не менее, можно утверждать, что ширина линии генерации исследуемых массивов порядка нескольких МГц, что на два порядка меньше ширины спектров, полученных на фурье-спектрометре.

Для проверки полученных оценок Δf требуется проведение спектральных измерений на массивах контактов с лучшим разрешением, которые действительно позволят измерить ширину линии генерации. Для проведения таких измерений планируется собрать гетеродинных приёмник на базе умножителя, излучающего на частоте ~ 140 ГГц.

Работа выполнена при поддержке РНФ, грант 20-42-04415 (измерения), и РФФИ, грант 19-31-51019 (расчёты). Авторы выражают благодарность сотрудникам РТВ Braunschweig (Германия) за изготовление массивов джозефсоновских контактов.

- Kinev N.V., K Rudakov.I., Filippenko L.V. et al. // IEEE Trans. THz Sci. Technol., V. 9, 557–564 (2019).
- Y Ono., Minami H., Kuwano G. *et al.* // Phys. Rev. Appl., V. 13, 064026 (2020).
- M Galin.A., Rudau F., Borodianskyi E.A., *et al.* // Phys. Rev. Appl., V. 14, 024051 (2020).
- Лихарев К.К., Введение в динамику джозефсоновских контактов, М.: Наука, 1985.

Диаграммы направленности диэлектрических джозефсоновских антенн

М.А. Галин^{1,2,*}, И.А. Шерешевский^{1,2}, Н.К. Вдовичева¹, В.В. Курин^{1,§}

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

² Университет науки и технологии «Сириус», Олимпийский пр-т, 1, Сочи, 354340.

*galin@ipmras.ru, §kurin@ipmras.ru

Развивается предложенная ранее концепция джозефсоновских антенн бегущей волны, обеспечивающая когерентную работу большого числа контактов и их эффективное излучение в открытое пространство. В докладе будут представлены результаты прямого численного моделирования динамики сверхпроводниковых генераторов, представляющих собой открытые волноведущие системы с большим количеством джозефсоновских контактов, расположенных на диэлектрической подложке. Анализируются структура мод тока в джозефсоновских линиях, их связь со структурой мод поляризации в подложке и диаграммами направленности излучения. С помощью техники сверхразрешения исследуются свойства когерентности излучения.

Введение

Ранее нами была предложена новая концепция построения джозефсоновского генератора терагерцового и субтерагерцового диапазона [1]. Идея базируется на использовании большого числа джозефсоновских контактов, когерентно работающих над общей электромагнитной модой, подобно обычным лазерам, в которых отдельные атомы работают над общим полем, а роль атомов играют джозефсоновские контакты. Особенно привлекательным является вариант системы, где общей электромагнитной модой является бегущая волна с утечкой.

При взаимодействии с бегущей волной все джозефсоновские контакты будут находиться в идентичных электродинамических условиях, поэтому эта система будет масштабируемой, содержать, в принципе, неограниченное число контактов, и интенсивность излучения будет расти с ростом размеров системы и увеличения числа контактов. Кроме того, отток энергии в боковом направлении будет препятствовать насыщению нелинейности индивидуальных контактов, имеющих малый динамический диапазон. На базе таких систем, названных нами активными джозефсоновскими антеннами, могут быть построены джозефсоновские генераторы с мощностью, достаточной для практических применений. Возможная реализуемость режимов бегущей волны в больших джозефсоновских массивах изучалась экспериментально и с помощью численного моделирования [2]. В данном докладе представляются результаты прямого численного моделирования динамики сверхпроводниковых генераторов, представляющих собой открытые волноведущие системы с большим количеством джозефсоновских контактов, расположенных на диэлектрической подложке. Анализируются структура мод тока в джозефсоновских линиях, их связь со структурой мод поляризации в подложке и диаграммами направленности излучения.

Диаграммы направленности

В качестве моделируемой системы была выбрана джозефсоновская антенна с двумя активными проводами, каждый из которых содержит N_J =100 джозефсоновских контактов. Каждый активный провод имеет независимую схему питания по постоянному току. На концах активных проводов имеются блокирующие индуктивности и согласующие сопротивления, величины которых могут варьироваться. Вся схема была размещена на поверхности идеальной диэлектрической подложки с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 12$, приблизительно соответствующей кремнию. На Рисунке 1 показан внешний вид моделируемой системы.



Рис. 1. Внешний вид моделируемой системы и сопутствующая система координат. Показаны проводники, батареи питания, блокирующие индуктивности. Желтыми кружоч-ками обозначены джозефсоновские контакты



Рис. 2. Диаграмма направленности, соответствующая показанной на Рисунке 3 структуре токов в активных проводах, представляющие собой две волны с равными амплитудами, бегущие вдоль и против оси *х*

На Рисунке 2 показана одна из диаграмм направленности, реализующаяся при некотором токе смещения и соответствующая максимуму излучаемой мощности. Она имеет два выраженных лепестка, направленных в сторону подложки и симметричных относительно изменения направления оси *x*, и один лепесток, направленный по нормали к подложке в сторону вакуума. Данная диаграмма направленности соответствует распределению токов по активным проводам, показанному на Рисунке 3.

Возникает естественный вопрос: как по форме диаграммы направленности определить структуру излучающих токов и почему мелкомасштабная структура токов на активных проводах, показанная на Рисунке 3 никак не проявляется в более крупномасштабной структуре диаграммы направленности. Напомним, как по заданному распределению тока найти диаграмму направленности излучения. Форма диаграмм направленности может быть описана с помощью формулы, описывающей излучение заданных токов в дальней зоне: $A_{\omega}(\mathbf{r}) = (cr)^{-1} \times$ $\times \exp(ikr)\mathbf{N}_{\omega}(\mathbf{k})$, где $\mathbf{A}_{\omega}(\mathbf{r}) - \Phi$ урье-гармоника векторного потенциала в Лоренцевой калибровке, r – координата точки наблюдения, $\mathbf{k} = \omega \mathbf{r}/cr$ – волновой вектор в точке наблюдения, $N_{\omega}(\mathbf{k}) = \mathbf{j}_{\omega}(\mathbf{r'}) \times$ $\times \exp(-i\mathbf{kr'})d^3\mathbf{r'}$ – так называемый вектор излучения, представляющий пространственный спектр тока в антенне, $\mathbf{j}_{\omega}(\mathbf{r'})$ – гармоника тока, $\mathbf{r'}$ – координата точки источника. Зная вектор излучения, нетрудно найти выражение для диаграммы направленности



Рис. 3. Продольная структура моды тока (вдоль оси *x*), соответствующая диаграмме направленности, изображенной на Рисунке 2. На длине структуры укладывается 8 полуволн, в то время как на диаграмме видно только 3 выраженных лепестка

 $dI_{\omega} = (2\pi c)^{-1} |\mathbf{k} \times \mathbf{N}_{\omega}|^2 d\Omega$, обращение которого позволяет, в принципе, определить структуру токов.

Модовая структура токов, дающая диаграмму, изображенную на Рисунке 2, качественно может быть описана простым выражением вида $\mathbf{j} = \mathbf{x}_0 \cos(q_x x) \exp(-iq_y y) + \mathbf{y}_0 \cos(q_z z) \exp(iq_y y)$, где все проекции волнового вектора на оси координат одного порядка: $q_x \sim q_y \sim q_z \sim 4\pi$ мм⁻¹. При этом крупномасштабность диаграммы направленности объясняется малой величиной модуля вакуумного волнового вектора по сравнению с волновым числом распределения токов, $\omega/c \ll q$, из-за большого значения диэлектрической проницаемости.

Работа поддержана РФФИ, грант 19-31-51019, в части численного моделирования, и РНФ, грант 20-42-04415, в части теоретической интерпретации.

- Kurin V.V., Vdovicheva N.K., and Shereshevskii I.A. // Radiophys. Quantum Electron., V. 59, 922–936 (2017).
- Galin M.A., Borodianskyi E.A., Kurin V.V., Shereshevskiy I.A., Vdovicheva N.K., Krasnov V.M., and Klushin A.M. // Phys. Rev. Appl., V. 9, 054032 (2018).

Электронный спиновый резонанс на ионах Eu²⁺ в кристаллах пниктидов железа 122

И.И. Гимазов^{1,*}, Ю.И. Таланов¹, К.С. Перваков², В.А. Власенко²

¹ Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского РАН, Казань, 420029.

² ФИАН, Ленинский пр-т, 53, Москва, 119333

*gimazov@kfti.knc.ru

Локальные магнитные свойства монокристаллов EuFe₂As₂ исследованы с помощью электронного спинового резонанса ионов Er²⁺. Спектры ЭСР претерпевают значительные изменения в области температур структурного и магнитного фазовых переходов. Там же заметно меняется сопротивление исследованных кристаллов. Получена ориентационная зависимость резонансного поля выше и ниже температуры упорядочения ионов европия. На основе этих данных сделано предположении о вкладе размагничивающего поля и поля анизотропии в резонансное поле ниже *T*_N.

Введение

Большой интерес для исследователей представляют материалы, в которых сосуществуют сверхпроводимость и магнетизм. К таким материалам относятся некоторые семейства железосодержащих сверхпроводников [1]. Одним из них является соединение EuFe₂As₂, в котором сверхпроводимость возникает при замене части железа на кобальт или мышьяка на фосфор. Также известно проявление сверхпроводимости в соединении EuRuFe₄As₄.

В данной работе в качестве образца выбраны кристаллы $EuFe_2As_2$. Ионы Eu^{2+} и Fe^{2+} имеют магнитные моменты, что позволяет использовать высокочувствительный метод электронного спинового резонанса (ЭСР) для получения информации о локальных магнитных свойствах этих материалов.

Результаты и обсуждение

Транспортные свойства образцов были исследованы с помощью измерений сопротивления 4-хконтактным методом. Полученные данные показали, что сопротивление образцов имеет металлический характер во всем диапазоне температур исследования (1.5÷300 K) (Рис.1). При температуре T_s =190 K наблюдается скачок и изменение угла наклона зависимости R(T), что обусловлено структурным переходом с изменением тетрагональной кристаллической решетки на орторомбическую [2]. В области температур 15÷19 K, где происходит антиферромагнитное упорядочение ионов европия, наблюдается небольшой по величине локальный максимум сопротивления.

В спектрах ЭСР при температурах выше T_N =19 К наблюдается одиночный сигнал ионов Eu²⁺. Сигнал

имеет дайсоновскую форму и g-фактор 1.99. Ширина сигнала меняется с температурой от 700 до 1800 Э. Расчет спектров ЭСР с использование формулы Дайсона позволил извлечь такие параметры как резонансное поле, ширина линии и соотношение вкладов поглощения и дисперсии. С уменьшением температуры асимметрия сигнала увеличивается, что говорит об увеличении вклада дисперсии из-за уменьшения скин-слоя образца.



Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления и ширины линии ЭСР для кристалла EuFe₂As₂

С понижением температуры от комнатной до $T=T_s$ наблюдается сужение резонансного сигнала (Рис.1). Ионы Eu²⁺ имеют большой магнитный момент (~7µВ) и связаны обменным взаимодействием с электронами проводимости в слоях FeAs [3]. Спиновая релаксация ионов Eu²⁺ происходит по механизму Корринги. Этот механизм предсказывает линейную зависимость ширины линии от температуры. Наши данные хорошо описываются этим механизмом и имеют параметр наклона ~6 Oe/K. При температуре ниже T_s происходит антиферромагнитное упорядочение подрешетки железа, и система становятся анизотропной. Это проявляется в температурной и угловой зависимости резонансного поля сигнала ЭСР (Рис. 2 и 3).



Рис. 2. Температурная зависимость резонансного поля ионов Еи для двух ориентаций (*H*⊥*c*, *H*||*c*)

Резонансное поле складывается из нескольких составляющих: внешнего поля (в котором наблюдается резонанс), размагничивающего поля и поля анизотропии. Выше температуры T_s =190 K образец находится в парамагнитном состоянии, поэтому в этой области температур последние два вклада не проявляются. Ниже $T=T_s$ происходит антиферромагнитное упорядочение ионов Fe²⁺. Возникает конечная восприимчивость, поэтому вклад размагничивающего поля становится существенным. В этой области температур восприимчивость подрешетки европия зависит от температуры по закону Кюри-Вейса. Вклад размагничивающего поля описывается уравнениями Киттеля, что в эксперименте мы наблюдаем в виде расхождение резонансных полей для двух ориентаций с уменьшением температуры. Однако это выполняется только до определенных температур. При T_N=19 К наклон температурной зависимости резонансного поля для ориентации Н⊥с меняет знак, и резонансный сигнал резко смещается в высокие поля. Такое поведение этих линий невозможно объяснить изменением размагничивающего поля и описать формулами Киттеля. Для того, чтобы понять такое поведение Но(Т), были построены угловые зависимости резонансного поля как выше, так и ниже температуры *T_N*. На Рисунке 3 красными значками представлены данные для температуры 65 К. Эта зависимость хорошо объясняется небольшим вкладом размагничивающего поля. С переходом в антиферромагнитное состояние (синие и зеленые значки) наблюдается значительное усиление угловой зависимости и смещение её в высокие поля. При α =100° наблюдается перегиб, который можно объяснить неоднородностью образца или ошибкой в определении угла.



Рис. 3. Угловая зависимость резонансного поля при трех разных температурах

Известно, что при T_N =19 К происходит антиферромагнитное упорядочение ионов европия, их восприимчивость становится анизотропной и, повидимому, включается поле анизотропии. Есть основания полагать, что наблюдаемое поведение резонансного поля связано именно с появлением поля анизотропии.

Во-первых, вклады размагничивающего поля и поля анизотропии для ориентации $H \perp c$ имеют разный знак, что объясняет смещение угловой зависимости H_0 в сторону высоких полей. Во-вторых, поле анизотропии может зависеть ещё и от азимутального ф угла, что также приводит к смещению в высокие поля [4]. Для полной ясности в поведении резонансного поля необходимы дополнительные измерения угловой зависимости в плоскости *ab* и расчеты вкладов размагничивающего поля и поля анизотропии. Эти задачи предстоит решить в ближайшем будущем.

- Zapf S. and Dressel M. // Rep. Prog. Phys. 80 016501 (2017).
- Jeevan H.S. *et al.* // Phys. Rev. B 78, 052502 (2008).
- 3. Jiang S. et al. // New J. Phys. 11, 025007 (2009).
- Schulz B., Baberschke K. // Phys. Rev. B 50, 13467 (1994).

Контролируемый сверхток в мезоскопических джозефсоновских структурах сверхпроводник-нормальный металл-ферромагнетик

Т.Е. Голикова^{1, *}, М.J. Wolf², D. Beckmann², Г.А. Пензяков¹, И.Е. Батов¹, И.В. Бобкова^{1,3,4}, А.М. Бобков¹, В.В. Рязанов^{1, 4}

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

² Institute for Quantum Materials and Technologies, Karlsruhe Institute of Technology, Karlsruhe, Germany, 76021.

³Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Институтский пер., д. 9, Долгопрудный, 141700.

4 Факультет физики, Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, д. 20, Москва, 101000.

*golt2@list.ru

Экспериментально обнаружена немонотонная зависимость критического джозефсоновского сверхтока в зависимости от тока инжекции в область слабой связи N/F на планарных субмикронных джозефсоновских структурах S-N/F-S, изготовленных в форме креста. Такое поведение объясняется переходами между 0- и π - состояниями. Разработана теоретическая модель на основе спектральной сверхпроводящей плотности состояний S-N/F-S структуры и спин-зависимого двухступенчатого неравновесного распределения квазичастиц, дающая качественного согласие с экспериментом.

Введение

Исследование мезоскопических гибридных структур, включающих в себя сверхпроводники, ферромагнетики, нормальные металлы и другие более сложные материалы, представляет последние десятилетия значительный интерес в области сверхпроводящей квантовой электроники, сверхпроводящей спинтроники. Одним из значимых эффектов является переход джезефсоновского контакта в πсостояние. Это явление наблюдалось на макроскопических трехслойных SFS системах со слабым ферромагнетикам [1]. Теоретически, планарный πконтакт был предложен в работе [2], где предполагается использование слоев с сильным ферромагнетиком вместе с нормальным металлом. Однако, переход в *п*-состояние в планарных структурах возможен и в SNS системах при создании неравновесных условий, как было предсказано в [3] и реализовано в [4]. Переход в π-состояние происходит в данном случае при достижении контролирующего напряжения на N-барьере, соответствующему перемене знака сверхпроводящей токонесущей плотности состояний Im[J(є)]. Последняя характеризуется сильно затухающими осцилляциями с положительными и отрицательными областями, которые «вырезаются» при помощи свухступенчатого неравновесного распределения или усредняются термическим распределением. Для аналогичных мезоскопических структур с ферромагнетиками было предсказано, что спектральный сверхток смещается по энергии из-за наличия обменного поля [5] (или Зеймановского [6], в случае магнитного поля) h, что приводит к перераспределению токонесущих состояний и возможности нескольких 0-π переходов. В нашей работе экспериментально и теоретически исследован контакт



Рис. 1. СЭМ-изображение структуры *AI-Cu/Fe-AI* и схема измерений. На вставке показано схематическое изображение образца с обозначенными размерами

S-N/F-S, на котором наблюдаются переходы между $0-\pi$ состояниями.

Эксперимент

Структуры S-N/F-S (Рис. 1) были изготовлены методом электронной литографии на двойном резисте и последующего теневого осаждения в сверхвысоковакуумной установке за один вакуумный цикл. Сначала осаждался слой железа (F) с толщиной d_F = 10 нм (формирование ферромагнитного инжектора), затем, под вторым углом, слой меди (N) с толщиной $d_N = 60$ нм (формирование гибридной N/F слабой связи), после чего под третьим углом осаждался слой алюминия (S) толщиной d_S = 100 нм (формирование сверхпроводящих берегов контакта и электродов к ферромагнитной полоске). Субмикронная полоска железа использовалась для инжекции спин-поляризованного тока. Транспортные измерения проводились при помощи стандартной 4-х точечной схемы измерения, при этом ток инжекции через Fe-электрод подавался перпендикулярно (Рис. 1), при низких температурах вплоть до 0.3 К и в экранированном криостате. Для подавления электромагнитных шумов в измерительных DC линиях были установлены RC фильтры.

Результат и обсуждение

Основной результат измерений показан на Рис.2 (а), на котором приведена зависимость сверхпроводящего критического тока I_c от тока инжекции



Рис. 1. (а) Зависимость критического тока от тока *Al-Cu/Fe-Al* от тока инжекции, (б) результат теоретического моделирования

через контакт І_{іпі}. Критический ток, соответствующий одной точке на графике, определялся из вольтамперных характеристик (показаны на вставке к Рис.1(а)) для каждого значения тока инжекции. В целом, зависимость демонстрирует уменьшение критического тока с ростом тока инжекции с двумя локальными минимумами $I_{ini}(1) = 0.25 \ \mu A$ и $I_{ini}(2) =$ 1.4 µА. Мы предполагаем, что такое поведение связано с переходами между 0- и π-состояниями в указанных точках. На Рис.2 (б) приведен результат теоретического расчета, основанный на экспериментальных параметрах, дающий качественное согласие с экспериментом. Разработана теоретическая модель, объясняющая немонотонную зависимость критического тока от тока инжекции переходами между 0 и π-состояниями в джозефсоновских SNFS контактах. В нормальном металле из-за эффекта близости с ферромагнетиком наводится эффективное обменное поле, что приводит к модификации токонесущей плотности состояний в контакте и появлению в ней большего числа энергетических областей, несущих джозефсоновский ток в противоположные стороны. Инжекция электрического тока в область слабой связи создает в ней неравновесное распределение квазичастиц. Управляя неравновесной функцией распределения с помощью инжекции, можно менять баланс заселения положительных и отрицательных областей токонесущей плотности состояний так, что суммарный джозефсоновский ток дважды меняет знак, т.е. в SNFS контакте наблюдается двойной 0-л переход.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ N 20-02-00864, 19-02-00452.

- Ryazanov V.V., Oboznov V.A., Rusanov A.Yu. *et al.* // Physical Review Letters, V. 86, 2427 (2001).
- Karminskaya T.Yu., Golubov A.A., Kupriyanov M.Yu., *et al.*// Physical Review B, V 81(21), 214518 (2010).
- Wilhelm F.K., Schön G., and Zaikin A.D. // Physical Review Letters, V. 81, 1682-1685 (1998).
- Baselmans J.J.A., Morpurgo A.F., van Wees B.J. et al. // Nature, 387, 43 (1999).
- Heikkilä T.T., Wilhelm F.K., and Schön G. // EPL, V. 51, 434 (2000).
- Yip S.-K. //Physical Review B, V. 62, R6127 (2000).

Ферромагнитный резонанс в тонкопленочных системах сверхпроводник/ферромагнетик в присутствии сверхпроводящей близости.

И.А. Головчанский^{1,2,*}, Н.Н. Абрамов², В.С. Столяров^{1,3}, А.А. Голубов^{1,4}, В.В. Рязанов^{2,5}, А.В. Устинов^{2,6}, М.Ю. Куприянов^{1,7}

1 Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский переулок, д. 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701.

² Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Ленинский проспект, д. 4, Москва, 119991.

³ Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики имени Н.Л. Духова, ул. Сущевская, д. 22, Москва, 127055.

⁴ Университет Твенте, 7522 NB Энсхеде, Нидерланды.

⁵ Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, д.2, Черноголовка, Московская обл., 142432.

⁶ Технологический Институт Карлсруэ, D-76131 Карлсруэ, Германия.

⁷ Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына МГУ, Ленинские горы, д.1, Москва, 119234.

*golov4anskiy@mail.com

Изучена динамика магнитного момента в тонкопленочных системах на основе комбинации сверхпроводник/ферромагнетик методом ферромагнитного резонанса в широком диапазоне магнитных полей, температур, СВЧ частот. Рассмотрены системы с различными толщинами и чередованием сверхпроводящих, ферромагнитных и диэлектрических слоев. Установлено, что в трехслойных системах сверхпроводник/ферромагнетик/сверхпроводник в присутствии сверхпроводящей близости на обоих интерфейсах происходит радикальное увеличение частоты ферромагнитного резонанса. Сдвиг резонансной частоты характеризуется появлением эффективной положительной одноосной анизотропией вдоль внешнего поля и эффективным падением намагниченности. Эффект усиливается при увеличении толщины ферромагнитного слоя.

Введение

Гибридизация сверхпроводимости и ферромагнетизма является перспективным подходом к получению новых функциональных свойств микро- и наносистем. Примером гибридизации служит область сверхпроводящей спинтроники, где манипуляции с состояниями системы происходят за счет взаимодействия между ферромагнитным и сверхпроводящим упорядочениями спинов в условиях сверхпроводящей близости. Другим примером служит область сверхпроводящей магноники, где гибридный отклик системы достигается за счет взаимодействия коллективных спиновых магнитодинамических возбуждений со сверхпроводящими Мейснеровскими или вихревыми токами. В докладе обсуждается новое проявление гибридизации, которое в некотором смысле объединяет области сверхпроводящей спинтроники и магноники. Показано, что трехслойных тонкопленочных системах сверхпроводник/ферромагнетик/сверхпроводник в присутствии сверхпроводящей близости на обоих интерфейсах происходит радикальное увеличение собственной частоты прецессии магнитных моментов - частоты ферромагнитного резонанса (ФМР).

ФМР в тонкопленочных структурах Nb/Py/Nb

Изучение динамики магнитного момента многослойных гибридных структур проведено посредством измерения спектра поглощения СВЧ сигнала с применением анализатора цепей. На рис. 1а показано схематическое изображение эксперимента.

Установлено, что в трехслойных системах сверхпроводник/ферромагнетик/сверхпроводник в присутствии сверхпроводящей близости (электрического контакта) на обоих интерфейсах происходит радикальное увеличение частоты ферромагнитного резонанса [1]. Пример такого явления показан на Рис. 16 для образца S1 с толщиной слоев Nb/Py/Nb 110/19/110 нм. При понижении температуры резонансные кривые смещаются в диапазон более высоких частот, частота естественного ферромагнитного резонанса увеличивается от значения около 1 ГГц до 9 ГГц.

Проведен анализ резонансных линий с помощью формулы Киттеля для тонких пленок (ф1)

$$2\pi f_{\rm r} = \gamma \mu_0 [(H + H_{\rm a})(H + H_{\rm a} + M_{\rm eff})]^{1/2}, \quad (\oplus 1)$$



Рис. 1. а) Схематическое изображение эксперимента по спектроскопии ферромагнитного резонанса в трехслойных тонкопленочных системах ниобий/пермаллой/ниобий (Nb/Py/Nb). Образцы Nb/Py/Nb в виде серии прямоугольных структур размером 50 × 140 мкм и периодом 25 мкм размещены непосредственно на линии ниобиевого копланарного волновода с шириной центральной линии 150 мкм, зазорами 82 мкм и толщиной 100 нм. Волновод электрически изолирован от структур Nb/Py/Nb слоем кремния (Si) толщиной 20 нм. Магнитное поле приложено вдоль оси х. б) Зависимости частоты ферромагнитного резонанса f_t от магнитного поля *H* для образца S1 при различных температурах *T* ниже критической температуры ниобия T_c . в) Зависимости поля анизотропии H_a , индуцированного сверхпроводящей близостью, от температуры для образцов S1, S2, S3. $H_a(T)$ описывается степенной зависимостью $H_a(T) = H_a(0)(1 - (T/T_c)^p) с \mu_0 H_a(0) = 77 mT$ (показано зеленой сплошной линией). г) Зависимости эффективной намагниченности M_{eff} , измененной под влиянием сверхпроводящей близости, от температуры для образцов S1, S2, S3

где f_r – частота ферромагнитного резонанса, μ_0 – магнитная постоянная, γ – гиромагнитное соотношение для пермаллоя, H_a – поле анизотропии, направленное вдоль внешнего поля H, $M_{\rm eff}$ – эффективная намагниченность, которая включает в себя намагниченность насыщения и поле магнитной анизотропии, направленное перпендикулярно плоскости пленки. Анализ резонансных линий показал, что изменения f_r описываются появлением поля анизотропии (Рис. 1в) и уменьшением эффективной намагниченности (Рис. 1г). При этом, поле анизотропии, индуцированное эффектом близости, сопоставимо с падением эффективной намагниченности.

Измерения ФМР образца S2 с двуслойными структурами Nb/Py (толщины слоев 110/19 нм), и образца S3 с многослойными структурами Nb/Py/I/Nb (где I - слой изолятора, а толщины слоев 85/22/10/19 нм) показали, что для возникновения влияния сверхпроводимости на ФМР частоты гибридных структур необходимо присутствие обоих сверхпроводящих слоев, а также наличие сверхпроводящей близости на обоих интерфейсах Ру/Nb. В ином случае, частота ФМР не проявляет значимой зависимости от температуры (Рис. 1в, г). Последующие измерения образцов трехслойных структур показали, что влияние сверхпроводимости на ФМР усиливается при увеличении толщины ферромагнитного слоя. Так, для образца с толщиной слоя Ру 45 нм при T = 2 К частота естественного

ферромагнитного резонанса достигает 14 ГГц, а поле анизотропии достигает $\mu_0 H_a(0) = 0.2$ Т. Для образца с толщиной слоя Ру 350 нм соответствующие значения 18 ГГц и 0.3 Т достигаются уже при 8 К.

Анализ литературы показал, что даже качественного объяснения для механизма влияния эффекта близости на динамику магнитного момента на настоящий момент нет. Вероятный механизм [2] подразумевает триплетное упорядочение электронов в условиях сверхпроводящей близости. Возникновение триплетной сверхпроводимости в структурах Nb/Py/Nb в условиях динамики магнитного момента было продемонстрировано в [3].

Работа выполнена при частичной поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект госзадание № 0718-2020-0025).

- Golovchanskiy A., Abramov N.N., Stolyarov V.S., et al. // Physical Review Applied, V. 14, 024086 (2020).
- Lai-Lai Li, Yue-Lei Zhao, Xi-Xiang Zhang, Young Sun // Chin. Phys. Lett. 35, 077401 (2018).
- Golovchanskiy I.A., Abramov N.N., Stolyarov V.S., et al. // arXiv:2010.13553 (2020).

Спонтанный распад индивидуальных атомов в многокубитной системе

Я.С. Гринберг^{1*}, О.А. Чуйкин^{1*}

¹ Новосибирский государственный технический университет, пр-т К. Маркса 20, Новосибирск, 630073.

* yakovgreenberg@yahoo.com

Рассмотрена система из N невзаимодействующих кубитов в одномерном открытом волноводе. Показано, что вероятность спонтанного распада каждого атома в системе можно вычислить с помощью, так называемого, оператора перехода, для которого, в отличие от спиновых операторов, уравнения движения являются линейными. Метод продемонстрирован на примере двухкубитной системы.

Введение

Достигнутые в настоящее время успехи в технологии создания многокубитных твердотельных систем, в которых параметры каждого кубита можно независимо изменять и контролировать, позволяют поставить задачу измерения амплитуды вероятности состояния индивидуального кубита в системе. В настоящей работе для этой цели предлагается использовать так называемый оператор перехода [1].

Постановка задачи

В соответствии с общими принципами квантовой механики амплитуда вероятности перехода между начальным $|\Psi_0\rangle$ и конечным $|\Psi_1\rangle$ состояниями определяется следующим матричным элементом

$$|\Psi_1|e^{-iHt}|\Psi_0\rangle \tag{1}$$

где Н-полный гамильтониан системы.

Сама же вероятность перехода есть квадрат модуля этого выражения

$$W_{10} = \left\langle \Psi_0 \left| e^{iHt} \right| \Psi_1 \right\rangle \left\langle \Psi_1 \left| e^{-iHt} \right| \Psi_0 \right\rangle \qquad (2)$$

Разложив волновую функцию $|\Psi_1\rangle$ по полному набору $|\Psi_1\rangle = \sum c_i |i\rangle$, получим:

$$W_{10} \stackrel{'}{=} \sum_{i,j} c_i c_j^* \left\langle \Psi_0 \left| P_{ij} \right| \Psi_0 \right\rangle$$
(4)

где следуя работе [1], мы определили оператор перехода

$$P_{ij} = e^{iHt} \left| i \right\rangle \left\langle j \right| e^{-iHt} \tag{5}$$

Из (4) в частности следует, что вероятность перехода из состояния $|n\rangle$ в состояние $|m\rangle$ из полного набора определяется соответствующим матричным элементом оператора перехода:

$$W_{nm} = \left\langle n \left| P_{mm} \right| n \right\rangle \tag{6}$$

Таким образом, вероятность перехода между двумя состояниями можно вычислить, зная оператор перехода Р_{ij}. Оператор Р_{ij} связан с матричными элементами матрицы плотности следующим простым соотношением:

$$\rho_{ji}(t) = Tr(P_{ij}(t)\rho(0)) \tag{7}$$

Свойство (7) позволяет находить уравнения для ρ_{ji} непосредственно из уравнений для P_{ij} . Оператор P_{ij} подчиняется обычному уравнению Гейзенберга $dP_{ij} / dt = i [H, P_{ij}]$, где в качестве Гамильтониана мы возьмем Гамильтониан Джейнеса-Камингса, описывающий взаимодействие цепочки из N кубитов с электромагнитным полем:

$$H = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{N} \left(1 + \sigma_{z}^{(n)} \right) \Omega_{n} + \sum_{k} \omega_{k} a_{k}^{+} a_{k}$$

+
$$\sum_{n=1}^{N} \sum_{k} \left(a_{k}^{+} g_{k}^{(n)} e^{-ikx_{n}} \sigma_{-}^{(n)} + h.c. \right)$$
(8)

где Ω_n -частота возбуждения кубитов, σ_+^n, σ_-^n повышающие и понижающие операторы Паули, a_k^+, a_k -операторы рождении (уничтожения) фотонов, x_n- координата n-го кубита в цепочке.

Исключив по процедуре, описанной в [2], из уравнений движения фотонные операторы и, считая, что в начальном состоянии в системе не было фотонов, получим замкнутую систему уравнений для операторов P_{ij} . В отличие от уравнений для спиновых операторов, уравнения для P_{ij} являются линейными, то есть, содержат только первые степени тех же самых операторов. Их число определяется числом состояний из полного набора. Например, для одного кубита этих уравнений четыре: для P_{gg} , P_{ee} , P_{eg} , P_{ge} . Впрочем, независимых уравнений всего три, так как уравнения для P_{eg} , P_{ge} являются комплексно сопряженными. Для двух кубитов имеется четыре состояния и поэтому независимых уравнений для оператора перехода будет десятьчетыре для диагональных элементов и шесть для недиагональных (без учета комплексно сопряженных).

В общем случае структура решения уравнений движения для элементов оператора перехода при начальных условиях $P_{ij}(0) = |i\rangle\langle j|$ имеет следующий вид:

$$P_{ij}(t) = \sum_{m,n} c_{mn}^{ij}(t) |m\rangle \langle n|$$
(9)

где $c_{mn}^{ij}(t)$ числовые, не операторные функции.

Распады в двухкубитной системе

В качестве примера рассмотрим двухкубитную структуру: расстояние между кубитами равно d, частоты возбуждения одинаковы и равны Ω . Каждый кубит может находиться либо в основном состоянии $|g\rangle$, либо в возбужденном состоянии $|e\rangle$. В качестве полного набора возьмем следующие двухкубитные состояния: $|E\rangle = |ee\rangle$, $|G\rangle = |gg\rangle$, $|S\rangle = (|eg\rangle + |ge\rangle) / \sqrt{2}$, $|A\rangle = (|eg\rangle - |ge\rangle) / \sqrt{2}$. Выбор такого набора связан с тем, что уравнения для диагональных и недиагональных элементов оператора перехода являются независимыми.

Решения для диагональных элементов оператора перехода будут следующими:

$$P_{EE}(t) = e^{-2\Gamma t} \left| E \right\rangle \left\langle E \right|, \qquad (10)$$

$$P_{SS}(t) = e^{-\Gamma\lambda_{+}t} \left| S \right\rangle \left\langle S \right| + \frac{\lambda_{+}}{\lambda_{-}} e^{-\Gamma\lambda_{+}t} \left(1 - e^{-\Gamma\lambda_{+}t} \right) \left| E \right\rangle \left\langle E \right|$$
(11)

$$P_{AA}(t) = e^{-\Gamma\lambda_{-}t} |A\rangle \langle A| + \frac{\lambda_{-}}{\lambda_{+}} e^{-\Gamma\lambda_{-}t} (1 - e^{-\Gamma\lambda_{+}t}) |E\rangle \langle E|$$
, (12)

$$P_{GG}(t) = |G\rangle\langle G| + (1 - e^{-\Gamma\lambda_{t}t})|S\rangle\langle S|$$

+ $(1 - e^{-\Gamma\lambda_{t}t})|A\rangle\langle A| + F(t)|E\rangle\langle E|$ (13)

где $\lambda_{+} = (1 + \cos k_0 d); \lambda_{-} = (1 - \cos k_0 d),$

$$F(t) = 1 - e^{-2\Gamma t} - \frac{\lambda_{+}}{\lambda_{-}} e^{-\Gamma \lambda_{+} t} \left(1 - e^{-\Gamma \lambda_{-} t} \right)$$

$$- \frac{\lambda_{-}}{\lambda_{+}} e^{-\Gamma \lambda_{-} t} \left(1 - e^{-\Gamma \lambda_{+} t} \right)$$
(14)

В этих уравнениях скорость спонтанного излучения в волновод $\Gamma = 2\pi \sum_{k} g_k^2 \delta(\omega_k - \Omega)$

$k_0 = \Omega / v_g$, v_g- групповая скорость электромагнитной волны.

Зная выражения (10)-(13), а также выражения для недиагональных элементов, которые мы здесь не приводим из-за недостатка места, можно вычислять различные вероятности. Пусть в начальный момент оба кубита возбуждены, то есть, начальное состояние системы есть $|E\rangle$. Вычислим, например, вероятность того, что через время t система перейдет в состояние состояния $|S\rangle$.

$$W_{ES} = \left\langle E \left| P_{SS} \right| E \right\rangle = \frac{\lambda_{+}}{\lambda_{-}} e^{-\Gamma \lambda_{+} t} \left(1 - e^{-\Gamma \lambda_{-} t} \right) \quad (15)$$

Вероятность перехода между состояниями, которые не принадлежат к исходному набору, зависит также и от недиагональных элементов оператора перехода. Пусть система в начальный момент находится в состоянии $|eg\rangle$. Тогда вероятность того, что через время t система останется в этом же состоянии есть:

$$W_{eg \to eg} = \frac{1}{4} \langle S | P_{SS} | S \rangle + \frac{1}{4} \langle A | P_{AA} | A \rangle + \frac{1}{4} \langle S | P_{SA} | A \rangle + \frac{1}{4} \langle A | P_{AS} | S \rangle$$

Вычисления дают $P_{AS}(t) = e^{-\Gamma t} |A\rangle \langle S|$, откуда

$$W_{eg \to eg} = \frac{1}{4} e^{-\Gamma \lambda_{+} t} + \frac{1}{4} e^{-\Gamma \lambda_{-} t} + \frac{1}{2} e^{-\Gamma t} \cos(\Gamma \sin(k_0 d) t)$$
(16)

Аналогичным образом получим

$$W_{eg \to ge} = \frac{1}{4} e^{-\Gamma \lambda_{e} t} + \frac{1}{4} e^{-\Gamma \lambda_{e} t} - \frac{1}{2} e^{-\Gamma t} \cos(\Gamma \sin(k_{0} d) t) (17)$$

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках проекта FSUN-2020-0004.

- R. H. Lehmberg Transition Operators in Radiative Damping Theory, Phys. Rev. 181, 32 (1969).
- [2] R. H. Lehmberg Radiation from an N-Atom System. I. General Formalism, Phys. Rev. A2, 833 (1970).

Создание тонких пленок NbN при комнатной температуре подложки.

Б.А. Гурович¹, Б.В. Гончаров¹, К.Е. Приходько^{1, 2}, Л.В. Кутузов¹, Л. В. Столяров¹, Е.М. Малиева¹

¹ НИЦ «Курчатовский институт», пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123098.

² Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Каширское шоссе, д. 31, Москва, 115409.

*goncharov_bv@nrcki.ru

Методом магнетронного распыления изготовлены тонкие пленки NbN. Пленки изготовлены на сапфировых подложках при температурах (20–300)°С. Температура перехода в сверхпроводящее состояние для различных образцов в зависимости от температуры подложки при напылении составила (8-14 К). Плотность критического тока j_c лежит в диапазоне 0.8-8 MA/см², что позволяет использовать данные пленки для создания многослойных структур ввиду, отсутствия отжигов которым подвергается каждый нижележащий слой структур при напылении следующего.

Введение

Тонкие пленки NbN, являются одним из наиболее распространенных материалов в области криоэлектроники. На базе данного материала создается широкий спектр устройств, таких как сверхпроводниковые однофотонные детекторы SNSPD, болометры на «горячих электронах» НЕВ, активные, а также пассивные элементы логических схем. Основными методами изготовления пленок является ионное распыление с использованием магнетронного либо пенниговского разрядов. При этом типичные величины температуры подложки в процессе напыления составляют ~400 °C и ~800 °C соответственно. В НИЦ «Курчатовский институт» разработана технология создания пассивных и активных элементов криогенных электронных схем при помощи радиационных методов[1-3], которая также открывает возможность создания многослойных структур.

Однако, при изготовлении многослойных структур возникает ряд технологических сложностей, обусловленных тем, что при синтезе очередного слоя при высокой температуре все предыдущие слои подвергаются отжигу при данной температуре, а суммарная длительность отжига зависит от номера слоя. В связи с использованием радиационных методов формирования интегрированных в тоководы элементов схем (таких как сопротивления)[4], окончательные свойства которых зависят от температуры и длительности отжига, оптимальным представляется создание каждого слоя сверхпроводящих пленок NbN при комнатной температуре подложки и применение однократного стабилизирующего отжига после формирования элементов во всех слоях.

Эксперимент

В качестве основного метода изготовления пленок NbN при температурах близких к комнатным, был использован метод магнетронного напыления. В качестве подложек использовались сапфировые пластины размером $15x14 \text{ мm}^2$ и толщиной 300 мкм. Начальное давление составляло менее $2 \cdot 10^{-7}$ Торр и достигалось с помощью прогрева установок совместно с откачкой. Качество пленок контролировалось по температуре перехода в сверхпроводящее состояние T_c. Температура подложки варьировалась в пределах (20–300)°C, что обусловлено технологическими требованиями для изготовления многослойных структур.

Измерения электрофизических свойств пленок производилось в криостате погружного типа. Т_с определялось путем анализа температурной зависимости сопротивления пленки R(T). Для оценки критической плотности тока j_c из пленок, с помощью методов фотолитографии и плазмохимического травления, были созданы «микромосты» размером 20х20 мкм с макроскопическими металлизированными контактами (Рис 1).Структурные исследования пленок проводились с помощью ПЭМ микроскопии.



Рис. 1. СЭМ изображение образца типа «микромост» с металлизированными контактами: 1) металлизированные контакты NiPt; 2) пленка NbN; 3) сапфировая подложка

Результаты

Измерения зависимостей R(T) для пленок, полученных при различных температурах (Рис. 2), показывают, что с уменьшением температуры подложки при напылении пленок растет сопротивление и падает T_c (Рис. 3). Похожим образом зависит и критическая плотность тока j_c . Значения јс лежат в диапазоне 0.8 - 8 MA/см². Однако, даже при комнатной температуре подложки величина T_c составляет 8 K, а величина $j_c = 0.8$ MA/см² (Рис. 4). Характеристики созданных пленок, позволяют изготавливать многослойные структуры, с различными функциональными элементами, которые встроены в каждом слое.

Работа выполнена при поддержке НИЦ «Курчатовский институт» (приказ от 02.07.2020 №1055).



Рис 2. Зависимость критической температуры перехода в сверхпроводящее состояние T_c, от температуры подложки во время напыления пленок



Рис. 3. Зависимости R(T) для пленок, полученных при различных температурах



Рис 4. Зависимость величины критической плотности тока J_c от температуры подложки при напылении пленки

- Gurovich B.A., Prihod'ko K.E., Tarkhov M.A. et al. // Micro and Nanosystems V 7, 172-179 (2015).
- Гурович Б.А., Приходько К.Е. и др. // УФН 179 179–195 (2009).
- Gurovich B.A., Prihod'ko K.E., Kuleshova E.A. et al. // Nanotechnol. Russ., 9 (7-8), 386-390 (2014).
- Gurovich B.A., Prihod'ko K.E., Tarkhov M.A. et al. // Nanotechnol. Russ., 10(7-8), 530-536 (2015).

Создание элементов из NbN для логических устройств классических крио-компьютеров

Б.А. Гурович¹, К.Е. Приходько^{1, 2,*}, Л.В. Кутузов¹, Б.В. Гончаров¹, Д.А. Комаров¹, Е.М. Малиева¹

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 изучается единичный элемент из NbN, который может быть использован в качестве функционального в проектируемых устройствах переключения без гальванической связи при создании классических логических устройств в криокомпьютерах. Единичный элемент характеризуется низкой мощностью переключения, что делает его перспективным для устройств с низким энергопотреблением.

Введение

Последние годы в НИЦ «Курчатовский институт» развивается направление по созданию основных логических элементов классических криогенных компьютеров на основе нанопроводов из NbN.

Был продемонстрирован способ бесконтактного переключения участка нанопровода из сверхпроводящего состояния в нормальное за счет нагрева соседнего нанопровода (затвора), находящегося в нормальном состоянии или с интегрированной областью нормального металла [1]. С использованием бесконтактного переключения нанопровода из сверхпроводящего состояния в нормальное был сформирован многокаскадный инвертор сигнала, что продемонстрировало возможность создания схем с большой степенью интеграции, поскольку для каждого звена использовался независимый нанопровод, подключенный к источнику опорного напряжения [2].

Наиболее перспективным с точки зрения минимизации энергопотребления схемы является организация бесконтактных переключений нанопроводов, расположенных в соседних слоях и разделенных слоем диэлектрика, поскольку при этом расстояние между нанопроводами составляет ~(5-10) нм. Кроме минимизации энергопотребления, многослойная схема потенциально позволяет существенно увеличить плотность расположения элементов при со-Создание многослойных здании устройства. устройств требует разработки технологии напыления ультратонких функциональных слоёв из NbN при температурах, близких к комнатной, для того, чтобы не подвергать многократному отжигу уже сформированные функциональные слои [3].

Были исследованы зависимости минимальной мощности, выделяемой в затворе, необходимой для переключения нанопровода от расстояния между затвором и нанопроводом, геометрическими размерами нанопровода и током, протекающим через нанопровод, в том числе в двухслойной схеме, когда нанопровод и затвор разделены слоем диэлектрика толщиной 10 нм. Было показано, что такие переключения могут быть реализованы при мощности на затворе ~0.3 нВт [2].

В настоящей работе выполнено изучение возможности еще большего снижения минимальной требуемой мощности за счет уменьшения размеров элементов, уменьшения расстояния между ними, а также за счет увеличения рабочей температуры термостата.

Методика эксперимента

Сверхпроводящие пленки NbN толщиной (5-6) нм наносились на подложку из монокристаллического сапфира методом магнетронного распыления при комнатной температуре [3]. Изготовление наноструктур проводилось методом электронной литографии с использованием электронного резиста ПММА на растровом электронном микроскопе "Helios Nanolab 650" (FEI), оснащенном литографической приставкой "Raith".

Преобразование сверхпроводящего NbN в металл требуемых местах наноструктур производилось под действием облучения ионным пучком через окна в защитной маске [4,5].

В работе были изучены нанопровода шириной (35-50) нм различной длины с интегрированными сопротивлениями, сформированными под действием ионного облучения. Длины сверхпроводящих нанопроводников были соизмеримы или меньше длин участков нормальной фазы (интегрированных сопротивлений). Эксперименты проводились в жидком гелии при температуре подложки 4.2 К, а также в машине замкнутого цикла в диапазоне температур от 3.5 до 8 К.

Результаты и обсуждение

Ранее нами было экспериментально продемонстрировано уменьшение прямого критического тока нанопровода до значения тока возврата в сверхпроводящее состояние при встраивании в него участка нормального металла [6].

Поскольку в данной работе длина сверхпроводящего участка нанопровода была небольшой по сравнению с длиной интегрированного сопротивления, тепло, выделяемое в нормальном металле при протекании тока через нанопровод, начинало влиять на величину критического тока нанопровода в сторону его уменьшения, а также на минимальную мощность, необходимую для переключения сверхпроводящего нанопровода в нормальное состояние W_{min} .

В работе было установлено, что наличие интегрированного сопротивления R_o влияет на величину критического тока нанопровода только при малых длинах самого нанопровода (~100-300 нм). Полученная зависимость W_{min} от R_o показана на рис.1.

Увеличение температуры образца также приводит к уменьшению величины критического тока перехода нанопровода с интегрированным сопротивлением из сверхпроводящего состояния в нормальное, а также минимальной мощности, необходимой для такого переключения (см. рис.2).

Полученные в работе данные по уменьшению мощности переключения единичного нанопровода из сверхпроводящего состояния в нормальное при малой длине нанопровода, позволяют использовать этот эффект при конструировании многослойных логических элементов (НЕ, ИЛИ, И) без гальванической связи, характеризующихся малым энергопотреблением.



Рис. 1. Зависимость мощности переключения от номинала *R*_o для различных ширин нанопроводов



Рис. 2. Вольт-амперные характеристики при различных температурах для нанопровода малой длины и шириной 50 нм с интегрированным сопротивлением

Работа выполнена при поддержке НИЦ «Курчатовский институт» (приказ от 02.07.2020 №1055).

- 1. Гурович Б.А. и др., патент РФ 2674063, 2018.
- Гурович Б.А., Приходько К.Е., Кутузов Л.В., и д.р.// ФТТ. 2020. V. 62, № 9. Р. 1420.
- Goncharov B.V., Gurovich B.A., Prikhodko K.E., et al.// IOP Conf. Ser. Mater. Sci. Eng. 2020. V. 1005. P. 012023.
- Gurovich B.A., Prikhodko K.E., Tarkhov M.A., et al. // Micro Nanosyst. 2015. V.7, № 3. P. 172.
- 5. Гурович Б.А., Тархов М.А., Приходько К.Е. и др.//Росс.Нанотехн. 2014. V. 9 №7-8. Р. 36.
- 6. Гурович Б.А., Приходько К.Е., Гончаров Б.В. и др.// ЖТФ. 2020. V. 90, № 11. Р. 1860.

Сравнение использования шунтирующего сопротивления и последовательной индуктивности для оптимального смещения SSPD постоянным током

М.А. Дрязгов^{1, *}, Н.Н. Манова², Н.О. Симонов², Ю.П. Корнеева², А.А. Корнеев^{1, 2}

¹ Национальный Исследовательский Университет Высшая Школа Экономики, ул. Мясницкая, Москва, 101000.

² Московский педагогический государственный университет, ул. Малая Пироговская, 1, Москва, 119991.

*mdryazgov@hse.ru

Были исследованы две схемы смещения сверхпроводникового микрополоскового однофотонного детектора SMSPD: с параллельно включённым шунтирующим резистором и последовательно включенной индуктивностью, влияющие на амплитуду и длительность импульса напряжения, возникающего при детектировании одиночного фотона. Было выяснено, что даже минимальное значение индуктивности значительно увеличивает длительность времен нарастания и спада импульса напряжения, в то время как максимальное значение шунтирующего сопротивления не увеличивает длительность заднего фронта и не уменьшает амплитуды импульса, сохраняя большое соотношение сигнала к шуму. Экспериментальные результаты согласуются с теоретическими расчетами, полученными в раках электротермической модели.

Введение

Появившиеся в недавнее время однофотонные детекторы SMSPD на основе сверхпроводящих полосок микронной ширины [1] являются весьма перспективными для согласования с многомодовым волокном, так как обладают большей площадью.

Подобные детекторы также обладают меньшей кинетической индуктивностью, что с одной стороны, увеличивает их быстродействие, но с другой стороны, низкая кинетическая индуктивность приводит к «залипанию» («latching») – когда после поглощения фотона детектор не возвращается в сверхпроводящее состояние. У описываемой проблемы есть два основных решения: либо добавление последовательно к SSPD индуктивности [2], либо использование шунтирующего сопротивления параллельно коаксиальной линии [3, 4].

Мы экспериментально исследовали обе схемы смещения, оценив влияние шунтирующего сопротивления и дополнительной кинетической индуктивности на амплитуду и длительность импульса напряжения. Экспериментальные результаты были сопоставлены с полученными в рамках электротермической модели.

Исследуемый образец представляет собой мост размером 1x10 мкм², изготовленный методами электронной литографии и плазмохимического травления из плёнки NbN толщиной 4,8 нм. Критическая температура NbN $T_c = 10$ К, температура подложки $T_{sub} = 2$ К, сопротивление на квадрат у плёнки $R_s = 579 \ \Omega/\Box$, кинетическая индуктивность на квадрат $L_s = 100 \ \Pi \Gamma H/\Box$, критический ток $I_c = 100 \ \mu A$.

Результаты моделирования

В работе использована электротермическая модель эволюции нормального домена в сверхпроводниковой полоске [5], которая позволяет подобрать оптимальные параметры, обеспечивающие возвращение детектора в сверхпроводящее состояние. В модели решаются дифференциальные уравнения, описывающие динамику горячего пятна и изменение тока в сверхпроводящей полоске, численным методом с помощью явной разностной схемы.

На рисунке 1a-1б показано сравнение результатов моделирования и экспериментальных данных. В обоих случаях результат моделирования хорошо согласуется с экспериментальными данными по длительности импульса и по амплитуде.

В рамках модели мы рассчитали оптимальные значения индуктивности и шунта, обеспечивающих работу SMSPD без залипания. Для каждого значения был получен импульс напряжения (рис. 1в). Амплитуда импульса в обоих случаях равна около 0.8 мВ, в то время как длительность импульса при использовании индуктивности в 2 раза больше, чем при использовании шунтирующего сопротивления.



Рис. 1. Импульс напряжения, полученный при моделировании, и измеренный в эксперименте при использовании: а) шунтирующего сопротивления 6.5 Ω; б) последовательной индуктивности 660 нГн; в) импульсы напряжения при максимальном параллельном резисторе (24 Ω) и минимальной последовательной индуктивности (20 нГн), препятствующие залипанию детектора

Также заметно, что индуктивность увеличивает не только задний, но и передний фронт импульса, что, в свою очередь, приводит к увеличению временного джиттера образца.

Важно заметить, что неправильно подобранная величина шунтирующего сопротивления (6.5 Ω вместо максимально возможного 24 Ω) значительно уменьшает амплитуду импульса напряжения – с 0.8 мВ до 0.3 мВ, что затрудняет возможность счета фотонов (рис. 1а – рис. 1в).



Рис. 2. Зависимость величины шунтирующего сопротивления от тока распаривания SMSPD. Красные кресты – значения для отдельных образцов. Экспоненциальная зависимость показана синей кривой

С помощью разработанной электротермической модели были найдены оптимальные величины шунтирующих сопротивлений для различных образцов, склонных к залипанию. Была обнаружена экспоненциальное уменьшение требуемого шунтирующего сопротивления с увеличением тока распаривания (рис. 2).

Заключение

Анализ различных схем смещения и съема сигнала показывает, что использование шунтирующего сопротивления, параллельного коаксиальной линии, предпочтительнее использования последовательно добавленной индуктивности. Даже минимальное необходимое для «незалипания» значение индуктивности увеличивает длительность импульса в несколько раз, а также увеличивает временную задержку детектирования.

Обнаружено экспоненциальное уменьшение максимальной величины шунтирующего сопротивления с увеличением тока распаривания.

Благодарности

Работа выполнена в рамках проекта РНФ 20-12-00287.

- Korneeva Yu., et al. // Phys. Rev. (2018) Applied 9, 064037.
- Yang J., et al. // IEEE Transactions on Applied Superconductivity (2007) 17, 581.
- Kerman A., et al. // Phys. Rev. (2009) B 79, 100509(R)
- 4. Korneev A., et al. // Phys. Procedia (2012) 36, 72-76.
- Dryazgov M., et al 2020 Journal of Physics: Conference Series 1695, 012195.

Транспортные и морфологические характеристики тонких пленок YBa₂Cu₃O_{7-х} при импульсном лазерном напылении со скоростной фильтрацией лазерного эрозионного факела

А.И. Ильин^{1*}, А.А. Иванов²

1/Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Моск. обл., г. Черноголовка, ул. Осипьяна 6.

² Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Россия, 115409, Москва, Каширское шоссе, 3...

*ll'in@iptm.ru

Режимы импульсного лазерного напыления с разной частотой скоростной фильтрации эрозионного факела и времени напыления, скорости отфильтрованных частиц применили для изменения характеристик зависимости R(T) пленок YBa₂Cu₃O_{7-x} толщиной 100 – 200 nm. Исследования поверхности в CЭM позволили обнаружить перестройку кристаллической структуры при напылении и обсудить ее влияние на транспортные характеристики пленок.

Введение

Высокотемпературная сверхпроводимость была открыта в сложных оксидах с почти двумерными медно-кислородными кристаллографическими плоскостями. Многовалентные ионы меди при химическом легировании, термической обработке в специальной атмосфере или изменении состава кристаллической решетки даже вдали от плоскости CuO₂, заставляют оксиды проводить. Влияние на электропроводность происходит через вариации плотности электронных (дырочных) состояний на поверхности Ферми и \ или изменением механизмов рассеяния. Основные подходы для объяснения нелинейности R(T) в области нормального сопротивления используют классическую электронфононную теорию металлической проводимости Блоха-Грюнайзена или представления о термическом беспорядке Френкеля в длинных упорядоченных цепях кислорода, в которых ионы кислорода движутся по расположенным рядом вакансиям. Скоростная фильтрация эрозионного факела при импульсном лазерном напылении (ИЛН) позволила нам получить пленки с морфологией поверхности в виде пирамид диаметром в основании до 1500 nm, высотой до 40 нм (уклон 2.5 %) и ступеньками на боковых склонах 1 – 2 нм [1, 2]. Такие пленки толщиной 100-200 нм пригодны для изготовления приборов с латеральным разрешением около и меньше 100 нм как для исследования физических явлений, так и создания приборов и устройств [3-6].



Puc. 1. R (T) of films with T (R = 0) = 77–87 K. The inset shows a close-up of the superconducting transition region

Методика эксперимента

Режимы ИЛН, влияющие на диффузию атомов по поверхности в интервалах между импульсами при разной частоте фильтрации лазерного факела и времени напыления, скорости отфильтрованных частиц применили в данной работе для изменения характеристик зависимости R(T). Исследования поверхности в СЭМ позволили обнаружить перестройку кристаллической структуры при напылении и обсудить ее влияние на транспортные характеристики пленок. Размер прямоугольного фильтрующего отверстия в диске, частота и фаза вращения диска относительно момента лазерного импульса задавали промежуток времени, когда частицы распыленного материала проходили через отверстие (частоту фильтрации). Минимальную скорость пропущенных фильтром частиц (скорость отсечки) определяли как $V_0 = L/T$, где L удаленность диска от мишени (30 – 35 mm), T время экспонирования.

Результаты и обсуждение

Режимы фильтрации позволяли изменять кислородный индекс у = 7 - х с х = 6.68 до 7 особенно эффективно при напылении с малой частотой фильтрации (частоте поступления частиц на подложку 4.5 – 6 Гц). Наименьшее значение сопротивления при комнатной температуре (R_{300min}) имели пленки толщиной 300 нм после напыления без фильтра частицами размером несколько µm (Рис.1). Ширина сверхпроводящего (СП) перехода была ΔT = 2.1 - 2.4 К, а температура окончания перехода достигала Т (R = 0) = 87 К Фильтрация лазерного факела с частотой 4.5-6 Гц в результате роста крупных кристаллов пирамид на поверхности размером в основании до 500 nm и высотой до 80 nm давала пленки с R₃₀₀ = 2 R_{300min}. Ширина СП перехода ∆Т у этих пленок была равна 2.5 - 3.5 K, а T (R = 0) = 77 - 78 K и ниже. Форма крупных пирамид в виде спиралей указывала на возможную диффузию по дефектам структуры вдоль оси С и перераспределение кислорода в пленке. Через перераспределение кислорода в пленке при напылении, возможно, происходит влияние режимов напыления на Т (R = 0) и форму СП перехода. Фильтрация лазерного факела с частотой 25 - 35 Гц позволяла получить пленки с Т (R = 0) = 85.8 К при $R_{300} = 7 R_{300min}$ и ширине СП перехода $\Delta T = 2.5$ -2.9 К. Если уменьшение Т (R = 0) на 1.2 К и уширение СП перехода в среднем на 0.45 К по отношению к пленкам толщиной 300 nm, вызваны размерным эффектом толщины, то кристаллическая структура с высоким R₃₀₀ не оказывает влияния на форму и количественные характеристики СП перехода. Высокая частота фильтрации предотвращает

рост на дефектах кристаллической структуры крупных пирамид и формирует ровную поверхность. Повышенные до 7 раз значения R₃₀₀ указывают на отсутствие в кристаллической структуре путей легкого транспорта дырок в плоскости *«ab»*.

Заключение

Скоростная фильтрация эрозионного факела при ИЛН позволяет получить пленки с морфологией поверхности в виде пологих пирамид с диаметром округлого основания до 1500 nm с уклоном 2.5% и ступеньками на боковых склонах 1–2 nm. Высокая частота фильтрации предотвращает рост на дефектах кристаллической структуры крупных пирамид с прямоугольными основаниями размером до 500 nm и формирует ровную поверхность. Режимы фильтрации позволяли изменять кислородный индекс, измеренный по зависимостям R (T) y = 7 - x от x = 6.68 до 7.

Работа выполнена по государственному заданию № 075-00355-21-00

- Il'in A.I., Ivanov A.A., Trofimov O.V., Firsov A.A., Nikulov A.V., and Zotov A.V. // Russian Microelectronics, 2019, Vol. 48, No. 2, p. 119.
- Ильин А.И., Трофимов О.В., Иванов А.А. // ФТТ, 2020, том 62, вып. 9, стр.1555
- Burlakov A.A., Gurtovoi V.L., Il'in A.I., Nikulov A.V. // Tulin JETP Letters. 2014. T. 99. № 3. C. 169-173.
- Burlakov A.A., Chernykh A.V., Gurtovoi V.L., Ilin A.I., Mikhailov G.M., Nikulov A.V., Tulin V.A. // Physics Letters A. 2017. T. 381. № 30, 2432-2438.
- Gurtovoi V.L., Il'in A.I., Nikulov A.V. // Physics Letters A. 2020. T. 384. № 26. C. 126669.

Фрактальность нормальных кластеров и резистивность керамического сверхпроводника

Л.П. Ичкитидзе^{1,2,*}, М.В. Белодедов³, Д.В. Телышев^{1,2}, С.В. Селищев¹

¹Национальный исследовательский университет «Московский институт электронной техники», МИЭТ, Зеленоград, Москва, 124498.

² Первый Московский государственный медицинский университет им. И.М. Сеченова (Сеченовский университет), Москва, 119991.

³ Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, 105005.

*ichkitidze@bms.zone

Изучена резистивность массивных образцов и толстослойных образцов керамического ВТСП материала системы Ві-2223. Для всех образцов определена фрактальная размерность границ между нормальной и сверхпроводящей фазами. Предложена рекомендация для создания датчика магнитного поля.

Введение

Масштабированная трансляция форм или других параметров материалов часто встречается в природе, что является их фрактальным свойством. Часто это свойство используется в физико-техническом анализе дефектов, в том числе в сверхпроводящих материалах [1-3]. Керамические высокотемпературные (ВТСП) материалы имеют гранулярную структуру и в пространстве между гранулами образуются неоднородности в виде пор. Они соединяются, становятся открытыми порами и на их основе формируются каналы, так называемые нормальные кластеры. Некоторые из них протягиваются от одного края (поверхности) до его противоположного края, в этом случае он считается бесконечным нормальным кластером (БНК). Подобным же образом между соприкасающийся гранулами образуются перколяционные бесконечные сверхпроводящие кластеры (БСК).

В настоящей работе исследуются методика определения ведичины фрактальной размерности БНК, связь между ней и сосотоянием резистивности в керамических ВТСП материале системы (Bi,Pb)₂Sr₂Ca₂Cu₃O_x (Bi-2223). Также дается оценка магниточувствительности образцов различных размеров.

Методика измерений и расчетов

Все наши образцы были получены при одинаковых условиях: температура отжига 850 °С, время отжига 40 ч. В эксперименте использовались 3 массивных образца с практически одинаковыми геометрическими формами и размерами, которые вырезались из одной таблетки. Аналогичным образом, из

одной подложки, на которой нанесен толстый слои, вырезались 3 одинаковые образцы.

Измерения проводились в жидком азоте при температуре $T \approx 77,4$ К. Характерные размеры образцов: массивные – длина (расстояние между потенциальными контактами) $l \sim 6,0$ мм, ширина $w \sim 1,5$ мм, толщина $t \sim 0.5$ мм; толстые слои: $l \sim 3.0$ мм, $w \sim 1,5$ мм, $t \sim 0,1$ мм. Значения плотности измерительного тока J, плотности критического тока J_C и удельных сопротивлений р и р_n в резистивных и нормальных состояниях, соответственно, определялись с учетом геометрических размеров образцов и измеренных нормальных сопротивлении R_n при T = 110 К. Критические температуры $T_{\rm C}$ для всех образцов практически совпадали и имели значение около $T_{\rm C} \sim 105$ K, а значения их $J_{\rm C}$ не превосходили 1 А/см². Напряжение U измерялось при фиксированных значениях внешнего магнитного поля В и тока через образец I, и выполнения условия $B \perp I$.

На картинке изображении растрового электронного микроскопа, с помощью которого исследовались образцы, накладывалась виртуальная сетка с минимальной квадратной ячейкой, со стороной L = 1 мм и площадь $L^2 = 1$ мм². Фрактальная размерность образцов $D_{\rm F}$ определялась как

$$D_{\rm F} = -\ln(N(L))/\ln(L_{\rm max}/L) \tag{1}$$

где N – число непустых маленьких квадратов площадью L^2 , покрывающих измеряемый фрагмент границы кластера, L_{max} – длина большого квадрата, где полностью помещается фрагмент границы между нормальной и сверхпроводящими фазами. Значения $D_{\rm F}$ определялись при различных соотношениях $L_{\rm max}/L$: 10000; 1000 и 100 для каждого фрагмента нормального кластера, а потом они усреднялись для каждого образца.

Экспериментальные результаты и обсуждения

Из рисунка 1 видно, что ВАХ образцов обладают характерными для керамических ВТСП материалов нелинейный особенностями. На вставке приведены зависимости ρ (*J*), соответствующие ВАХ рис. 1 при B = 0. Из приведённых данных следует, что максимальные удельные сопротивления образцов обоих типов находятся в области $\rho \approx 0,2...0,4$ мОм·см, что приблизительно на два порядка меньше, чем их значения в нормальном состоянии $\rho_n \approx 12...40$ мОм·см. Поэтому, измерительный ток *I* в условиях опыта не вызывает нарушение сверхпроводимости, а регистрируемые напряжение *U* и сопротивление R_f индуцируются движением магнитных вихрей.



Рис. 1. Полученные типичные резистивные характеристики: B = 0, \circ – массивный образец; \diamond – толстослойный образец; \bullet – толстослойный образец; \bullet – толстослойный образец. Вставка, ρ (J): \circ – массивный образец; \diamond – толстослойный образец

Между значениями D_F (= 1,45 – массивный образец; = 1,80 – толстослойный образец) и резистивными параметрами образцов прослеживается тесная связь. Действительно, большое значение D_F указывает на более разветвленную структуру и высокую плотность БНК в объеме керамического ВТСП. Известно, что чем выше D_F , тем более широким является диапазон изменения резистивности образца [3], с чем и согласуется наш эксперимент. Абсолютная вольт-тесловая магниточувствительность $S_{UB} = dU/dB$ и пороговая чувствительность (минимальное регистрируемое поле) δB оценены для предлагаемого датчика магнитного поля (ДМП), как $\delta B = \delta U/S_{UB}$. Учитывались данные рисунка 1, (выделены цветом), рассеиваемая мощ-

ность в единице объема образца $P_V \approx 5 \cdot 10^{-4}$ Вт/см³, минимальное регистрируемое напряжение $\delta U \approx 10$ нВ, и означение отношения l/w. Очевидно, что для соблюдения уровня P_V и получения большого Uнеобходимо увеличить R_f и уменьшить I. Высокое R_f достигается при больших D_F , J/J_C и ρ_n [2]. В таблице 1 показаны оценочные значения S_{UB} и δB при росте R_f за счет отношения l/w.

Массивный образец			Толстослойный образец		
l/w	S _{UB} , В/Т	δ <i>В</i> нТ	l/w	S _{UB} , В/Т	δ <i>В</i> нТ
4	2,4	~ 4	3	~ 1,0	~ 10
16	9.6	1.0	8	4	2,5
64	39	0.25	32	16	0,6
256	_	_	128	64	0,16
			512	128	0,08
			1024	512	0,02
			2048	1024	< 0,01

Таблица 1. Оценочные значения магниточувствительности

Для массивного образца не представляется возможным сильное увеличение R_f за счет роста l/w, так как при этом должен уменьшаться J. Действительно, при l/w = 512 должно реализовываться значение $J \sim 0,5$ A/cm², что невозможно, так как $J_C \approx$ $\approx 0,7$ A/cm². Для толстослойного образца подобного ограничения практический не существует, поскольку для него $J_C \le 0,01$ A/cm². Также можно уменьшить t на порядок и более, что увеличивает R_f и, следовательно, понижает δB до ограничения уровнями теплового или иных шумов. При этом высокое l/w, по-видимому, можно реализовать в форме меандра на площади 5 × 5 мм² с активными полосами и зазорами между ними, шириной по 50 µм.

Таким образом, высокая резистивность в керамическом материале достигается при больших значениях фрактальной размерности бесконечных нормальных кластеров. Этот же эффект может быть использован для создания магнитрезистивного датчика магнитного поля.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (№ 075-03-2020-216 от 27.12.2019).

- Vasyutin M.A. // Tech. Phys. Lett., V. 37(8), 743 (2011).
- 2. Zaanen J. // Nature, V. 466, 825 (2010).
- Kuzmin Yu.I. // Tech. Phys. Lett., V. 30(6), 457 (2004).

Сверхпроводниковый генератор на основе джозефсовского перехода для терагерцовой спектроскопии

Н.В. Кинев^{1, *}, К.И. Рудаков^{1, 2}, А.М. Барышев², В.П. Кошелец¹

¹ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11 стр.7, Москва 125009.

² Астрономический институт Каптейн, Университет Гронингена, Гронинген, Нидерланды 9712 СР.

*nickolay@hitech.cplire.ru

В работе продемонстрировано применение генератора терагерцового (ТГц) диапазона на основе распределённого туннельного СИС-перехода, согласованного с передающей антенной и излучающего сигнал в открытое пространство, для спектроскопии газов. Генератор использован в качестве активного источника, сигнал которого поглощается газовой смесью в ячейке длиной 60 см и затем регистрируется спектрометром на основе сверхпроводникового СИС-приемника со спектральным разрешением лучше 100 кГц. В ходе эксперимента зарегистрированы линии поглощения воды и аммиака в ТГц диапазоне, а также продемонстрирована зависимость спектральных характеристик линий поглощений от давления газовой смеси в широких пределах от 0,005 мБар до 10 мБар.

Для решения задач в таких областях, как терагерцовая (ТГц) спектроскопия, ТГц микроскопия, построение ТГц изображений, необходимы широко перестраиваемые стабилизированные источники излучения. Генератор на основе сверхпроводникового туннельного СИС-перехода с геометрической длиной много больше джозефсоновской глубины проникновения является практичным решением в качества источника в ТГц диапазоне. Такой генератор на основе туннельных структур Nb-AlO_x-Nb или Nb-AlN-NbN обладает широкой рабочей полосой от 200 до 750 ГГц и мощностью порядка единиц микроватт, достаточной для многих практических применений. Некоторое время назад нашей группой была предложена и реализована концепция генератора в открытое пространство на основе распределенного джозефсоновского перехода (РДП), согласованного на одной микросхеме с передающей антенной и гармоническим смесителем для фазовой стабилизации выходного сигнала [1,2]. В данной работе мы впервые демонстрируем применимость такого источника для задач спектроскопии в эксперименте по регистрации линий поглощения газов.

Схема эксперимента

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Выходной сигнал генератора на основе РДП №1 на ТГц частоте проходит через газовую ячейку и испытывает поглощение, вызванное вращательными переходами молекул газа. Затем, поглощенный сигнал регистрируется ТГц спектрометром на основе сверхпроводникового приёмника [3], имеющего в качестве гетеродина РДП №2. Выходной сигнал приемника на промежуточной частоте в диапазоне 4 – 8 ГГц, с центром при 6 ГГц соответственно, регистрируется анализатором спектра.



Рис. 1. Схема установки для регистрации линий поглощения газа, находящегося в измерительной ячейке

Эффективная длина поглощения (длина газовой ячейки) составляет 60 см, окна ячейки изготовлены из тефлона, прозрачного в ТГц диапазоне. Типичное давление газа в эксперименте составляло от 10⁻³ мБар до 20 мБар, при более высоком давлении спектральная линии становится слишком широкой для анализа в полосе шириной 4 ГГц, вследствие столкновительного уширения.

Регистрация проводилась по следующей методике: частота гетеродина приемника (РДП №2) устанавливается на 6 ГГц выше или ниже от частоты поглощения (напр., на 578,5 ГГц для регистрации линии аммиака на частоте 572,5 ГГц), затем частота активного источника (РДП №1) плавно меняется в небольшой окрестности (±0.5 – 1 ГГц) частоты поглощения (напр., от 572 ГГц до 573 ГГц для аммиака), с «проходами вверх» и «вниз» по частоте. При этом анализатор спектра регистрирует максимальное значение пика спектральной линии на каждой частоте.

Напуск газа в ячейку осуществляется путем естественного испарения жидкости в пробирке, соединенной с входным патрубком ячейки, через игольчатый натекатель с плавной регулировкой. Перед напуском газа ячейка предварительно откачивалась до давления ниже 10⁻⁵ мБар (предел измерения вакуумметра Пирани) в течение 10-15 минут. В качестве пробы аммиака использован доступный медицинский водный 10% раствор, следовательно, парциальное давление собственно аммиака ниже общего давления смеси, регистрируемого вакуумметром. В качестве пробы воды использована дистиллированная вода, поэтому регистрируемое давление является истинным давлением водяных паров.

Результаты

Результаты исследования линий поглощения паров аммиака на частоте 572,5 ГГц и воды на частоте 556,9 ГГц в широком диапазоне давлений представлены на рис. 2; на легенде к кривым на обозначено давление, регистрируемое вакуумметром Пирани, которое в случае с регистрацией аммиака (рис. 2 (а)) выше парциального давления собственно аммиака. Видно, что с увеличением давления газа линии поглощения заметно уширяются, и растет интенсивность поглощения. На вставке к рис. 2 (а) показана ширина спектральной линии поглощения аммиака, которая составляет порядка 10 МГц при давлении порядка 1 мБар, для двух различных давлений. Касательно методики измерений, интересным является тот факт, что ширина линии активного источника на основе РДП практически неважна в данном эксперименте. Ширина линии источника начинает играть роль лишь в том случае, когда излучение приводит к насыщению приемника, что может влиять на точность результатов. Полученные характеристики — частота поглощения, мощность, ширина спектральных линий — хорошо соответствуют справочной литературе и табличным значениям.



Рис. 2. Экспериментально измеренные спектры поглощения на ТГц частоте при разном уровне давлений паров (а) аммиака (водный 10% раствор); (б) дистиллированной воды

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №17-79-20343).

- Kinev N.V., Rudakov K.I., Filippenko L.V. *et al.* // J. Appl. Phys., V. 125, 151603 (2019).
- N Kinev.V., Rudakov K.I., Filippenko L.V. *et al.* // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol., V. 9, p. 557 (2019).
- Koshelets V.P., Dmitriev P.N., Faley M.I. et al. // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol., V. 5, p. 687 (2015).

Электронный транспорт трехслойной гетероструктуры из купратного сверхпроводника с прослойкой из никелята PrNiO₃

Ю.В. Кислинский^{1#}, А.М. Петржик¹, А.В. Шадрин^{1, 2}, К.И. Константинян¹, Г.А. Овсянников¹, G. Christiani³, G. Logvenov³

¹ ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Моховая 11, стр. 7, Москва, 125009.

² Московский физико-технический институт, Долгопрудный 141701.

³ Max Planck Institute for Solid State Research, Stuttgart, Germany.

*yulii@hitech.cplire.ru

В данном сообщении будут представлены первые экспериментальных данные по резистивным характеристикам трехслойной эпитаксиальной гетероструктуры YBa₂Cu₃O_{7-x}/PrNiO₃/YBa₂Cu₃O_{7-x} с прослойкой из никелята празеодима PrNiO₃ толщиной 6 нм. С понижением температуры зависимость проводимости от напряжения *G*(*V*) демонстрировала отклонение от симметричной, заметной уже при *T*=77 K, что ниже критической температуры купратного сверхпроводника YBa₂Cu₃O_{7-x}.

Введение

Многослойные гетероструктуры на основе оксидных материалов и эпитаксиально выращенных интерфейсов (границ раздела) привлекают повышенный интерес в связи с перспективами их применений в спин-управляемых устройствах. Среди большого разнообразия оксидов никелят празеодима PrNiO₃ (PNO) известен значительным изменением электропроводности под действием давления [1, 2] или деформации [3-6]. При экстракции кислорода из PNO, легированного Sr, получены сверхпроводящие тонкие пленки с критической температурой до 10 К [7]. Гетероструктуры с интерфейсом, образованным между оксидами с близкими кристаллическими параметрами, в частности, сверхпроводником YBa₂Cu₃O_{7-х} (YBCO) и иридатом стронция демонстрируют спин-триплетное спаривание, аномалию проводимости при нулевом смещении, резонансные ступени [8-10]. Однако, полностью оксидные устройства, основанные на интерфейсах из купратного сверхпроводника и никелята празеодима до последнего времени не исследовались. В данном сообщении мы представляем результаты изготовления и характеристики трехслойной эпитаксиально выращенной гетероструктуры с прослойкой PNO, помещенной между оксидными сверхпроводящими электродами ҮВСО.

Методика эксперимента

Гетероструктуры YBCO/PNO/YBCO были изготовлены методом импульсной лазерной абляции нижней пленки YBCO на подложке (110) NdGaO3 (NGO) при температуре нагрева 830 °С и давлении 0.3 мбар. Тонкие пленки прослойки PNO толщиной d=6 нм и верхняя пленка YBCO были осаждена in situ при 730 °C при том же давлении. Охлаждение от 600 °C до комнатной температуры (30 °C) проводилось со скоростью 2 °С/мин при парциальном давлении кислорода 1000 мбар. На завершающем этапе процесса нанесения тонких пленок наносилась защитная пленка Аи. Квадратная геометрия гетероструктур с размерами 10x10 - 50x50 мкм² (всего 5 структур на одном чипе) формировалась с использованием оптической литографии, реактивного ионно-плазменного травления и ионнолучевого травления при низких ускоряющих напряжениях ионов. Измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) по 4-х точечной схеме проводились при температурах T = 300 K, 77 K и 4.2 K. Рентгенограмма 0-20 сканирования гетероструктуры показала, что имеются достаточно узкие пики от пленок YBCO, а пики (002) и (003) PNO соответствуют табличным значениям.



Рис. 1. ВАХ и R_D(V) при Т=300 К

Результаты и обсуждение

Экспериментальные зависимости дифференциального сопротивления $R_D = dV/dI$ от напряжения V показаны на рисунке 1. Виден максимум зависимости $R_D(V)$ при V = 0 и рост проводимости $G = 1/R_D$ с V при T = 300 К. С понижением температуры форма функции G(V) становится U-образной, как показано на рисунке 2. Качественно такая форма соответствует обычному туннельному типу проводимости [11, 12]. Заметим, что для тех туннельных структур, в которых существенно обменное взаимодействие или зеемановское расщепление, должен наблюдаться сдвиг от нуля минимума зависимости G(V) и V-образная форма G(V) [13].

Асимметрия зависимости G(V) ранее анализировалась для обычных туннельных переходов с электродами из разных металлов, например Al/I/M, где M – Pb, Sn, In. Разница в работах выхода электродов приводила к асимметрии барьера и смещению минимумов зависимостей G(V) от нуля напряжения [12]. Из рисунка 2 видно, что достаточно четко выраженная асимметрия видна уже при температуре T = 77 K, что ниже температуры перехода YBCO в сверхпроводящее состояние.

Однако, на экспериментальных кривых G(V) смещения их минимумов от нуля не обнаружены. Возможно из-за погрешностей измерения G при низких напряжениях, где сопротивления 1/G достигали десятков М Ω (см. рис. 2). Отношение проводимостей $g = G_+/G_-$, соответствующих V > 0 (G_+) и V < 0 (G_-) дает g = 1.3 при T = 77 K, и слегка возрастает до g = 1.4 при понижении температуры до T = 4.2 K, для напряжений |V| = 300 мВ. Такое поведение можно объяснить появлением спин-поляризационного тока, проявляющегося при температурах ниже 77 K, где шунтирующее сопротивление PNO играет второстепенную роль.



Рис. 2. Зависимость *G*(*V*) при T=77 K (сплошная линия) и 4.2 K (пунктир)

Работа выполнена в рамках государственного задания и частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект 19-07-00274). Измерения электрофизических параметров выполнены с использованием УНУ 352529.

- Medarde M., Mesot J., Lacorre P., *et al.* // Phys. Rev. B. V. 52. 9248 (1995).
- Saito T., Azuma M., Nishibori E., *et al.* // Physica B V. 329–333. 866 (2003).
- Venimadhav A., I. Chaitanya Lekshmi, Hegde M.S. // Material Research Bulletin. V.37, 201 (2002).
- Hepting M., Minola M., Frano A., *et al.* // Phys. Rev. Lett., V.113. 227206 (2014).
- Li Zhang, Yu Feng, Yilin Han, et al. // JMMM V. 494, 165665 (2019).
- Catalano S., Gibert M., Fowlie J., *et al.* // Rep. Prog. Phys. V. 81, 046501 (2018).
- Osada M., Wang B.Y., Goodge B. H., et al. //Nano Lett. V. 20, 8, 5735 (2020).
- Petrzhik A.M., Constantinian K.Y., Ovsyannikov G.A., *et al.* // Phys. Rev. B. V. 100. 024501 (2019).
- Константинян К.И., Овсянников Г.А. и др. // Труды XXIV Международного симпозиума, Нижний Новгород, 2020, т.1, с.69-70.
- 10. Константинян К.И., Овсянников Г.А. и др. // ФТТ, том 62, вып. 9 с. 1385-1389 (2020)
- 11. Simmons J.G. // J. Appl. Phys. V. 34, 1793 (1963).
- Brinkman W.F., Dynes R.C., Rowel J.M. // J. Appl. Phys. V. 41. 1915 (1970).
- Pal A., Blamire M.G., *et al.* // Phys. Rev. B. V. 92. 180510(R) (2015).

Особенности метастабильных состояний системы полужестких бозонов

В.В. Конев *, Ю.Д. Панов

Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002.

*vitaliy.konev@urfu.ru

Для системы полужестких бозонов показано, что с ростом локальных корреляций наблюдаются качественные изменения на фазовой диаграмме. Например, с ростом локальных корреляций вблизи половинного заполнения происходит смена типа NOCO перехода со второго на первый род, который сопровождается метастабильными состояниями этих фаз.

Введение

В последнее время много внимания уделяется различным вариантам модели Бозе-Хаббарда, например, модели «жестких» (hard-core) или «полужестких» (semi-hard-core) бозонов [1]. В данной работе рассматривается система заряженных бозонов с возможным заполнением на узле n = 0, 1, 2, или, на псевдоспиновом языке, система с псевдоспином S = 1 ($n = \langle Sz \rangle + 1$) [2].

Модель

Рассмотрим модельную 2D систему типа «полужестких» бозонов с ограничением на заполнение узлов квадратной решетки n = 0, 1, 2 или систему Си-центров в CuO₂ плоскости купратов, которые могут находиться в трёх различных валентных зарядовых состояниях: Cu^{1+,2+,3+}. Вводя псевдоспиновый S = 1 (M_S = 0 ± 1) формализм для описания соответствующих зарядовых триплетов, запишем эффективный гамильтониан, который коммутирует с z-компонентой полного псевдоспина $\sum S_{iz}$ и, таким образом, сохраняет полный заряд системы, как сумму потенциальной и кинетической энергий:

$$H = H_{pot} + H_{kin} \tag{($$$$$$$$$$)}$$

$$H_{pot} = \sum_{i} \Delta S_{iz}^2 + \frac{V}{2} \sum_{\langle ij \rangle} S_{iz} S_{iz} \qquad (\phi2)$$

$$H_{kin} = -\frac{1}{2} t_b \sum_{\langle ij \rangle} (S_{i+}^2 S_{j-}^2 + S_{i-}^2 S_{j+}^2) \quad (\phi 3)$$

Первое слагаемое в (ф2) или локальные зарядовые корреляции описывает эффекты расщепления уровней на узле. Второе слагаемое описывает межузельные корреляции вида плотностьплотность. Гамильтониан (ф3) описывает перенос пары зарядов (биквадратичная двухцентровая анизотропия).

Результаты

Нами проведено исследование влияния локальных корреляций (Δ) на фазовую диаграмму модели «полужестких» бозонов методом среднего поля. На рис. 1 приведен набор фазовых диаграмм в переменных х-Т, где х = n – 1 – отклонение от половинного заполнения, при Δ = 0, 0.4, 0.8, 1, 1.3, 1.5, V = = 0.75, где черной сплошной (пунктирной) линией обозначены фазовые переходы второго (первого) рода CO-NO, SF-NO, CO-SF, CO-SS, SS-SF фаз, серым цветом показана область существования PS фазы, серой штрих-пунктирной линией определены границы метастабильных состояний CO, SF и NO фаз. С ростом локальных коррреляций наблюдают-



Рис. 1. Набор фазовых диаграмм в переменных x - T, где x = n - 1 – отклонение от половинного заполнения, для значений Δ с лева на право равных 0, 0.4, 0.8, 1, 1.3, 1.5 при V = 0.75, полученные методом среднего поля. Черной сплошной (пунктирной) линией обозначены фазовые переходы второго (первого) рода для CO-NO, SF-NO, CO-SF, CO-SS, SS-SF фаз, серым цветом показана область существования PS фазы, серой штрих-пунктирной линией определены границы стабильности CO, SF и NO фаз. Параметры Гамильтониана указаны в единицах t_b

ся качественные изменения на фазовой диаграмме: так, при $\Delta = 0.4$ есть вторая трикритическая точка (CO-SS-SF), различие между ними становится все более заметным с увеличением Δ. Реализация SS фазы как глобального состояния заканчивается при $\Delta = 0.75$ (не показано). Важно отметить, что SS фаза реализуется как глобальный минимум только без учета PS фазы, другими словами при учете PS фазы SS фаза является метастабильной. Начиная с $\Delta = 0.8$, вблизи половинного заполнения происходит смена типа фазового перехода со второго на первый род из NO в CO фазу, который сопровождается относительно большими областями стабильности этих фаз. При увеличении локальных корреляций области стабильности разрастаются. Интересно, при $\Delta = 1.3$ наблюдается переход типа порядокпорядок между СО1 и СО2 фазами, серой штрихпунктирной линией определены границы стабильности этих фаз. Важно подчеркнуть, что тип зарядового порядка можно определить только в непосредственной близости перехода CO1-CO2, соответственно при относительно высоких температурах тип зарядового порядка является неопределенным. При $\Delta = 1.5$, CO2 фаза уступает место CO1 фазе только при конечной температуре, а с понижением температуры вблизи T = 0 происходит переход первого рода из CO1 в CO2 фазу.

- Kapcia K.J., Robaszkiewicz S. // Physica A: Statistical Mechanics and its Applications, V 461, 487-497 2016.
- 2. Moskvin A.S. // JETP, V. 148(3), 549 (2015).

Где проявляется s_± состояние необычного сверхпроводника?

М.М. Коршунов^{1, *}, В.А. Шестаков¹, Ю.Н. Тогушова²

1 Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, ФИЦ КНЦ СО РАН, ул. Академгородок, Красноярск, 660036.

² Сибирский Федеральный Университет, пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041.

*mkor@iph.krasn.ru

Рассмотрены особенности сверхпроводящего s_± состояния в пниктидах и халькогенидах железа в рамках многозонных моделей, обсуждаются возможности однозначной идентификации этого состояния в различных экспериментах.

С открытием сверхпроводимости в пниктидах железа и последующим их исследованием стало очевидно, что для объяснения механизма сверхпроводимости необходимо учитывать многоорбитальный характер зонный структуры в этих веществах [1]. Такая многоорбитальность и, в итоге, многозонность, привела к возможности реализации сверхпроводимости с необычным параметром порядка. Одним из наиболее вероятных кандидатов является параметр порядка, имеющий противоположные знаки на разных листах поверхности Ферми – так называемое состояние s_± [2]. Чтобы удостовериться в том, что это состояние действительно реализуется в пниктидах и халькогенидах железа, необходимо понять, в каких экспериментах оно будет проявляться и каким образом.

Чтобы ответить на поставленный вопрос, мы рассматриваем особенности состояния s_{\pm} , вызванные как знакопеременным, так и многозонным его характером. Затем обсуждаем, как эти особенности будут проявляться в различных экспериментах. В частности, спин резонансный пик в неупругом нейтронном рассеянии [3], проявление в лондоновской глубине проникновения перехода $s_{\pm} \rightarrow s_{++}$ при рассеянии на примесях [4], спиновый экситон в спектрах Андреевского отражения [5]. Рассматривая различные эффекты, мы формулируем критерии обнаружения параметра порядка со структурой s_±, что в дальнейшем позволит идентифицировать это состояние и, соответственно, подтвердить спин-флуктуационный механизм формирования сверхпроводящего состояния [1].

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, Правительства Красноярского края и Краевого фонда науки в рамках научного проекта №19-42-240007, а также проекта РФФИ №19-32-90109.

- Коршунов М.М. // Успехи физических наук, Т. 184, 882 (2014).
- Hirschfeld P.J., Korshunov M.M., Mazin I.I., // Rep. Progr. Phys., V. 74, 124508 (2011).
- Korshunov M.M. // Phys. Rev. B, V. 98, 104510 (2018)
- Коршунов М.М., Тогушова Ю.Н., Долгов О.В. // Успехи физических наук, Т. 186, 1315 (2016).
- Daghero D. *et al.* // Phys. Rev. B, V. 102, 104513 (2020).

Несверхпроводящая природа резистивного перехода при *T* ~ 300 К в углеродистом гидриде серы при сверхвысоких давлениях

Л.С. Мазов^{1, *}

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

*mazov@ipmras.ru

На базе детального анализа резистивных и магнитных измерений C-S-H системы при сверхвысоких давлениях продемонстрировано, что резистивный переход при *T*~ 300 К не является сверхпроводящим по природе, а соответствует магнитному (типа АФ ВСП) фазовому переходу в нормальном состоянии. Вывод об отсутствии ВТСП и тем более КТСП в гидридах при сверхвысоких давлениях был получен и в недавних работах по анализу их возможных «сверхпроводящих» свойств. - *«Finally, the First Room-Temperature Superconductor*!» (*The New York Jimes*, October 14, 2020)

Введение

В недавно появившейся статье: «Комнатнотемпературная сверхпроводимость в углеродистом гидриде серы» [1] было сообщено о «сверхпроводимости» («СП») в фотохимически преобразованной наносистеме углеродистого гидрида серы (С-S-Н) с максимальной температурой «СП»-перехода *Tc* ~ 15⁰ C, достигнутой при сверхвысоком давлении на уровне Р ~ 270 ГПа (однако, ни точная химическая формула, ни структура решетки C-S-Hсоединения в работе [1] не приводятся). «СПсостояние наблюдалось» в ячейке с алмазной наковальней, в широком диапазоне Р от 140-275 ГПа. «СП установлена наблюдением нулевого сопротивления, магнитной восприимчивости до 190 ГПа, уменьшением Т перехода под воздействием внешнего магнитного поля до 9 Т» [1] В настоящей работе, проведено сопоставление результатов работы [1] с данными работ по исследованию СП в гидридах серы и некоторых металлов [2]. Продемонстрировано, что спад ЭС, наблюдаемый в этих работах при $T \sim 200-300$ K, может быть связан не со сверхпроводящим переходом, а с появлением в водородной подсистеме планарной модулированной магнитной структуры (типа АФ ВСП) (ср. [3]). Вывод об отсутствии ВТСП и тем более КТСП в гидридах при сверхвысоких давлениях был получен и в [4].

Анализ экспериментальных данных

Синтез образца. Для приготовления образца использовалась методика формирования гидрида серы (сероводорода) при сжатия исходных материалов в камере под сверхвысоким давлением. В камеру с алмазной наковальней (DAC) (см. рис.1а [1]) загружались равные количества измельченного элементарного углерода и серы с размером частиц менее 5 мкм. Затем в камеру был загружен молекулярный водород. Далее содержимое камеры повергалось сжатию под давлением ~ 4 ГПа при воздействии лазерного излучения ($\lambda = 532$ нм) в течение нескольких часов при мощности 10-25 мВт для синтеза образца C-S-H с размером до 80 мкм в диаметре. Поскольку контакты из Pt внутри ячейки (рис.16 [1]) разрушаются при давлении выше 267 ГПа, приходилось использовать четырехзондовую методику.



Рис. 1. Алмазная наковальня а); контакты к образцу б)

Резистивные измерения. В качестве свидетельства сверхпроводящего перехода в фотохимически синтезированной системе C-S-H в статье [1] рассматривается резкий спад сопротивления R при понижении температуры ($T = T_c$). Выше $T_c R$ показывает суперлинейное поведение $R = R_0 + AT^2$, где R_0 остаточное сопротивление (рис.2а,б). При более высоких температурах ожидается «зависимость R(T) = T, соответствующую закону Грюнайзена-Блоха для металла со свободными электронами при температурах много выше температуры Дебая». Существенным моментом здесь является относительно узкая ширина резистивного перехода: ~ 1K, причем даже в поперечном магнитном поле (рис.26 и вставка на этом рисунке). Кроме того, из данных рисунков видно, что в результате спада сопротивление не достигает достаточно низких значений. Это хорошо видно на рис.2а, где при P = 272 ГПа

спад сопротивления останавливается на уровне ~ 0.2 Ω . При этом температура начала резистивного перехода равна T = 280К, а температура достижения минимального значения R около 260 К (т.о., ширина резистивного перехода ~ 20К). Резистивные данные в увеличенном масштабе, представленные на вставке рис.26 для интервала достаточно высоких температур (~ 250К), также не позволяют однозначно судить о достижении нулевого сопротивления – необходимого признака СП-состояния.

Магнитные измерения. В качестве контрольного теста на сверхпроводимость рассматривался резкий спад магнитной восприимчивости на переменном токе при понижении температуры. Такой диамагнитный переход действительно наблюдался в этих C-S-H образцах (рис.2в), причем его температура росла с ростом приложенного давления. Однако, при дальнейшем уменьшении температуры наблюдался рост восприимчивости.



Рис. 2. Резистивные (а,б) и магнитные (с) данные «СП»-перехода для С-S-H системы при сверхвысоких давлениях [1]

Обсуждение и выводы

По определению, резистивный переход является «сверхпроводящим», если сопротивление образца падает до нуля, или, на практике, до не поддающихся измерению значений (до неизмеримо малой величины). При современной чувствительности измерительных приборов удельное сопротивление сверхпроводника должно быть меньше 10-24 $Q_{M} \cdot c_{M}$. В работах [1,2] по исследованию гидридов при сверхвысоких давлениях, значения остаточного сопротивления после резистивного перехода при Т ~ 200-300 К, значительно выше, и, как было показано в [3], сравнимо по величине со значением фононного вклада в сопротивление (закон Блоха-Грюнайзена) при параметрах данных материалов, что указывает на нормальное состояние образца. Это хорошо видно на рис.2а, б, где пунктиром показано значение нулевого сопротивления для «первого комнатнотемпературного сверхпроводника».

В качестве достаточного признака СП-характера фазового перехода обычно рассматривается появление диамагнитного вклада в магнитную восприимчивость (эффект Мейсснера). Однако, результаты измерений в первых работах по исследованию гидридов при сверхвысоких давлениях оказались неоднозначными, и авторам [2] пришлось применить методику ядерного резонансного рассеяния [5] для установления сверхпроводящего состояния образца. Результаты этих измерений были проанализированы в [6], где было показано, что резистивный переход в гидридах при $T \sim 200-300$ К может соответствовать магнитному (АФ ВСП) фазовому переходу. Спад намагниченности при этом обусловлен эффектом аномального диамагнетизма при отсутствии сверхпроводимости, который наблюдался и ранее в других материалах (см. [6]). Отметим, что данные по намагниченности гидридов в этих работах даны для узких *T*- интервалов, что не позволяет сделать вывод о возможном сверхпроводящем переходе при более низких *T*.

Вывод об отсутствии ВТСП и тем более КТСП в гидридах при сверхвысоких давлениях был получен и в недавних работах [4] по анализу их возможных «сверхпроводящих» свойств.

- 1. Snider E. et al. // Nature V.586, 373 (2020).
- Drozdov A.P., Eremets, M.I., Troyan, I *et al.* // Nature V.525, 73 (2015).
- 3. Mazov L.S. // arXiv:1510.00123.
- Hirsch J.E., Marsiglio F. // arXiv:2010.10307; 2012.12796; 2101.01701; 2101.07208.
- Troyan I., Gavriliuk A., Ruffer R. *et al.* // Science V. 351, 1303 (2016).
- 6. Mazov L.S. // Euro.Phys.J. V.185wc, 0803 (2018).

Природа «аномального поведения» ВТСП-наносистем

Л.С. Мазов^{1,*}

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

*mazov@ipmras.ru

На основе детального анализа доступных резистивных, магнитных, оптических, нейтронных и др. данных продемонстрировано, что так называемое «аномальное» поведение ВТСП-наносистем на (*H*,*T*)-плоскости описывается при учете магнитного (АФ ВСП) фазового перехода в нормальном состоянии CuO₂-плоскости, который соответствует известной модели фазового перехода металл-диэлектрик Келдыша-Копаева. Этот переход также приводит к умеренному росту *T_c*.

Введение

Обычно при исследовании сверхпроводящих (СП) наносистем в слоистых купратах и пниктидах (селенидах) в качестве основной характеристики ВТСП-материала в большинстве случаев рассматривается только высокая температура СП-перехода Tc (H = 0). Однако, поведение ВТСП-наносистем в этих материалах в зависимости от Т и Н существенно отличается от поведения НТСП. Так, даже при попытке определить другую важную характеристику СП-наносистемы в этих материалах верхнее критическое магнитное поле $H_{c2}(0)$ из Tзависимости электросопротивления (ЭС) в магнитном поле (или, наоборот, из его Н-зависимости при заданной температуре образца), возникает проблема, связанная с тем, что в отличие от НТСП с резким спадом сопротивления при СП-переходе, резистивный переход уширяется с ростом магнитного поля, причем на резистивной кривой возникает перегиб («плечо»). Аналогичные «аномалии» возникают и в поведении магнитных, термодинамических, оптических, ЯМР, СТМ и других характеристик. За прошедшие почти 35 лет было предпринято множество попыток разработать новые теоретические модели для объяснения явления, однако в 2006 г. было заявлено, что «ВТСП - это кладбище для теорий» [1], - ситуация сохраняется до сих пор.

Магнитная природа ВТСП-купратов

Основная причина такого положения – неучет большинством теоретиков магнитной природы ВТСП-наносистем. А между тем, еще в 1990 г., в известной книге [2] (глава 4), представлены подробные данные, что недопированные купраты являются антиферромагнитными диэлектриками с температурой Нееля $T_N \sim 300$ К для лантановых и ~ 500 К для иттриевых соединений (см. рис.1).

Магнитная фазовая (*H*,*T*)-диаграмма купратов. В 1991 г. нами было получено [3], что СП-переходу в допированных купратах предшествует магнитный (АФ ВСП) фазовый переход в СuO₂-плоскости (см., также [4]), так что два параметра порядка (СП+ВСП) в системе не только сосуществуют ниже Tc(H=0), но магнитный АФ ВСП порядок является "подстилающим" для возникновения СП-состояния при высокой температуре_c



Рис. 1. Схематическая фазовая (*M*,*T*)-дмаграмма недопированных ($\sigma = 0$) УВСО- и LCO-купратов (см. [2])

Ввиду несоизмеримости ВСП с решеткой, она сопровождается ВЗП с половинным периодом. Это ВСП/ВЗП состояние реализуется в СиО₂-плоскости как страйп-наноструктура с зарядовыми (С) и спиновыми (S) нанострайпами (~ 1 нм). Кроме того, эта ВТСП-наносистема оказывается динамической, флуктуирующей с характерным временем ~ 1 пс. Такой переход приводит также к ВСПдиэлектризации симметричных участков поверхности Ферми (ПФ). С другой стороны, к этому времени уже был обнаружен СТ-экситонный пик (~ 2эВ) в планарном спектре поглощения купратов, сохра-
няющийся в S-страйпах до оптимального допирования [5]. Т.о. геометрические и оптические параметры страйп-наноструктуры купратов лежат в оптимальном диапазоне «сэндвича Гинзбурга» [6].

Модель Келдыша-Копаева в ВТСП-купратах. При более позднем анализе оказалось, что полученная картина в купратах описывается моделью фазового перехода металл-диэлектрик (Д) Келдыша-Копаева [6-8]. Этот переход в купратах реализуется как магнитный (АФ ВСП) фазовый переход в нормальном состоянии CuO₂-плоскости. Умеренный рост *Tc* в таких (Д+СП)-системах обусловлен ростом плотности состояний на краях диэлектрической (Д) щели (псевдощели), возникающей на симметричных участках ПФ при температурах ниже температуры T^* .

Таблица 1. Оптимальные параметры сэндвича Гинзбурга

Параметры	Teop.	Cu-	Fe-	КТСП	
d (нм)	1-3	1.5	2.2	0.9	
n(см⁻³)	10 ¹⁸ -10 ²³	1021-1022	1021-1022	1022-1023	
Эн. экситонов (эВ)	0.3–3	1.5	0.65	3.5	
Ширина экс. зоны (эВ)	0.1-0.3	< 0.5	< 0.5	< 0.5	



Рис. 2. Проявления магнитного (АФ ВСП фазового перехода в нормальном состоянии купратов: а) резистивные данные [2]; б) схематическая магнитная фазовая (*H*,*T*) диаграмма; в) туннельные эксперименты (см. [7] и ссылки там)

Обсуждение и выводы

Как видно из вышеизложенного, свойства ВТСПнаносистем в купратах, которые до сих пор в литературе рассматриваются как «аномальные» по сравнению с «привычными» НТСП, были описаны в книге «Проблема ВТСП» еще за 10 лет до открытия ВТСП в купратах [6]. Эта картина только подтверждается в новых экспериментах в течение 30 лет (см. [3]). На рис.2 приведены примеры поведения ВТСП-наносистемы на плоскости (H,T). В отличие от НТСП систем, где на этой плоскости представлена только одна зависимость $H_{c2}(T)$, в купратах возникает аналогичная зависимость для магнитного (АФ ВСП) параметра порядка, поскольку его термодинамика аналогична сверхпроводнику [6]. Справа от этой кривой система находится в спин-разупорядоченном состоянии (ПМ). В области магнитного (АФ ВСП) фазового перехода (часто рассматриваемого в литературе как псевдощелевое сотояние) происходит частичная ВСПдиэлектризация ПФ и формирование страйпнаноструктуры в CuO2-плоскости (нормальное состояние). Эта структура является базовой для перехода системы в сверхпроводящее состояние при высокой температуре за счет планарных СТ-

экситонов, сохраняющихся в S-страйпах при допировании. Ниже кривой $H_{c2}(T)$ система находится в смешанном состоянии с двумя параметрами порядка (СП + АФ ВСП). Интересно, что в гл.5 книги [6], Ю.В.Копаевым описаны особенности проявления СП-свойств (Д+СП)-систем, и необходимости учета этого при интерпретации пороговых экспериментов. Аналогичная ситуация в пниктидах (селенидах), а также в «супергидридах» при сверхвысоких давлениях [7-9].

- 1. Zaanen J., // Nature Phys. 2, 138, 2006.
- Гинзберг Д.М. Физические свойства ВТСП // М.: Мир.- 1990. 544 с.
- 3. Мазов Л.С. // ФНТ Т.17, 1376 (1991).
- Fauque B. *et al.* // Phys.Rev.Lett. V.96, 197001 (2006).
- 5. Iye Y. et al. // Jpn.J.Appl.Phys. V.27, L658 (1988).
- Проблема ВТСП (под ред. В.Л.Гинзбурга и Д.А.Киржница) // М. Наука.-1977. 400 с.
- Mazov L.S. // J.Supercond. Nov.Magn. V.20, 579 (2007).
- 8. Mazov L.S. // Phys.Proc. V.36, 735 (2012).
- 9. Mazov L.S. // Euro.Phys.J. V.185, 08003 (2018).

Индуцированный магнитным полем парамагнитный отклик сверхпроводящей полоски в состоянии Фульде-Феррелла

П.М. Марычев*, Д.Ю. Водолазов

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

*marychevpm@ipmras.ru

Теоретически исследован магнитный отклик трехслойной (сверхпроводник/ферромагнетик/нормальный металл) полоски, находящейся в продольном состоянии Фульде-Феррелла (ФФ). Показано, что, в отличие от обычной сверхпроводящей полоски, полоску в состоянии ФФ можно переключить из диамагнитного в парамагнитное состояние, а затем обратно в диамагнитное, увеличивая перпендикулярное магнитное поле. В полоске ФФ, находящейся в парамагнитном состоянии, наблюдается индуцированный магнитным полем фазовый переход второго рода из состояния ФФ в обычное состояние без пространственной модуляции вдоль полоски. Предполагается, что глобальный парамагнитный отклик связан с необычной зависимостью сверхпроводящей плотности тока от сверхскорости в состоянии ФФ и присутствует в нелинейной области этой зависимости.

Введение

Магнитный отклик сверхпроводников, как правило, является диамагнитным (эффект Мейснера). Глобальный парамагнитный эффект Мейснера наблюдался только при охлаждении в слабых магнитных полях и связан с захватом магнитного потока при охлаждении. Возникновение локального парамагнитного отклика в отсутствие захвата потока было предсказано для случая нечётной по частоте сверхпроводимости, который может быть реализован в ферромагнитной части гибридных структур сверхпроводник/ферромагнетик (S/F) [1]. В тонких полосках из S/F/N структуры, где N — низкоомный нормальный металл, парамагнитный отклик нечётных по частоте сверхпроводящих корреляций в F/N слоях может сравняться с диамагнитным откликом S слоя [2]. В этом случае в структуре возникает продольное состояние Фульде-Феррелла (ФФ), представляющее собой модулированное вдоль полоски сверхпроводящее состояние в виде бегущей волны. В данной работе теоретически исследована кривая намагничивания такой полоски в продольном состоянии ФФ при различных ширинах полоски и температурах.

Результаты

Рассматриваемая модельная система представляет собой полоску длиной L и шириной w из плёнки сверхпроводника толщиной d_S , плёнки ферромагнетика толщиной d_F и плёнки нормального металла толщиной d_N , перпендикулярно к плоскости которой приложено магнитное поле H_{\perp} . Поскольку нам

требуется значительная наведённая сверхпроводимость в N-слое, то предполагается отсутствие барьера между слоями.



Рис. 1. Кривые намагничивания S/F/N полосок различных ширин. Поле $H_{\perp} = H_{\rm II}$ соответствует фазовому переходу второго рода. Использовались следующие параметры: $d_{\rm S} = 1.1\xi_{\rm ci}$; $d_{\rm F} = 0.5\xi_{\rm c}$; $d_{\rm N} = \xi_{\rm ci}$; $E_{\rm ex} = 5k_{\rm B}T_{\rm co}$; и $T = 0.2T_{\rm co}$. Здесь $\xi_{\rm c} = \sqrt{\hbar D_s/k_{\rm B}T_{\rm co}}$, где D_s - коэффициент диффузии сверхпроводника

На Рис. 1 представлены зависимости перпендикулярной к плоскости полоски компоненты намагниченности $M_x(H_{\perp})$ для различных ширин полоски, рассчитанные в рамках теории Узаделя. Как и в случае обычных сверхпроводников, в малых полях магнитный отклик диамагнитный, но при определённом поле $H_1 M_x$ достигает минимума и становится немонотонной функцией H_{\perp} , дважды меняя знак. Таким образом, существует область полей, в которой магнитный отклик парамагнитен. Кроме того, при поле $H_{\perp} = H_{II}$ есть излом, являющийся признаТом 1

ком фазового перехода второго рода из состояния с $\bar{q}_z \neq 0$ (где \bar{q}_z – усреднённая по ширине сверхскорость q_z) в состояние с $\bar{q}_z = 0$.

Такое поведение связано с распределением плотности тока J_z и сверхскорости q_z по ширине полоски (Рис. 2) и видом зависимости $J_z(q_z)$ (Рис. 3). q_z при наличии магнитного поля зависит от поперечной координаты у. При малых полях, когда эта зависимость слабая, $J_z(y) \sim A_z(y) dJ_z/dq_z \sim A_z(y) = -H_\perp y$, где Az - компонента векторного потенциала, направленная вдоль полоски. Эта линейная зависимость, аналогичная обычной лондоновской, приводит к диамагнитному отклику полоски. При этих полях J_z(у) является почти нечётной функцией, как и в обычной полоске. С ростом магнитного поля из-за различной нелинейности J_z(q_z) при q_z<q_{FF} и при $q_z > q_{FF} \bar{q}_z$, как видно из Рис. 2(b), уменьшается (изза условия нулевого полного тока в системе) и зависимость J_z(у) становится нелинейной (см. Рис. 2(a)). Это приводит к немонотонности $M_x(H_{\perp})$ и даже к парамагнитному отклику, поскольку есть область сверхскоростей ($0 < q_z < q_{c1}$), где $dJ_z/dq_z > 0$, т.е. экранирующие токи являются парамагнитными.



Рис. 2. Поперечное распределение плотности тока J_z (а) и сверхскорости q_z (b) для S/F/N полоски с шириной 20 ξ_c при различных полях, отмеченных цифрами 1 – 4 на Рис. 1



Рис. 3. Зависимость плотности тока J_z от сверхскорости q_z в пространственно однородном случае для S/F/N полоски в состоянии ФФ и в обычном состоянии

При $H_{\perp} = H_{\text{II}} \bar{q}_z$ обращается в ноль, а M_x достигает максимального положительного значения. При дальнейшем росте поля M_x падает и меняет знак, при этом $\bar{q}_z = 0$.

Для учёта продольной неоднородности сверхпроводящего состояния в полосках конечной длины были также проведены расчёты в рамках теории Гинзбурга-Ландау. Обнаружено, что в случае пирины $w < w_c = 2/q_{FF}$ поведение M_x и \bar{q}_z аналогично полученному в рамках теории Узаделя. При полях, больших поля повторного смена знака M_x , возможен вход вихрей в полоску, приводящий к скачкам M_x , как и в обычном сверхпроводнике. В случае $w > w_c$ при поле $H_\perp > H_1$ появляется поперечная компонента сверхскорости, приводящая к подавлению компоненты \bar{q}_z даже вдали от концов полоски и, вследствие этого, изменению формы кривой намагничивания в области $H_1 < H_\perp < H_{II}$. При этом также есть область полей, где отклик парамагнитный.

Работа поддержана Фондом развития теоретической физики «Базис» № 18-1-2-64-2.

- Alidoust M., Halterman K., and Linder J. // Phys. Rev. B, V. 89, 054508 (2014).
- Mironov S., Mel'nikov A., Buzdin A. // Physical Review Letters, V. 109, 237002 (2012).

Зависимость параметров сверхпроводящих и изолирующих элементов при уменьшении их размеров в структурах, изготавливаемых методом задающей маски на пленках YBCO

Д.В. Мастеров¹, С.А. Павлов¹, А.Е. Парафин^{1, *}, Е.В. Скороходов¹

¹Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. *parafin@ipmras.ru

Настоящая работа посвящена исследованию параметров сверхпроводящих и изолирующих элементов структур, изготавливаемых методом задающей маски, при уменьшении их размеров.

Введение

Авторами предложен и развивается метод задающей маски (ЗМ) для изготовления планарных структур на основе пленок YBa₂Cu₃O_{7-d} (YBCO). По сравнению с другими методами получения YBCO-структур данный метод имеет ряд преимуществ, описанных в работах [1-4]. Мы исследуем возможности технологии на основе ЗМ для создания топологии сверхпроводящих схем. Нужно определить какие минимальные размеры сверхпроводящих элементов и изолирующих областей могут быть воспроизводимо получены методом ЗМ.

Исследование возможности получения методом ЗМ сверхпроводящих YBCO-мостиков микронных размеров

Тестовые структуры на основе пленок высокотемпературного сверхпроводника YBCO изготавливались на подложках двух типов:

- сапфировые подложки без подслоя. В этом случае применялась т.н. двухслойная ЗМ: сначала без нагрева подложки осаждается аморфный слой оксида церия - coldCeO₂ толщиной 100 нм, затем, после формирования рисунка по coldCeO₂, при температуре эпитаксиального роста осаждается оксид церия толщиной 50 нм (подробнее см [5]). В этом варианте технологического маршрута подслой эпитаксиального оксида церия - ерiCeO₂ образуется только в окнах рисунка по coldCeO₂, в которых далее формируются сверхпроводящие элементы. На поверхности coldCeO₂ формируется аморфный оксид церия;

- сапфировые подложки с предварительно нанесенным подслоем эпитаксиального оксида церия (ALO + epiCeO₂). В отличие от чистого сапфира, такие подложки сходны с другими стандартными подложками для структур на основе YBCO. В этом случае применялась т.н. однослойная 3M, состоящая толстого, около 1,5 мкм, слоя аморфного оксида церия coldCeO₂ [5].

В обоих случаях формирование топологии по аморфному оксиду церия проводилось методом взрывной фотолитографии (lift-off).

После формирования ЗМ на подложку осаждается YBCO при температуре эпитаксиального роста. В результате, в окнах маски формируются сверхпроводящие элементы заданного рисунка, а между ними – разделительные области.

Параметры мостиков, изготовленные с использованием как однослойной маски, так и двухслойной маски совпадают и имеют следующие параметры. Критическая температура на всех полученных мостиках около 88 К, плотность критического тока около 3 MA/см² при T = 77 К. Разброс плотности критического тока тестовых мостиков шириной от 2 до 10 мкм составляет менее 10%, а разброс критической температуры - менее 0,5 К. Это свидетельствует о высоком качестве сверхпроводящей области и воспроизводимости характеристик структур, получаемых метом 3М при использовании стандартной оптической фотолитографии.

Изолирующие области в структурах YBCO, получаемые методом задающей маски

В работе [5] нами была проведена оценка изолирующих свойств разделительных областей, полученных методом задающей маски, по измерениям сопротивления между соседними чипами сверхпроводящей структуры. Расстояние между чипами составляло 200 мкм. В данной работе мы рассмотрели возможность формирования методом 3М изолирующих разделительных областей микронных размеров. Для этого были изготовлены структуры со сверхпроводящими мостиками, пересеченными изолирующими полосками с шириной вплоть до 1 мкм.

При толщине YBCO 130 нм сопротивление мостика, пересеченного полоской однослойной 3М (Рис.1), при T = 77 К составило не менее 150 МОм. С учетом того, что размер изолирующей области, что составляет 1 квадрат, можно сделать вывод, что сопротивление изолирующей области не менее чем 150 МОм на квадрат.



Рис. 1. Электронная фотография изолирующей области (однослойная маска, мостик - 4 мкм, ширина изолирующей полоски, пересекающей мостик - 1.4 мкм)

В случае двухслойной ЗМ сопротивления узкого участка изолирующей области микронной ширины также не менее чем 150 МОм на квадрат при T = 77 K.

Выводы

 метод ЗМ с использованием стандартной фотолитографии позволяет воспроизводимо получать сверхпроводящие элементы на основе пленок YBCO шириной до 2 мкм и с электрофизическими параметрами достаточными для приборных применений;

 воспроизводимость характеристик получаемых структур подтверждается тем, что разброс плотности критического тока тестовых мостиков шириной от 2 до 10 мкм не превысил 10%, а разброс температуры сверхпроводящего перехода был меньше 0,5 К.

сопротивление изолирующих областей микронных размеров, полученных методом задающей маски составляет не менее чем 150 МОм на квадрат при Т = 77 К и является достаточным для приборных применений.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-08-01006.

В работе использовалось оборудование ЦКП ИФМ РАН «Физика и технология микро- и наноструктур».

- Мастеров Д.В., Павлов С.А., Парафин А.Е. и др. // ПЖТФ, 2016, т. 42, в. 11, с. 82-90.
- Мастеров Д.В., Павлов С.А., Парафин А.Е. и др. Патент РФ на полезную модель № 188983, 2019.
- Мастеров Д.В., Павлов С.А., Парафин А.Е. и др // ФТТ, 2020, том 62, вып. 9, С. 1398-1402.
- Мастеров Д.В., Павлов С.А., Парафин А.Е. и др. //ЖТФ, 2020, т. 90, в. 10, с. 1677-1680.
- Мастеров Д.В., Павлов С.А., Парафин А.Е. и др. // ФТТ, 2018, т. 60, в. 11, с.2100-2104.

Теория эффективного поля для ВТСП купратов

А.С. Москвин^{1*}, Ю.Д. Панов¹

1 Уральский федеральный университет, пр. Ленина, 51, Екатеринбург, 620083.

*alexander.moskvin@urfu.ru

В рамках минимальной модели для CuO₂-плоскостей с гильбертовым пространством CuO₄-центров, включающим три эффективных валентных центра [CuO₄]^{7-, 6-, 5-} (номинально Cu^{1+,2+,3+}), различающихся величиной обычного спина и орбитальной симметрией мы развиваем единую «не-БКШ» модель ВТСП купратов, которая позволяет описать основные особенности фазовых диаграмм родительских и допированных купратов в рамках простой теории эффективного поля, типичной для спин-магнитных систем.

Введение

Сегодня отсутствует консенсус относительно теоретической модели, позволяющей в рамках единого сценария описать фазовую диаграмму купратов, включая псевдощелевую фазу, фазу странного металла, а также собственно ВТСП. Многочисленные экспериментальные данные [1], а также и ряд теоретических работ, показывают неприменимость представлений теории Бардина-Купера-Шриффера (БКШ) для ВТСП купратов. Однако неприменимость БКШ теории для описания ВТСП не умаляет роли электронно-колебательного взаимодействия в формировании необычных свойств купратов.

Для родительских купратов характерны очень сильные эффекты электрон-решеточной релаксации и близость к «поляризационной катастрофе». Прямые квантовохимические расчеты [2] показывают, что электронно-колебательное (вибронное) взаимодействие приводит к существенной перенормировке адиабатической (термической) щели переноса заряда U_{th} по сравнению с оптической щелью U_{opt} , вплоть до возможности ее «переэкранировки» с отрицательным знаком в родительских купратах с идеальной Т'-структурой.

Модель зарядовых триплетов

В результате реальная ситуация в допированных купратах с экранированными параметрами локальных и нелокальных корреляций предполагает формирование "бозон-фермионной" системы CuO₄центров в CuO₂-плоскостях, которые могут находиться в трёх близких по энергии различных валентных зарядовых состояниях: $[CuO_4]^{7-,6-,5-}$ (номинально Cu^{1+,2+,3+}) [3-5]. Этот зарядовый триплет можно формально связать с тремя состояниями псевдоспина S = 1 (M = -1, 0, +1, соответственно) и использовать известные методы спиновой алгебры для "неквазичастичного" описания системы сильнокоррелированных многоэлектронных центров со смешанной валентностью в «узельном» (CuO₄-кластер!) представлении.

Сверхпроводимость в системе зарядовых триплетов связывается с квантовым переносом локальных композитных бозонов – пар дырок, локализованных на CuO4-кластере и описываемых волновой функцией с симметрией $(d_{x2-y2})^2$. Эффективный гамильтониан системы зарядовых триплетов, включает учет локальных и нелокальных корреляций, трех типов коррелированного одночастичного переноса, двухчастичного переноса и гейзенберговского спинового обмена.

Модель эффективного поля

Анализ модельного купрата, описываемого эффективным спин-псевдоспиновым гамильтонианом рассматривается нами в двухподрешеточном приближении эффективного поля [6,7]. При этом локальные корреляции учитываются точно, а нелокальные - в приближении среднего (молекулярного) поля (MFA). Традиционный MFA подход с средних от Фермивключением локальных операторов [8] указывает на формирование нескольких MFA-фаз «неелевского» типа с единственным отличным от нуля локальным параметром порядка (single-order-parameter phase): антиферромагнитного изолятора (AFMI), волны зарядовой плотности (CDW), бозонного d-сверхпроводника (dBS) и необычного Ферми металла (strange metal).

На Рис. 1 приведен один из вариантов MFAфазовой диаграммы, полученный в рамках двухподрешеточной модели с взаимодействием ближайших соседей и параметрами эффективного гамильтониана, подобранными из условия визуального согласия с типичной для купратов Т-р фазовой диаграммой, величина которых считалась независящей от степени допирования.

Использование построения Максвелла показало, что упорядоченные однородные фазы (антиферромагнитный изолятор AFMI, зарядовое упорядочение CO, бозонный сверхпроводник BS, и фермиметалл FL) неустойчивы относительно разделения фаз. Переходы первого и второго рода на Рис. 1 обозначены пунктирной и сплошной линиями соответственно, черные пунктирные кривые указывают на линию равных объемных долей соседних фаз, а желтые кривые ограничивают области с объемной долей 100% и указывают на переход «третьего рода» [6].

Отметим, что вывод о разделении фаз в ВТСП купратах, статическом или динамическом, согласуется с представлениями, развиваемыми многими авторами [9], особо отметим вывод авторов работы [10] о сосуществовании локализованных сверхпроводящих носителей и делокализованных носителях нормального транспорта.

Пример расчетной фазовой диаграммы, представленный на Рис. 1, показывает, что модель эффективного поля в «узельном» представлении может дать адекватное описание основных особенностей фазовых диаграмм купратов.



Рис. 1. Фазовая диаграмма модельного купрата с дырочным допированием (*n=p*), рассчитанная в приближении эффективного поля. Слева – результаты расчета в предположении однородных фаз с единственным отличным от нуля локальным параметром порядка. Справа – результат учета фазового расслоения. На вставке – типичная фазовая диаграмма купрата

Интересно, что линия фазового перехода «третьего рода», отделяющая 100%-фазу Ферми-металла фак-

тически может рассматриваться как граница «псевдощелевого режима».

Рассматриваемая бозонная модель ВТСП купрата автоматически приводит к d-симметрии $(d_{x2-y2}-d_{xy})$ сверхпроводящего параметра порядка, однако только учет электронно-колебательного взаимодействия с наиболее активной локальной модой смещений ионов кислорода (bond-stretching mode) с симметрией B_{1g} ($\propto d_{x2-y2}$) выделяет d_{x2-y2} -симметрию параметра порядка в купратах. Это тем более удивительно, если учесть, что в рамках БКШ-теории электрон-фононное взаимодействие приводит к s-симметрии сверхпроводящего параметра порядка.

Заключение

В целом приближение эффективного поля в реальном координатном представлении для модельного купрата, описываемого как система зарядовых триплетов, несмотря на ряд существенных ограничений, позволяет дать адекватное описание основных особенностей фазовых диаграмм ВТСП купратов как в сверхпроводящем, так и нормальном состоянии.

Работа выполнена при поддержке Программы 211 Правительства РФ, соглашение № 02.А03.21.0006 и проекта Госзадания МОН РФ № FEUZ-2020-0054.

- Bozovic I., He X., Wu J., Bollinger A.T. // Nature, V. 536, 309 (2016).
- 2. Larsson S. // Physica C, V. 460-462, 1063 (2007).
- Moskvin A.S. // Physical Review B, V. 84, 075116 (2011).
- A.S. Moskvin // J. Phys.: Condens. Matter 25, 085601 (2013).
- Moskvin A.S., Panov Y.D. // J. Supercond. Nov. Magn. V. 32, 61 (2019).
- Kapcia K., Robaszkiewicz S., Micnas R. // J. Phys.: Condens. Matter V. 24, 215601 (2012).
- Panov Yu.D. // Physics of Metals and Metallography, V. 120, 1276 (2019).
- Caron L.G., Pratt G.W. // Reviews of Modern Physics, V. 40, 802 (1968).
- de Mello E.V.L. and Caixeiro E.S. // Phys. Rev. B V. 70, 224517 (2004).
- D. Pelc, P. Popcevic, M. Pozek, M. Greven, N. Barisic // Science Advances, V. 5, eaau4538 (2019).

Микроволновой транспорт в одномерном волноводе с массивом бистабильных сенсорных ячеек

Д.С. Пашин*, М.В. Бастракова

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

*pashindmi@gmail.com

На основе метода неэрмитового гамильтониана исследовано прохождение сигнала в одномерном волноводе через массив бистабильных сенсорных ячеек – сверхпроводниковых кубитов, взаимодействующих с джозефсоновским бифуркационным усилителем. Показано, что состояние джозефсоновского усилителя эффективно смещает резонансную частоту кубита и оказывает влияние на вероятности прохождения, отражения и возбуждения кубита однофотонным полем.

Введение

В работе нами изучен микроволновой транспорт в одномерном волноводе с массивом из *N* бистабильных сенсорных ячеек. Каждая ячейка представляет собой сверхпроводниковый кубит, связанный с джозефсоновским бифуркационным усилителем (ДБУ) [1]. При этом управление состояниями кубитов в ячейках происходит за счёт их емкостной связи с волноводом. Нами аналитически подробно рассмотрено влияния на микроволновой транспорт со стороны ДБУ, представляющий собой нелинейный осциллятор с вынуждающей силой.

Метод расчета

В работе исследовались вероятности прохождения и отражения сигнала, а также и вероятность возбуждения кубита рассчитаны на основе метода неэрмитового гамильтониана [2] с учетом однофотонного приближения. При этом считается, что фотон может находиться в волноводе при условии, что все кубиты находятся в основном состоянии, либо один из кубитов должен быть возбужден, а фотон в волноводе отсутствовать. Для двух сенсорных ячеек были найдены амплитуды вероятности возбуждения и прохождения микроволнового поля в зависимости от различных параметров системы.

Проанализирован эффект «обратного действия» состояний усилителя на параметры микроволново-

го транспорта системы. Для одного кубита резонансная частота фотона, при которой вероятность возбуждения кубита или отражения фотона максимальны, смещается с ростом номера уровня начального состояния ДБУ. Этот эффект является существенным, так как измерение кубита при малой диссипации ДБУ усилителя происходит при сильном возбуждении последнего [3].

Для решения задачи рассеяния на массиве бистабильных сенсорных ячеек был предложен метод, учитывающий многократные переотражения фотона от кубитов. Это позволяет сильно сократить теоретические расчеты и находить необходимые коэффициенты для больших *N*.

Благодарности

Работа поддержана грантом Президента РФ МК-2740.2021.1.2.

- Siddiqi I., Vijay R., Metcalfe M., *et.al.* // Phys. Rev. B, vol. 73, 054510 (2006).
- Greenberg Ya.S. and Shtygashev A.A. // Phys. Rev. A, vol. 92, 063835 (2015).
- Pashin D.S. and Bastrakova M.V. // International Journal of Quantum Information, vol. 18 (1), 1941014 (2020).

Исследование СВЧ свойств массивов джозефсоновских контактов из высокотемпературных сверхпроводников встроенных в копланарную линию передач для эталонов переменного напряжения

Е.Е. Пестов^{1,2,*}, М.Ю. Левичев¹, Д.В. Мастеров¹, А.Е. Парафин¹, С.А. Павлов¹, А. М. Клушин

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

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

*pestov@ipmras.ru

В работе проведено численное моделирование СВЧ свойств массивов бикристаллических джозефсоновских контактов из высокотемпературных сверхпроводников встроенных в копланарную линию передач. Изучены S-параметры джозефсоновской структуры на частотах от 0 до 20 ГГц. Полученные результаты могут быть использованы для создания эталона переменного напряжения на основе джозефсоновских контактов из высокотемпературных сверхпроводников.

Введение

Самые точные и воспроизводимые эталоны постоянного напряжения основаны на сверхпроводящих джозефсоновских переходах [1-3]. Современные технологии изготовления джозефсоновских контактов из ниобия позволяют синхронизовать внешним сигналом цепочки из нескольких десятков тысяч контактов. Для реализации эталона переменного напряжения Бенцом и Гамильтоном в 1996 г. был предложен синтезатор сигналов произвольной формы на основе ниобиевых джозефсоновских контактов. В синтезаторе цепочка джозефсоновских контактов управляется импульсами тока, которые позволяют генерировать переменный сигнал произвольной формы с квантовой точностью [3]. Этот метод в настоящее время используется для различных метрологических приложений: эталона переменного напряжения или термометрии шума Джонсона. Однако необходимость охлаждения ниобиевых микросхем до температуры жидкого гелия приводит к высоким эксплуатационным расходам. В то же время, массивы бикристаллических джозефсоновских контактов из высокотемпературных сверхпроводников привлекательны для построения квантового синтезатора сигнала произвольной формы. Это связано с тем, что рабочие температуры для этих микросхем могут быть достигнуты с помощью компактных криокулеров малой мощности.

Численное моделирование

В работе было проведено численное моделирование микросхемы на основе массива бикристаллических джозефсоновских контактов из высокотемпературных сверхпроводников встроенных в копланарную линию передач (Рис. 1). Расчеты были выполнены с помощью программы *Sonnet*. Частота облучения микросхемы варьировалась в диапазоне от 0 до 20 ГГц. В качестве материала подложки выбран фианит (YSZ) с диэлектрической проницаемостью 26 и толщиной 500 мкм.



Рис. 1. Фотошаблон для массива джозефсоновских контактов из высокотемпературных сверхпроводников встроенных в копланарную линию передач. (А - копланарная линия передач; В – электроды для пропускания тока и измерения напряжения; С - меандр). Цифрами показаны номера портов для моделирования микросхемы



Рис. 2. Зависимость коэффициентов прохождения S_{12} , S_{13} и отражения S_{11} от частоты облучения микросхемы *f*. Сопротивление фильтра 1000 Ом

Цепочка джозефсоновских контактов моделировались меандром, который пересекает бикристаллическую границу [1]. Ширина меандра изменялась в диапазоне от 10 до 16 мкм. Размеры копланарной линии передач были выбраны так, чтобы ее волновое сопротивление было равно 50 Ом. А импеданс нагрузки копланарной линии передач также был равен 50 Ом. Для уменьшения проникновения СВЧ мощности в измерительный тракт было предложено использовать фильтр в виде высокоомных электродов.





На Рис. 2 показаны коэффициенты прохождения S_{12} , S_{13} и коэффициент отражения S_{11} от микросхемы в зависимости от частоты СВЧ сигнала. Сопротивление фильтра изменялось в процессе моделирования от 6 до 1000 Ом. Было показано, что в случае использования фильтров с сопротивлением 1000 Ом наблюдается хорошее прохождение S_{12}

через цепочку джозефсоновских контактов и малый коэффициент прохождения S_{13} в порт 3. В этом случае, СВЧ мощность в цепочке джозефсоновских контактов распределена равномерно, что позволяет

синхронизировать большее число контактов и таким образом, увеличить величину выходного напряжения.

На Рис. 3 показано распределение тока в джозефсоновской структуре. Как видно из рисунка, ток сконцентрирован вблизи краев центрального и боковых электродов. Поэтому для увеличения тока в месте формирования джозефсоновских контактов ширина полоска центрального электрода копланарной линии была уменьшена до 20 мкм.

На основе проведенных расчетов изготовлены фотошаблоны микросхем из массива 10 и 100 джозефсоновских контактов. В настоящее время происходит создание джозефсоновских структур на бикристаллической подложке YSZ из высокотемпературных сверхпроводников YBCO. В дальнейшем планируется изучение *S* –параметров таких структур и изучение вольтамперных характеристик в присутствии и отсутствии СВЧ облучения. Полученные результаты могут быть использованы для создания эталона переменного напряжения на основе джозефсоновских контактов из высокотемпературных сверхпроводников.

Работа поддержана НЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2020-906. В работе использовано оборудование ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур".

- Клушин А.М., Пестов Е.Е., Галин М.А. и др. // ФТТ, Т. 58, 2121 (2016).
- Pashkovsky A.I., Subbotin A.N., Rogozhkina N.V. et al. // IEEE Trans. Instr. Meas. , V. 68, 2113 (2019).
- Keiler O.F., Kohlmann J.K., Muller F. // Supercond. Sci. Technol., V. 20, S318 (2007).

Локализованные состояния квазичастиц в джозефсоновском вихре

В.Д. Пластовец^{1,2,*}, **А.С.** Мельников^{1,3,4}

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

² University of Bordeaux, Talence, F-33405, France.

³ Нижегородский государственный университет Им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, 603950.

⁴ Научно-технологический университет «Сириус», Олимпийский проспект, д.1, г. Сочи, 354340.

*plastovec26@gmail.com

С использованием уравнений Боголюбова де Жена были получены спектр и волновые функции локализованных квазичастичных состояний в системе, состоящей из сверхпроводника, разделенного тонким изолирующим слоем с конечной прозрачностью для электронов и неоднородным распределением разности фаз параметра порядка вдоль этого слоя. Полученные результаты могут быть использованы для обработки результатов по измерению локальной плотности состояний вблизи различных слабопрозрачных протяженных дефектов.

Введение

Вихрь Абрикосова, запиннингованный на плоском протяженном потенциальном барьере, может иметь разную структуру в зависимости от степени прозрачности этого барьера. В случае высокой прозрачности (Т≈1) кор вихря не деформируется, однако меняется спектр подщелевых состояний и распределение локальной плотности состояний [1]. При уменьшении прозрачности система переходит в режим промежуточный между абрикосовским и джозефсоновским вихрями (AJ), с сильно деформированным кором и перераспределенным сверхтоком. Спектр такой системы представляет интерес как с теоретической, так и с экспериментальной точки зрения, однако постановка задачи и её решение являются достаточно сложными. При этом весьма простым кажется другой предел АЈ вихря – джозефсоновский вихрь, существующий при низкой прозрачности барьера (T<<1) [2, 3]. Вихревой кор в таком пределе отсутствует, однако квазичастицы испытывают рассеяние на барьере с неоднородным распределением разности фаз двух сверхпроводников вдоль него, что, очевидно, отразится в квазичастичном спектре. Рассмотрение такого предела может дополнить представление о общем случае АЈ вихря, существующего на плоскости с произвольной прозрачностью.

Спектр вихря Джозефсона

Рассмотрим бесконечную плоскость (x-z), с потенциалом $V(r)=Z_0\delta(y)$ в присутствии джозефсоновского вихря. В простейшем приближении, без решения самосогласованной задачи и вывода ток-фазового соотношения можно считать вихрь заданным, и

зафиксировать разность фаз как $\phi(x)=\theta_2 - \theta_1=4atan(exp(x/\lambda_J))$, где λ_J – масштаб изменения функции $\phi(x)$. Уравнения Боголюбова-де Жена будут иметь вид:

$$\tau_3 [H_0 + Z_0 \delta(y)] \Psi + (\tau_1 \text{Re}\Delta(x) - \tau_2 \text{Im}\Delta(x)) \Psi = E \Psi (1)$$

где $\Psi(x,y)=(u v)^T$. Будем искать решение с помощью квазиклассического ВКБ приближения вдоль дефекта: $\Psi(x,y)=\exp(S(x))[f_0+f_1]g(y)$. Считая $\varphi(x)$ медленной функцией на масштабе k_F и используя условие разрешимости находим зависимость энергии от координаты:

$$E(x) = \pm \Delta_0 [1 - T(k_x) \sin^2(\varphi(x)/2)]^{1/2}$$
(2)

Коэффициент прозрачности Т зависит от величины импульса вдоль дефекта поэтому при заданной энергии мы получаем зависимость k_x(x).



Рис. 1. Спектр локализованных состояний в вихре Джозефсона. На вставке показаны замкнутые орбиты на плоскости (x, k_x) и схематический рисунок рассматриваемой системы

В зависимости от безразмерной «силы» барьера Z_0 и энергии на плоскости канонических переменных ($k_x - x$) могут образовываться замкнутые орбиты. Применяя к ним правило квантования Бора-Зоммерфельда мы переходим от квазиклассического $E(x, k_x)$ к квантованному спектру локализованных состояний $E_n(n)$, где n – номер уровня (Рис. 1).

Нижняя граница спектра определяется величиной Z_0 , а увеличивая параметр $k_F \lambda_J$ можно сделать зависимость $E_n(n)$ почти непрерывной. Важно заметить, что условием существования искусственно заданного вихря является $Z_0 >> 1$, поэтому спектральные ветви расположены достаточно близко к Δ_0 . Квазиклассическая волновая функция квазичастиц локализована по оси х в эффективном потенциале, образованном функцией $\varphi(x)$, поэтому обнаружить энергетические уровни в эксперименте можно с помощью сканирующего туннельного микроскопа (СТМ), измеряя dI/dV вдоль барьера, с достаточно хорошим разрешением по энергии, чтобы различить уровни вблизи Δ_0 .



Рис. 2. Зависимость подщелевого спектра полуквантового вихря от координаты вдоль дефекта. В области 0-контакта (слева) есть вырождение веток по спину, в области п-контакта вырождение снимается. Внутри вставки показана схема описанной системы

Спектр полуквантового вихря

В работе рассмотрен также еще один пример джозефсоновской системы, которая дает возможность реализовать так называемый полуквантовый вихрь, появляющийся в структурах с π-контактами [4]. Рассмотрим плоский бесконечный изолирующий слой с параметром Z₀, на половине которого учтено дополнительное спин зависящее рассеяние, характеризующееся параметром Z_m , в области которого образуется π -контакт (Рис.2). Распределение фазы будем считать заданным как $\varphi(x)=2atan(exp(x/\lambda_J))$, то есть фаза вдоль дефекта изменяется от 0 до π – образуется так называемый полуквантовый вихрь. С помощью уравнений Боголюбова-де Жена можно найти спектр данной системы [5] как функцию $E_{\sigma}(x, k_x | Z_0, Z_m)$ для двух спиновых каналов (Рис. 3). Локальная плотность состояний в области дефекта для одной проекции спина в зависимости от координаты может быть рассчитана следующим образом:

$$\upsilon_{\sigma}(\mathbf{x}, \mathbf{y}=0, \mathbf{E}) = J |\Psi_{\sigma}|^2 \,\delta(\mathbf{E} - \mathbf{E}_{\sigma}(\mathbf{x}, \mathbf{k}_{\mathbf{x}} \mid \mathbf{Z}_0, \mathbf{Z}_m)) d\mathbf{k}_{\mathbf{x}} \quad (3)$$

Аналогично случаю джозефсоновского вихря, энергетические уровни находятся близко к щели. Разрыв спектральных веток в точке соединения двух контактов позволяет с помощью спин-чувствительного СТМ измерения обнаружить в этом месте пик плотности состояний (Рис. 4). Подобный пик может говорить о существовании в описанной нами системе полуквантового вихря.



Рис. 3. Пример дифференциального кондактанса, вычисленного с помощью формулы для плотности состояний (3) для ветвей спектра со отрицательной проекцией спина, показанных на Рис. 3

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ, проект № 19-31-51019.

- Samokhvalov A.V., Plastovets V.D., Melnikov A.S. // Phys. Rev. B 102, 174501 (2020).
- 2. Gurevich A. // Phys. Rev. B 46, 3187 (1992).
- Gurevich A., Rzchowski M.S., Daniels G., et. al. // Phys. Rev. Letters 88, 097001 (2002).
- Goldobin E., Sterck A., Gaber T. *et. al.* // Phys. Rev. Letters 92, 057005 (2004).
- Tanaka Y., Kashiwaya S. // Physica C 274, 357-363 (1997).

Длина взаимодействия горячих пятен для сверхпроводникового однофотонного детектора с близкой к единице квантовой эффективностью

М.И. Полякова¹, А.В. Семенов^{2, 3}, В.В. Ковалюк², Г.Н. Гольцман^{1, 2,*}

¹National Research University Higher School of Economics, Moscow 101000 Russia.

² Moscow State Pedagogical University, Moscow 119991.

³ Moscow Institute of Physics and Technology, Moscow region, Dolgoprudny, 141700, Russia.

* goltsman@mspu-phys.ru

Мы представляем протокол квантовой томографии детектора, который позволяет для сверхпроводниковых однофотонных детекторов (SSPD), с внутренней квантовой эффективностью близкой к единице, измерять эффективность обнаружения двух горячих пятен, возникающих при поглощении двух фотонов, и извлекать длину их взаимодействия. Анализируя данные, мы выявляем значительный паразитный вклад в измеряемую двухпятенную эффективность, связанный со схемой смещения детектора, и находим способ исключить этот вклад на этапе обработки данных или непосредственно в эксперименте. Мы находим значения насыщения двухпятенной эффективности, указывающие на длину взаимодействия горячих пятен порядка 100 нм.

Введение

Работа сверхпроводниковых однофотонных детекторов (SSPD) основана на локальном подавлении сверхпроводящего параметра порядка при поглощении фотонов, вызывающих изменение сопротивления, которое может быть преобразовано в регистрируемый сигнал электрического напряжения. Горячие пятна (HS), возникающие в результате поглощения фотонов, являются ключевым звеном в работе SSPD. Размер и профиль подавления параметра порядка, а также их зависимость от параметров материала и температуры широко обсуждаются в литературе, но прямое измерение этих свойств экспериментально затруднительно – горячее пятно слишком мало и слишком недолговечно. Из-за этого до сих пор существует большой разброс мнений об этих свойствах даже в широко используемом NbN. Например, размер горячего пятна, оценивается в диапазоне от 20 до 80 нм, зависимость размера и глубины пятна от сверхпроводящего материала и свойств подложки, энергии фотонов, температуры и т. д., являются предметом споров [1-5].

Наиболее прямым способом измерения размера горячего пятна или, скорее, длины взаимодействия горячих пятен s, является метод, известный как квантовая томография детектора [6]. Для SSPD он был введен Renema et al. [7]. Недавно эта группа использовала этот метод для извлечения s в NbN [8] и сообщила о величине 23 ± 2 нм. К сожалению, из-за существенно неоднородной геометрии их детекторов и необходимости отдельного учета линейных потерь может возникнуть неоднозначная интерпретация. Подобный подход сформулирован в [9], но использование длинных меандров с недостаточной однородностью не позволило получить однозначную информацию о s. В [10] использовалась техника, близкая к QDT, но основной целью было определение времени жизни HS, а не s.

Мы предлагаем простой протокол для извлечения длины взаимодействия горячих пятен из данных томографии детектора- то есть набора зависимостей вероятности фотоотсчета от среднего числа фотонов в лазерном импульсе. Предлагаемый метод позволяет исследовать зависимость s от любого параметра. Протокол требует точного измерения количества поглощенных фотонов. Мы анализируем данные для нескольких SSPD, которые демонстрируют насыщение эффективности обнаружения при высоком токе смещения, и оцениваем длину взаимодействия горячих пятен.

- Zotova A.N. and Vodolazov D.Yu. "Intrinsic detection efficiency of superconducting single photon detector in the modified hot-spot model," Supercond. Sci. Technol. 27, 125001 (2014).
- 2. Vodolazov D.Yu. "Single-photon detection by a dirty current carrying superconducting strip based on the kinetic-equation approach," Phys. Rev. Applied, vol. 7, no. 3, 034014 (2017).
- Kozorezov A.G., Lambert C., Marsili F., Stevens M.J., Verma V B., Stern J. A., Lita A. "Quasiparticle recombination in hot spots in superconducting current-carrying nanowires," Phys. Rev. B, vol. 92, no. 6, 064504 (2015).
- Engel A., Renema J.J., Il'in K., & Semenov A. "Detection mechanism of superconducting nanowire single-photon detectors," Supercond. Sci. Tech., vol. 28, no. 11, 114003 (2015).
- Lusche R., Semenov A., Ilin K., Siegel M., Korneeva Y., Trifonov A., ... & Hübers H.W. "Effect of the wire width on the intrinsic detection efficiency of superconducting-nanowire single-photon detectors," J. Appl. Phys., vol. 116, no. 4, 043906 (2014).

- Lundeen J.S., Feito A., Coldenstrodt-Ronge H., Pregnell K.L., Silberhorn C., Ralph T.C., Walmsley I.A., "Tomography of quantum detectors," Nat. Phys., vol. 5, no. 1, 27 (2009).
- Renema J.J., Frucci G., Zhou Z., Mattioli F., Gaggero A., Leoni R., ... & Van Exter M.P. "Modified detector tomography technique applied to a superconducting multiphoton nanodetector," Optics express, vol. 20, no. 3, 2806-2813 (2012).
- Renema J.J., Gaudio R., Wang Q., Gaggero A., Mattioli F., Leoni R.,... & de Dood M. J. A. "Probing the hot-spot interaction length in NbN nanowire superconducting single photon detectors," Applied Physics Letters, vol. 110, no. 23, 233103 (2017).
- Elezov M.S., Semenov A.V., An P.P., Tarkhov M.A., Goltsman G.N., Kardakova A.I., & Kazakov A.Y., "Investigating the detection regimes of a superconducting single-photon detector," J. Opt. Technol. vol. 80, no. 7, 435-438 (2013).
- Marsili F., Stevens M.J., Kozorezov A., Verma V.B., Lambert C., Stern J.A., Lita A.E., "Hot-spot relaxation dynamics in a current-carrying superconductor," Physical Review B, vol. 93, no. 9, 094518 (2016).

Фазовые переходы в планарных структурах сверхпроводник-ферромагнетик со спин-орбитальным взаимодействием

А.В. Путилов^{1,*}, Ж.А. Девизорова², И. Чайкин^{2,3}, С.В. Миронов¹, А.И. Буздин⁴

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

² Московский физико-технический институт, Институтский пер. д. 9, г. Долгопрудный, 141701.

³ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая д. 11, к. 7, г. Москва, 125009.

⁴ University Bordeaux, LOMA UMR-CNRS 5798, F-33405 Talence Cedex, France.

*alputilov@ipmras.ru

Исследованы особенности фазового перехода в сверхпроводящее состояние в двуслойных системах сверхпроводник (S) / ферромагнитный изолятор (F) со спин-орбитальным взаимодействием на S/F границе, которое индуцирует спонтанный сверхпроводящий ток в слое атомной толщины вблизи S/F границы и компенсирующий мейсснеровский ток в S слое. Показано, что такие спонтанные токи приводят к повышению критической температуры сверхпроводящего перехода по сравнению с критической температурой изолированного сверхпроводника; при этом для сверхпроводников I рода сверхпроводимость возникает путем фазового перехода I рода. В присутствии магнитного поля, направленного вдоль слоев, критическая температура существенно зависит от угла между магнитным полем и намагниченностью ферромагнетика. Также предсказана анизотропия критического тока распаривания, текущего в плоскости структуры.

В работе рассматриваются особенности сверхпроводящего фазового перехода в тонких пленках сверхпроводника (S), покрытого слоем ферромагнитного изолятора (F). Ранее было показано, что спин-орбитальное взаимодействие (SOC) типа Рашбы на S/F границе приводит к возникновению спонтанного сверхпроводящего тока, текущего вдоль S/F границы в слое атомной толщины и экранирующего мейсснеровского тока в объеме сверхпроводника [1]. При этом в случае, когда толщина слоя сверхпроводника L существенно превышает длину когерентности ξ и лондоновскую глубину λ, спонтанные токи не оказывают влияния на критическую температуру и критический ток распаривания S/F структуры. В данной работе продемонстрировано, что в случае, когда $L \ll \xi$, спонтанные токи приводят к повышению критической температуры системы и к анизотропии критического тока распаривания (для сверхпроводников II рода).

Расчеты проводились в рамках теории Гинзбурга-Ландау. Объемная плотность свободной энергии системы имеет вид:

$$f = a|\psi|^{2} + (4m)^{-1}|D\psi|^{2} + \frac{b|\psi|^{*}}{2} + (\operatorname{rot} \mathbf{A})^{2}/(8\pi) + (\mathbf{n} \times \mathbf{h})\varepsilon(\mathbf{r})(\psi^{*}D\psi + \mathfrak{s.c.}), \quad (1)$$

где $a=-\alpha(T_c-T)$, $\alpha,b > 0$ – параметры теории Гинзбурга-Ландау, $D=-i\hbar \nabla + 2e\mathbf{A}/c$ – калибровочно-инвариантный оператор импульса, **A** – векторный потенциал магнитного поля, ψ – сверхпроводящий параметр порядка. В выражении (1) последнее слагаемое обусловлено SOC на S/F границе и пропорционально смешанному произведению импульса, обменного поля **h** в F слое, и нормали **n** к S/F границе (**h** направлено в плоскости F слоя, рис. 1). При этом параметр ε (**r**) характеризует величину SOC и предполагается отличным от нуля в слое атомной толщины l_{SO} вблизи S/F границы. Спонтанный ток приводит к скачку магнитного поля на S/F границе, величина которого равна $\Delta H=4\sqrt{2H_{cm}k_{SO}l_{SO}(\xi_0/\lambda_0)}$, где H_{cm} – термодинамическое критическое поле, ξ_0 и λ_0 -длина когерентности и лондоновская глубина проникновения при температуре $T=0, k_{SO}=mh\varepsilon/\hbar$ [1].



Рис. 1. Схема S/F бислоя. Стрелками показано направление спонтанного тока j_s на S/F границе и экранирующего его мейсснеровского тока j_m

Результаты расчетов

Рассмотрим отдельно случаи сверхпроводника I и II рода. Для сверхпроводника I рода с толщиной L, удовлетворяющей условию $\lambda \ll L \ll \xi$, показано, что за счет SOC критическая температура T_c превышает критическую температуру изолированной пленки сверхпроводника T_{c0} : $T_c/T_{c0}=1+(1/8)(\lambda_0/L)^2(\Delta H/H_{cm})^4$. При этом сверхпроводимость возникает путем фазового перехода I рода, и в точке перехода параметр порядка равен $\psi_{cr}=0.5(\lambda_0/L)(\Delta H/H_{cm})^2$. При наличии внешнего магнитного поля Н₀, направленного в плоскости слоев, выражение для критической температуры модифицируется, так что в пределе $H_0 \ll \Delta H$ критическая температура равна $T_{\rm c}/T_{\rm c0}=1+(1/8)(\lambda_0/L)^2(\Delta H/H_{\rm cm})^4\pm 2/H_0//\Delta H$, где знак «+/-» соответствует параллельной / антипараллельной взаимной ориентации внешнего поля Н₀ и обменного поля ферромагнетика **h** (ε >0).



Рис. 2. Зависимость критической температуры T_c от внешнего магнитного поля H_0 для сверхпроводника II рода. Использованы обозначения: $\varepsilon_0 = (1 - T_c/T_{c0})L^2/(4\xi_0^2),$ $h_0 = eH_0L^2/(2\hbar c)$

В случае сверхпроводника II рода при анализе сверхпроводящего фазового перехода необходимо учитывать неоднородное распределение параметра порядка в направлении поперек слоев. Для структур с толщиной $L \ll \xi \ll \lambda$ критическая температура превышает T_{c0} на величину (T_c - T_{c0})/ T_{co} = $16k_{SO}^2 l_{SO}^2 (\xi_0/L)^2$. Отметим, что эффект исчезает при увеличении толщины сверхпроводника. Во внешнем магнитном поле **H**₀ зависимость $T_c(H_0)$ была найдена численно (см. рис. 2). Отметим, что для параллельной ориентации полей **H**₀ и **h** зависимость $T_c(H_0)$ немонотонна.

Также показано, что для S/F структур со сверхпроводником II рода величина критического тока распаривания J_c в плоскости слоев зависит от взаимной ориентации внешнего тока и обменного поля ферромагнетика: $J_c = J_{c0}(1 \pm \Delta H L \sqrt{\tau}/(2 \sqrt{6H_{cm} \lambda_0}))$. Здесь знак «+/-» соответствует направлению тока по/против оси у в геометрии, изображенной на рис. 1, т=1- $T_{\rm c}/T_{\rm c0}, J_{\rm co}$ – критический ток распаривания для изолированной сверхпроводящей пленки толщины L. Таким образом, должен наблюдаться диодный эффект - критический ток в противоположных направлениях оказывается различным. Данный эффект может быть использован для разработки экспериментальной методики детектирования спонтанных токов в S/F структурах, возникающих из-за спин-орбитального взаимодействия.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (грант № 20-12-00053).

Литература

 Mironov S. and Buzdin A. // Phys. Rev. Lett. 118, 077001 (2017)

Топологические переходы в электронном спектре: переход от вихря Абрикосова к вихрю Джозефсона

А.В. Самохвалов^{1,2,*}, В.Д. Пластовец^{1,3}, А.С. Мельников^{1,2}

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

² Научно-технологический университет «Сириус». Олимпийский проспект, д. 1, г. Сочи, 354340

³ University of Bordeaux, F-33405 Talence, France

*samokh@ipmras.ru

В рамках квазиклассического приближения изучена трансформация подщелевого спектра квазичастичных возбуждений в вихре Абрикосова, закрепленном на плоском дефекте с высокой прозрачностью барьера. Показано, что нормальное рассеяние на поверхности дефекта приводит к открытию мягкой минищели в спектре элементарных возбуждений вблизи уровня Ферми и изменяет топологию изоэнергетических орбит в фазовом пространстве. Этот топологический переход проявляется в специфическом поведении квантованных уровней квазичастиц (спектр в области низких энергий имеет корневую зависимость от номера уровня) и является отличительной чертой начала трансформации вихря Абрикосова в джозефсоновский вихрь.

Андреевские подщелевые состояния, локализованные в коре вихря Абрикосова, формируют в спектре возбуждений аномальные ветви, которые пересекают уровень Ферми и для одиночного вихря описываются теорией Кароли-де Жена-Матрикона (Caroli-deGennes-Matricon) (CdGM) [1]. Именно эти состояния определяют структуру и динамику вихрей в сверхпроводниках при низких температурах [2]. Прямым экспериментальным доказательством присутствия связанных состояний в коре вихря служат наблюдения максимума локальной плотности состояний (LDOS) квазичастиц на уровне Ферми (zero-bias anomaly) методами низкотемпературной сканирующей туннельной микроскопии (СТМ). При взаимодействии вихря с поверхностью сверхпроводника [3], или с дефектом [4], электронный спектр элементарных возбуждений качественно меняется из-за нормального рассеяния квазичастиц, что приводит к изменению LDOS в вихре.

В докладе представлены результаты исследования влияния планарного дефекта с высокой прозрачностью Т≤1 на спектр квазичастиц и расчеты плотности состояний в вихре Абрикосова, захваченного таким центром пиннинга. Нормальное отражение квазичастиц от поверхности дефекта, обеспечивает связь волновых функций с противоположным значением углового момента $\pm \mu$ (см. рис.1) и приводит к качественной модификации вида подщелевого спектра квазичастиц: $E_n^2 = (\Delta_0^3/E_F)(n+\beta)$. Здесь Δ_0 величина сверхпроводящей щели далеко от вихря, E_{F} - энергия Ферми, n - целое число, а $\beta \sim 1$. В результате расстояние между уровнями в спектре увеличивается E_{n+1} - $E_{n} \approx \Delta_{0} (\Delta_{0}/E_{F})^{1/2} >> \hbar \omega_{0} \sim \Delta_{0}^{2}/E_{F}$ по сравнению с CdGM спектром.



Рис. 1. Квазиклассические траектории s₁ и s₂ с противоположным значением углового момента µ=±k_F|b|. Планарный дефект расположен в плоскости y=0

Для детального расчета спектра квазичастичных возбуждений $E(b,\theta_p)$ в вихре на планарном дефекте с прозрачностью $T=1/(1+Z^2)$ использовались уравнений Боголюбова–де Жена в квазиклассическом приближении. Здесь параметр $Z=H/\hbar V_F$ характеризует отталкивающий потенциал для квазичастиц $V(y)=H\delta(y)$ в плоскости дефекта. Присутствие дефекта в плоскости у=0 нарушает изотропию спектра относительно направления квазиклассической траектории θ_p и приводит к формированию минищели в спектре $\Delta_m(\theta_p)=E(0,\theta_p)$. Минищель в спектре

квазичастиц при Z<<1 слабо зависит от угла θ_p всюду, кроме узкого интервала углов в окрестности $\theta_p=0,\pi$, где спектр E(b, θ_p) оказывается практически бесщелевым (в квазиклассическом приближении $\Delta_m(\theta_p)\rightarrow 0$). Именно эти состояния дают основной вклад в локальную плотность состояний на уровне Ферми, что проявляется в формировании «мягкой» щели $\Delta_{Soft}\sim Z\Delta_0$ в плотности состояний и в особенностях локальной дифференциальной проводимости (LDC) dI/dV(eV,x,y). Результаты расчетов показали, что даже слабый планарный дефект (Z<<1) разрушает пик LDOS при V=0 в центре вихря (zero-bias peak) и вызывает формирование «мягкой» спектральной минищели Δ_{Soft} , величина которой растет с увеличением силы барьера Z. Кроме того барьер приводит к сильной анизотропии структуры LDC в плоскости (x,y). На рис.2 показано, как меняется распределение LDC dI/dV(eV,x,y) в плоскости (x,y) для нескольких значений напряжения смещения V.



Puc. 2. Изменение LDC dl/dV(eV,x,y) для нескольких значений напряжения смещения: $eV/\Delta_0 = 0$ (*a*); 0.1 (*b*); 0.2 (*c*). Расчеты выполнены для T = 0.02 Δ₀

Нормальное рассеяние на дефекте качественно изменяет топологию изоэнергетических орбит на фазовой плоскости канонически сопряженных переменных μ и θ_p . В результате наряду с открытыми орбитами, которые соответствуют прецессии квазиклассической траектории на угол 2π относительно центра вихря (х=y=0), в окрестности углов $\theta_p =$ 0, $\pm \pi$ формируются замкнутые орбиты $\mu(\theta_p)$, для которых круговая прецессия траектории отсутствует. На рис.3 показан вид орбит для нескольких значений энергии квазичастиц. Таким образом, нормальное рассеяние электронов и дырок на плоскости дефекта приводит к расплыванию пика



Рис. 3. Вид орбит квазичастиц на плоскости (μ, θ_p) для трех значений энергии $E/\Delta_0 = 0.1, 0.16, 0.18$. Направление прецессии траектории вдоль орбиты показано стрелкой

нулевого напряжения вдоль дефекта, азимутальной модуляции локальной дифференциальной проводимости, формированию мягкой спектральной минищели в плотности состояний, и качественно изменяет топологию изоэнергетических орбит [5].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках проекта № 19-31-51019. Численные расчеты локальной дифференциальной проводимости выполнены при поддержке проекта РНФ № 20-12-00053.

- Caroli C., de Gennes P.G., Matricon J. // Phys. Lett. 9, 307 (1964).
- Kopnin N.B. // Theory of Nonequilibrium Superconductivity (Clarendon, Oxford, 2001).
- Ryzhov D.A., and Silaev M.A. // Phys. Rev.B 78, 064513 (2008).
- Larkin A.I. and Ovchinnikov Yu.N. // Phys. Rev. B 57, 5457 (1998); Y. Tanaka, S. Kashiwaya, and H. Takayanagi // Jpn. J. Appl. Phys., Part 1 34, 4566 (1995); A. S. Melnikov, A. V. Samokhvalov and M.N. Zubarev // Phys. Rev. B 79, 134529 (2009).
- Samokhvalov A.V., Plastovets V.D., and Mel'nikov A.S. // Phys. Rev. B 102, 174501 (2020).

Диссипативные процессы в квантовых джозефсоновских цепях

А.М. Сатанин

Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Россия, 127055, Москва, Сущевская ул., д.22. Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики» (НИУ ВШЭ), Россия, 101000, Москва, ул. Мясницкая, д. 20. asatanin@gmail.com

Изучается диссипация в квантовых сверхпроводниковых цепях со встроенными джозефсоновскими переходами. Поскольку длина волны электромагнитных волн в джозефсоновских цепях намного больше характерного размера активных элементов, то обычно используется эквивалентные схемы квантовых цепей, содержащие емкости, индуктивности и джозефсоновские переходы. Учет сопротивления элементов цепей нарушает равноправие выбора локальных переменных: поток - заряд. Причем в первом случае диссипация, по характеру выделяемой мощности, оказывается нормальной, тогда как во втором - аномальной. Мы проанализируем диссипативные процессы в случае, когда имеются элементы, которые обусловливают необходимость рассматривать комбинированную связь элементов цепи с термостатом.

Квантовые сверхпроводниковые цепи с встроенными в них джозефсоновскими переходами широко используются для создания квантовых процессоров, детекторов и усилителей. Обычно длина волны микроволновых фотонов в сверхпроводниковых цепях намного больше характерного размера встроенных элементов, что позволяет использовать для их описания эквивалентные схемы квантовых цепей, содержащие локальные элементы: емкости, индуктивности и джозефсоновские переходы [1].

Рассмотрим простейший колебательный контур (резонатор), характеризуемый емкостью *C*, индуктивностью *L* и возбуждаемый внешним током $I_{en}(t)$. При составлении функции Лагранжа переменные цепи можно выбрать различными способами. Сначала в качестве обобщенной координаты выберем магнитный поток ϕ в катушке индуктивности (который связан с напряжением V(t) соотношением: $\phi(t) = \int_{-\infty}^{t} V(t') dt'$), а в качестве обобщенной скорости можно взять $\dot{\phi}$. Учтем теперь диссипацию, включив параллельно с емкостью и индуктивностью сопротивление *R*. Уравнение для потока получается варьированием функционала

$$\delta \int_{t_a}^{t_b} \left(\frac{C\dot{\phi}^2}{2} - \frac{\phi^2}{2L} + I_{ext}\phi \right) dt = \int_{t_a}^{t_b} \frac{\dot{\phi}\delta\phi}{R} dt .$$
(1)

Здесь правая часть формально описывает диссипацию, что соответствует введению диссипативной функции, зависящей от скорости: $F = \dot{\phi}^2/2R$. Из (1) и определения энергии E для её изменения находим, что $\dot{E} = \dot{A} - 2F$, а справа естественно возникает работа внешней силы $\dot{A} = I_{ext} \dot{\phi}$ в единицу времени и диссипативные потери в цепи. Пусть теперь в цепи имеется участок, который необходимо описывать путем введения обобщенной «координаты» Q (заряд) и «скорости» $\dot{Q} = I$. Совершим в (1) замену «координат» : $Q = C\dot{\phi}$, $\dot{Q} = \phi/L$:

$$\delta \int_{t_a}^{t_b} \left(\frac{L\dot{Q}^2}{2} - \frac{Q^2}{2C} + L\dot{I}_{ext}Q \right) dt = \int_{t_a}^{t_b} \frac{L\dot{Q}\delta Q}{RC} dt.$$
(1)

В данном случае мощность «силы» равна: $\dot{A} = QL\dot{I}_{ext}$, а диссипативная функция запивается в виде: $F = L\dot{Q}^2/2RC = P^2/2RCL$, где сопряженная \dot{Q} переменная $P = L\dot{Q}$ играет роль обобщенного импульса. Из приведенных рассуждений следует: что диссипация зависит от «импульса», а мощность от координаты. В этом случае диссипация может быть названа аномальной [2]. Таким образом, диссипация нарушает симметрию между описанием системы в терминах потока и заряда.

На основе высказанной идеи предложена модель термостата (джозефсоновская среда), в рамках которой учитываются слагаемые пропорциональные «обобщенным» координатам и «обобщенным» скоростям. Конкретные вычисления проделаны с использованием модели Кардейры-Леггета. Найдены корреляционные функции, которые определяют диссипацию. Обсуждаются также «нормальные» и «аномальные» флуктуации в квантовых цепях.

Работа поддержана грантом РФФИ № 20-07-00952.

- Vool U., Devoret M. // Int. J. Circ. Theor. Appl. V. 45, 897 (2017).
- 2. Leggett A.J. // Phys. Rev. B, V. 30, 1208 (1984).

Критические температуры модели локальных бозонов на квадратной решетке в приближении Бете

Е.Л. Спевак¹, Ю.Д. Панов¹, А.С. Москвин¹

1 Институт Естественных Наук и Математики УрФУ

*spevak155@gmail.com

Мы исследуем модель заряженных локальных (hard-core) бозонов, в которой возможныфазовые состояния с конкурирующими диагональными и недиагональными параметрами порядка. Показано, что частичный учет ближних корреляций в двухузельном приближении Бетепонижает критические температуры как для зарядово-упорядоченной фазы, так и для сверхтекучей фазы по сравнению с приближением среднего поля и делает невозможным зарядовое упорядочение в основном состоянии при концентрациях, выше некоторой критической.

Введение

Фазовые состояния систем с конкурирующими диагональными и недиагональными параметрами порядка, возникающие в различных моделях решеточных бозонов, вызывают в последние годы особый интерес в связи с проблемой конкуренции различных типов упорядочений в купратах.Мы исследуем систему заряженных локальных (hard-core) бозонов [1] на квадратной решетке с гамильтонианом:

$$H = -t \sum_{\langle i,j \rangle} (a_i^+ a_j + a_j^+ a_i) + V \sum_{\langle i,j \rangle} n_i n_j - \alpha V \sum_{\langle \langle i,j \rangle \rangle} n_i n_j - \mu \sum_i n_i^{\langle i,j \rangle} n_i n_j - \mu \sum_i n_i^{\langle i,j \rangle} (\phi_i)$$

где V,aV-параметры взаимодействия ближайших и следующих за ближайшими соседей, t-интеграл переноса, μ -химический потенциал, a_i^+ , a_i -операторы рождения и уничтожения локальных бозонов на i-м узле решетки, $n_i = a_i^+ a_i$.

Оценка свободной энергии

В двухузельном приближении Бете [2] построена оценка свободной энергии системы с помощью неравенства Боголюбова.

$$\Omega(H) \le \Omega(H_0) + \langle H - H_0 \rangle, \qquad (\phi 2)$$

где *H* – истинный гамильтониан, а *H*₀- нулевой гамильтониан, продиктованный выбранным приближением.

В настоящей работебыли использовали два приближения: приближение среднего поля и двухузельное приближение Бете. Приближение среднего поля заключается в рассмотрении каждого узла решетки в некотором среднем поле, создаваемом всей остальной решеткой, вместо учета взаимодействия всех частиц друг с другом.

Приближение Бете расширяет предыдущее путем рассмотрения во внешнем поле уже не одного узла, а целого кластера (Рис. 1), внутри которого взаимодействия узлов учитываются точно.



Рис. 1. а) кластер, состоящий из двух узлов, соответствующий приближению среднего поля, б) кластер длядвухузельного приближения Бете

В итоге было получено выражение для оценки свободной энергии системы:

$$f = -\frac{1}{2\beta} \ln(Tr \ e^{-\beta H_0}) + \frac{z - 1}{2} [-2t(\chi^2 - \rho^2) + V(\eta^2 - \xi^2)] - \frac{z\alpha V}{2} (\eta^2 + \xi^2) + g_{\Phi}^z \eta + g_{A\Phi}^z \xi + g_{\Phi}^x \chi + g_{A\Phi}^x \rho, \quad (\phi 3)$$

где $\beta = 1/T$, *z*- число ближайших соседей узла, η - концентрация частиц, ζ - антисимметричный параметр порядка, χ, ρ - симметричный и антисимметричный сверхтекучие параметры порядка соответственно, $g_i^k; i = \Phi, A\Phi; k = x, z$ -молекулярные поля.

Результаты

Используя выражение (3), мы получили критические температуры системы в приближении среднего поля и приближении Бете (Рис. 2). На рисунке NO – неупорядоченное состояние, CO– зарядоупорядоченная фаза и SF-сверхтекучая фаза. Видно, что переход к более сложному двухузельному приближению Бете понизил критические температуры обеих упорядоченных фаз, по сравнению с уже известными температурами [3] найденными в приближении среднего поля. Интересно отметить, что учет ближних корреляций в двухузельном приближении Бете позволяет указать область концентраций (точки В), вне которых CO фаза в основном состоянии реализоватьсяне может.



Рис. 2. Критические температуры зарядового упорядочения *T*_{CO} и сверхтекучего перехода *T*_{SP} приближении среднего поля и в приближении Бете

Выводы

Целью настоящей работы было вычисление и сравнение критических температур системы локальных бозонов в приближениисреднего поля и двухузельном приближении Бете. Была получена оценка свободной энергии системы с помощью неравенства Боголюбова и построены фазовые диаграммы системы в обоих приближениях.Показано, что приближение Бете понижает критические температуры как для зарядово-упорядоченной фазы, так и для сверхтекучей фазы. При этом частичный учет ближних корреляций делает невозможным зарядовое упорядочение в основном состоянии при концентрациях, выше некоторой критической, в то время как для сверхтекучего упорядочения подобного ограничения не возникает.

Работа выполнена при поддержке Программы 211 Правительства РФ, соглашение № 02.А03.21.0006 и проекта Госзадания МОН РФ№ FEUZ-2020-0054.

- Matsubara T., Matsuda H. Progress of Teoretical Physics 16, 569 (1956).
- Панов Ю.Д., Москвин А.С., Улитко В.А., Чиков А.А. ФТТ 9, 1676 (2019).
- Micnas R., Ranninger J., Robasziewicz S. Rev. Mod. Phys. 62, 113 (1990).

Низкодиссипативная динамика джозефсоновских вихрей

В.С. Столяров^{1,2*}, В. Ружицкий², И.А. Головчанский¹, Р. Оганнисян¹, Н. Купчинская¹, О.В. Скрябина^{1,3}, А.Г. Шишкин^{1,2}, В.В. Дремов¹, В.М. Краснов^{1,5}, А.А. Голубов^{1,6}, И.И. Соловьев^{2,4}, Д. Родичев^{7,1}.

¹ Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), пер. Институтский, 9, Долгопрудный, 141700.

- ² Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, ул. Сущевская, 22, Москва, 127055.
- ³ Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, 142432
- ⁴ НИИЯФ МГУ имени М. В. Ломоносова, Москва, 119234
- ⁵ Department of Physics, Stockholm University, AlbaNova University Center, SE-10691, Stockholm, Sweden
- ⁶ Faculty of Science and Technology and MESA+ Institute of Nanotechnology, 7500 AE Enschede, The Netherlands
- ⁷ Laboratoire de Physique et d'Etudes des Materiaux, LPEM, UMR-8213, ESPCI-Paris, PSL, CNRS, Sorbonne University, 75005 Paris, France

*vasiliy.stoliarov@gmail.com

Джозефсоновские вихри играют важную роль в сверхпроводящих устройствах квантовой электроники. Часто рассматриваемые как чисто концептуальные топологические объекты, 2π-фазовые сингулярности, их наблюдение и манипулирование являются сложной задачей. Мы показываем, что в планарных переходах сверхпроводник-нормальный металл-сверхпроводник джозефсоновские вихри имеют специфический магнитный отпечаток, который мы обнаруживаем в экспериментах по магнитносиловой микроскопии. Основываясь на этом открытии, мы демонстрируем возможность генерации джозефсоновского вихря и манипулирования им с помощью магнитного кантилевера, тем самым открывая путь для удаленного контроля и управления отдельными нанокомпонентами сверхпроводящих квантовых схем.

Введение

Разнообразие доступных сверхчувствительных сверхпроводящих устройств, кубитов и архитектур для квантовых вычислений быстро растет. Ожидается, что сверхпроводящая квантовая электроника (SQE) в ближайшем будущем бросит вызов традиционным полупроводниковым устройствам. Джозефсоновские переходы (JJ) являются строительными блоками SQE; они состоят из двух сверхпроводящих контактов, соединенных коротким несверхпроводящим барьером. Свойства ЈЈ зависят от геометрии перехода, используемых материалов, температуры, приложенных сверхтоков, магнитных полей и т. д. Эти параметры определяют квантовый фазовый портрет сверхпроводящих корреляций внутри и в окрестности ЈЈ. Из-за пространственной когерентности сверхпроводящего конденсата квантовые фазовые портреты обычных s-волновых сверхпроводников могут содержать только 2*π*-фазовые особенности. Одиночные 2π -особенности, расположенные в сверхпроводящих электродах, связаны с вихрями Абрикосова, а расположенные внутри переходов - с джозефсоновскими вихрями. Целое число *п* джозефсоновских вихрей, присутствующих в JJ, связано с n-ой ветвью модуляции критического тока по типу фраунгофера в зависимости от магнитного поля $I_{c}(H)$. В отличие от абрикосовских вихрей, которые были обнаружены методами сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии (СТМ/СТС) уже в 1989 г. благодаря их нормальным ядрам, исследование джозефсоновских вихрей (без нормального ядра) с помощью СТМ/СТС является более сложным. Сканирование СКВИДом было более успешно при изучении джозефсоновских вихрей и дало первые сильные доказательства. Хотя из-за сильного пиннинга и коротких пространственных масштабов в материалах с высокими T_C, эти работы не касались более общей проблемы локальной генерации, динамики и манипулирования джозефсоновскими вихрями внутри JJ. Планарные JJ очень перспективны как для фундаментальных исследований, так и для приложений, даже если они не так широко используются, многослойные как традиционные JJs типа сэндвич. Планарная геометрия обеспечивает большую гибкость при разработке новых типов устройств с большим количеством предполагаемых приложений, включая обнаружение одиночных фотонов, измерение магнитного потока, индуцированного атомными спинами. Планарные JJ могут быть изготовлены с помощью различных технологий и с различными барьерными материалами, включая нормальные металлы, ферромагнетики, двумерный электронный газ, графен и топологические изоляторы. Важно отметить, что латеральная геометрия JJ делает их подходящими для исследований с помощью сканирующих зондовых микроскопов и спектроскопии, СКВИДа или магнитносиловой микроскопии (МСМ). МСМ – удобный инструмент для исследования сверхпроводящих свойств в реальном пространстве с нанометровым разрешением, таких, как лондонская глубина проникновения, вихри Абрикосова, доменные структуры в ферромагнитных сверхпроводниках. Недавнее развитие методов на основе МСМ позволило изучить проскальзывания сверхпроводящей фазы.

Результаты

При помощи МСМ удалось изучить статические и динамические отклики джозефсоновских вихрей в планарный Nb/Cu/Nb переходах. Рис. 1 демонстрирует внешний вид устройства и схему эксперимента. В эксперименте магнитный кантилевер Co/Cr МСМ перемещался над устройством и исследовал его локальные магнитные свойства. Одновременно он индуцировал локальное сильно неоднородное осциллирующее магнитное поле, которое влияло на положение/наличие джозефсоновских вихрей внутри JJ, при этом локальный отклик выявляется на картах МСМ. Общий отклик устройства исследовалось путем измерения транспортных свойств перехода в зависимости от положения кантилевера, внешнего магнитного поля и тока смещения через переход. Одновременно мы обнаружили влияние динамики джозефсоновского вихря, вызванное колеблющимся кантилевером, на фазу и амплитуды колебаний иглы. Комплексный анализ взаимодействия иглы и устройства, а также численное моделирование, позволили однозначно определить особенности динамики джозефсоновского вихря в джозефсоновском переходе.

Выводы

Мы продемонстрировали способ удаленной генерации, обнаружения и манипулирования джозефсоновскими вихрями внутри планарных джозефсоновских контактов с использованием низкотемпературного метода МСМ. Локальные эксперименты МСМ были объединены с одновременными измерениями электронно-транспортных свойств. Нашим основным результатом является наблюдение особого отклика кантилевера при определенном наборе параметров (его положение, температура, внешнее поле и токи), что приводит к появлению колец/дуг на МСМ картах из-за фазовых падений в колебаниях кантилевера. Эти особенности идентифицируются как точки бифуркации между соседними джо-



Рис. 1. (а) Схема устройства и эксперимента. (б) Измеренная зависимость критического тока JJ от магнитного поля

зефсоновскими состояниями, характеризующимися разным числом/положением джозефсоновских вихрей внутри перехода. Мы разработали модель, которая полностью подтверждает наши выводы. Это подтверждает важность обмена энергией зондустройство в точках бифуркации и демонстрирует, что МСМ может предоставить уникальную информацию о состоянии джозефсоновского вихря, значительно более богатую, чем традиционные измерения напряжения. Магнитный кантилевер может запускать и обнаруживать движение джозефсоновского вихря в переходе без необходимости использования транспортного тока или внешнего магнитного поля и, следовательно, может использоваться в качестве локального датчика динамики джозефсоновского вихря. Мы ожидаем, что наше открытие ускорит разработку новых основанных на МСМ методов локального бесконтактного контроля и контроля передовых сверхпроводящих устройств и квантовой электроники.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 20-72-10118.

- Dremov V.V., Grebenchuk S.Y., Shishkin A.G., *et al.* // *Nat Commun* 10, 4009 (2019).
- Grebenchuk S.Yu., Hovhannisyan R.A., Dremov V.V., et al // Phys. Rev. Research 2, 023105 (2020).
- 3. Hovhannisyan R.A., Ruzhitskiy V.I., *et al.* Direct evidence of the Josephson vortex low-dissipative dynamics // *in preparation* (2021).

Влияние избыточного железа и примесных фаз на транспортные и сверхпроводящие характеристики халькогенидов железа

Ю.И. Таланов^{1,*}, И.И. Гимазов¹, Н.М. Лядов¹, А.Г. Киямов², А.Н. Васильев³, Д.А. Чареев²

¹ Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского РАН, Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029.

² Казанский федеральный университет, ул. Кремлевская, 16а, Казань, 420008.

³ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991.

⁴ Институт экспериментальной минералогии РАН, ул. Академика Осипьяна, 4, Черноголовка, 142432.

*talanov@kfti.knc.ru

Проведены измерения транспортных и магнитных параметров монокристаллов Fe_{1+y}Te_{1-x}Se_x. Установлено, что наличие примесных фаз и сверхстехиометрического железа приводит к возникновению внутренних напряжений в кристаллической решетке, которые вызывают рост критической температуры и объемной доли сверхпроводящей фазы. Объем примесных включений растет со временем в результате спинодального распада.

Введение

Частичная замена селена в соединении FeSe на теллур приводит к повышению критической температуры T_c . Это изменение не связано с увеличением плотности носителей тока. Оно происходит из-за возникновения напряжений в кристаллической решетке FeTe_{1-x}Se_x [1]. Эти напряжения действуют аналогично внешнему гидростатическому давлению, которое, как известно [2], вызывает рост T_c в FeSe. Снятие внутрикристаллических напряжений путем отжига и медленного охлаждения приводит к уменьшению доли сверхпроводящей фазы [1].

Аналогичные напряжения в решетке $FeTe_{1-x}Se_x$ возникают также при наличии избыточного (сверхстехиометрического) железа Fe_{exc} , ионы которого локализуются в плоскости халькогенов. Избыточное железо неоднозначно влияет на свойства халькогенидов железа. Его магнитные моменты, не встроенные в регулярную антиферромагнитную решетку, служат дополнительными центрами рассеяния носителей тока, ухудшая проводящие и сверхпроводящие свойства материала [3]. Однако, внедренные в междоузлье решетки атомы Fe_{exc} создают в ней напряжения, что должно вызывать повышение T_c . Суммарный эффект может быть разным в зависимости от условий приготовления и хранения кристаллов. В данной работе мы изучали влияния избыточного железа и примесных фаз на сверхпроводящие свойства кристаллов Fe_{1-y}Te_{1-x}Se_x. Для этого использовались резистивные, магнитные и спектроскопические методы. Химический состав образцов определялся с помощью энергодисперсионной спектроскопии. Структурный и фазовый анализ выполнен с помощью рентгеновской дифрактометрии.

Результаты и обсуждение

R работе исследовались монокристаллы Fe_{1+v}Te_{1-x}Se_x с различным содержанием железа (у=0÷0.27); соотношение теллура и селена варьировалось от 0 до 0.9. Монокристаллы выращивались методом кристаллизации из раствора в расплаве [4]. Химический состав образцов определялся с помощью блока энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDX), встроенного в сканирующий электронный микроскоп. Анализ показал, что кристаллы без теллура имеют состав, близкий к стехиометрическому FeSe. Образцы с теллуром имели значительный избыток железа сверх стехиометрии. После длительного (примерно 2 года) хранения в эксикаторе с сухим воздухом химический состав образцов заметно изменялся. При этом процентное содержание Fe_{exc} всегда возрастало.

Широкий переход в сверхпроводящее состояние (5– 6K) свежеприготовленных кристаллов $Fe_{1+y}Te_{1-x}Se_x$ свидетельствует об их значительной неоднородности. В то же время температура начала сверхпроводящего перехода T_c^{on} оказалась достаточно высокой (например, 13.6К в кристалле Fe_{1.01}Te_{0.67}Se_{0.33}) (см. Рис.1). Очевидно, неоднородность образцов оказывает двоякое действие на их свойства. С одной стороны, она ухудшает их проводимость, а с другой, – возникающие в кристаллах механические напряжения (так называемое «химическое давление») приводят к повышению критической температуры [1].



Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления свежеприготовленного кристалла Fe_{1.01}Te_{0.67}Se_{0.33} (черные квадраты) и *R*(*T*) этого же образца после длительном хранении в сухой кислородной атмосфере (красные кружки)

Для определения наличия посторонних фаз, которые могут вызывать внутренние напряжения, были выполнены рентгеноструктурный и фазовый анализы кристаллов. Пример рентгеновской дифрактограммы одного из образцов ($Fe_{1.22}Te_{0.52}Se_{0.48}$) показан на Рисунке 2. Как можно видеть на этом графике, в кристалле присутствует посторонние фазы Fe_3O_4 и Fe_7Se_8 . Такие фазы были обнаружены ранее и другими авторами, изучавшими свойства кристаллов $Fe_{1-y}Te_{1-x}Se_x$. Присутствие Fe_3O_4 подтверждается измерениями магнитной восприимчивости в зависимости от температуры.

Долговременные наблюдения за составом и транспортными характеристиками образцов позволяют получить дополнительную информацию о влиянии примесных фаз. (Отметим, что кристаллы хранятся в атмосфере сухого воздуха.) EDX анализ химического состава образцов, сделанный с интервалом в 2 года, показал, что соотношение элементов заметно изменяется с течением времени. Существеннее всего меняется процентный состав железа: в некоторых образцах он возрастает на ~10 ат.%. Кроме того, незначительно меняется соотношение Te/Se в пользу теллура. Влияние этих изменений на переход в сверхпроводящее состояние показан на примере кристалла с исходным составом $Fe_{1.01}Te_{0.67}Se_{0.33}$ (Рисунок 1). Через два года его состав стал следующим: $Fe_{1.20}Te_{0.70}Se_{0.30}$. Переход стал более узким, температура T_c^{on} повысилась до 14К.



Рис. 2. Рентгеновская дифрактограмма монокристалла Fe_{1.22}Te_{0.52}Se_{0.48}, растертого в порошок (черная кривая). Излучение Cu-Kα. Красными вертикальными штрихами отмечены рассчитанные для этого соединения позиции брегговских пиков. Положение пиков возможных примесных фаз Fe₃O₄ и Fe₇Se₈ показаны стрелками

Такие изменения можно объяснить на основе предположения о спинодальном распаде соединений $Fe_{1+y}Te_{1-x}Se_x$, выдвинутого в работе [1]. Этот распад приводит к образованию с течением времени примесных фаз, таких как Fe_7Se_8 , $Fe_3Se_{2.1}Te_{1.8}$ и др. Микроскопические включения этих соединений приводят к искажению кристаллической решетки исходного материала, вызывают в ней напряжения и тем самым способствуют повышению температуры перехода в сверхпроводящее состояние.

- Hartwig S., N Schäfer., Schulze M. *et all*. // Physica B: Condensed Matter **531**, 102 (2018).
- Sun J.P., Matsuura K., Ye G.Z., *et all*. // Nature Communications 7:12146 (2016).
- Ingle K.E., Priolkar K.R., Pal A., *et all*. // Supercond. Sci. Technol. 28, 015015 (2015).
- Chareev D., Osadchii E., Kuzmicheva T., *et all.* // Cryst. Eng. Commun. 15, 1989 (2013).

Разработка джозефсоновского параметрического усилителя бегущей волны на основе алюминиевых СИС переходов

М. Тарасов^{1*}, А. Гунбина², С. Лемзяков³, Д. Нагирная¹, В. Кошелец¹, Э. Голдобин⁴, А. Калабухов⁵

¹ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 116 стр. 7, Москва, 125009.

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

³ Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, ул. Косыгина, д. 2, Москва, 119334.

⁴ Университет Тюбингена, Германия.

⁵ Чалмерский технологический университет, Гетеборг, Швеция, SE-412 96.

*tarasov@hitech.cplire.ru,

Разработана конструкция джозефсоновского параметрического усилителя бегущей волны (ДПУБВ) на основе микронных алюминиевых переходов сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник (СИС) в форме сквидов, включенных в центральный проводник копланарной линии. Отработаны два технологических маршрута для изготовления таких устройств с использованием теневого и магнетронного напыления и прямой электронной литографии. Измерены характеристики переходов при температуре 300 мК. Создана криогенная установка для измерения спектральных характеристик ДПУБВ, содержащая холодный полупроводниковый усилитель второй ступени и охлаждаемые фильтры канала входного сигнала. Измерен спектр поглощения копланарного направленного ответвителя с четвертьволновым резонатором, предназначенного для измерений коротких цепочек от 1 до 27 сквидов.

Введение

Практические параметры линейных полупроводниковых СВЧ усилителей достигли предельных значений и не позволяют получить полосу, усиление и шумы, требуемые для создания, системы считывания кубитов, детекторов аксионов, усилителей промежуточной частоты радиоастрономических гетеродинных приемников и системы считывания матриц криогенных болометров с частотным разделением каналов. Применение СИС переходов позволяет реализовать нелинейную индуктивность без потерь и обеспечивает получение характеристик, недостижимых для диссипативных нелинейных элементов. Разработка джозефсоновского широкополосного микроволнового усилителя бегущей волны позволит обойти ограничения по полосе и динамическому диапазону, существующие для традиционного параметрического усилителя на сосредоточенных элементах, и даст возможность снизить шумы ниже квантового предела.Недавние теоретические работы [1] показали возможность преодолеть эти ограничения и получить усиление до 20 дБ в полосе более 5 ГГц.Принципиальная возможность расширения полосы джозефсоновского параметрического усилителя до 4 ГГц при усилении до 17 дБ была экспериментально продемонстрирована [2].

Еще более сложной является создание прототипа такого усилителя, работающего при милликельвиновых температурах и имеющего шумовую температуру близкую к квантовому пределу менее 0.5 К на 8 ГГц, чему и посвящена данная работа.

Топология, технология и измерения

Традиционно алюминиевые СИС переходы изготавливали методом теневого напыления либо с висячим мостиком резиста методом Долана[3], либо по безмостиковой технологии напылением в узкие ортогональные канавки в толстом резисте [4-5].Электронно-лучевое напыление производится с наклоном 45 градусов в двух ортогональных положениях пластины. После первого напыления слой алюминия окисляется для формирования туннельного барьера.Заземляющая емкость 0.12 пФ для волнового сопротивления 50 Ом дает частоту среза 28 ГГц, при этом плазменная частота составляет 12 ГГц. В петле ВЧ сквида в качестве джозефсоновского перехода стоит СИС переход площадью 10 мкм² с криттоком 1 мкА и индуктивностью 300 пГн. В качестве дополнительной кинетической индуктивности используются 4 СИС перехода с криттоком по 5 мкА, либо 16 СИСов по 20 мкА, чтобы сквозным током 10 мкА задавать пол кванта смещения по магнитному потоку. На Рис. 1а приведено оптическое изображение одного СКВИДэлемента усилителя, в котором индуктивность петли сквида состоит как из геометрической индуктивности, так и кинетической индуктивности четырех джозефсоновских СИС переходов (измеренная ВАХ приведена на рис. 16)



Рис. 1. ДПУБВ с дополнительными кинетическими индуктивностями из СИС переходов: а) - Оптическое изображение элемента, б) – измеренная ВАХ перехода размером 3×3 мкм при 280 мК

Но такая технология в промышленных масштабах не применяется по причине большой трудоемкости и невысокой воспроизводимости. Стандартная технология сверхпроводниковых интегральных схемна основе ниобия и нитридов использует магнетронное напыление. Однако до последнего времени не удавалось реализовать аналогичный процесс для алюминиевых СИС структур. Нами был разработан следующий технологический маршрут: первой литографией формируется топология нижнего электрода, далее экспонируется и напыляется первый алюминиевый электрод. Третья литография открывает окна над первым алюминием, производится травление естественного окисла алюминия, открытый алюминий окисляется, после чего в эти же окна напыляется верхний слой алюминия. Элемент цепочки сквидов и его включение в копланарную линию приведены на рис. 2.

Для измерения изготовленных образцов была использована модифицированная измерительная установка, разработанная для исследования болометров с СВЧ считыванием [6-7].Измерения и настройка элементов тракта проводились с использованием двухпортового векторного анализатора цепей ARINSTVNA-PR1 и анализатора спектра ARINSTSSA-TGR2 производстваKROKS (Воронеж).



Рис. 2. Схематичное изображение элементов цепочки СКВИДов (сверху) и фрагмент цепочки, включенный в центральный проводник копланарной линии

Благодарности

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ РАН (№ 0030-2019-0003) и государственного задания ИПФ РАН. Изготовление, разработка иисследование образцов выполнено при поддержке гранта РНФ № 21-42-04421 на базе уникальной научной установки (УНУ № 352529).Развитие отдельных элементов технологии ТГц детекторов выполнялись в рамках проекта РНФ № 19-19-00499.

- Zorin A.B. // Phys. Rev. Appl., V. 6, 034006 (2016).
- Miano A., Mukhanov O. // IEEE Trans. Appl. Supercond., V. 29, No 5, 1501706 (2019).
- Dolan G. // Applied Physics Letters, 1977, vol. 31, No 5, pp. 337-339
- Shadow mask sidewall tunnel junction for quantumcomputing. United States Patent Application Publication. 2018, US 2018 / 0358538 A1.
- Тарасов М., Гунбина А., Нагирная Д., Фоминский М. Способ изготовления устройств с тонкопленочными туннельными переходами. Патент на изобретение. RU 2019123125 А., 2019
- Tarasov M.A., Mahashabde S., Gunbina A.A., *et al.*, // PhysicsofSolidState, 2020, vol. 62, No. 9, pp. 1580-1584
- A Gunbina.A., Mahashabde S., Tarasov M.A., *et al.* // Proceedings ASC 2020, Wk2EPo1E-03.

Критический ток в гибридных структурах сверхпроводник / нормальный металл с большим отношением сопротивлений

С.С. Уставщиков^{1, 2, *}, М.Ю. Левичев¹, И.Ю. Пашенькин¹, А.М. Клушин¹, Д.Ю. Водолазов^{1, **}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академичекая, 7, Кстовский р-н, деревня Афонино, 603087.

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

*sergey@ipmras.ru, **vodolazov@ipmras.ru

Мы экспериментально продемонстрировали, что в тонких "грязных" сверхпроводящих пленках (S) покрытых нормальным металлом (N) с низким сопротивлением возможно более близкое приближение к току распаривания, чем в отдельных сверхпроводящих пленках, что значительно усиливает их нелинейныые свойства. Полученный результат является следствием наведенной сверхпроводимости в слое нормального металла за счет эффекта близости, ее большого вклада в сверхпроводящие свойства SN структуры и большей чувствительности к протекающему току, чем базовый сверхпроводник. Мы считаем, что такие двуслойные SN структуры могут быть интересны для различных приложений принцип действия которых базируется на зависимости кинетической индуктивности от протекающего тока. В дополнение, мы обнаружили, что в присутствии нормального слоя возрастает максимальная скорость вихрей в резистивном состоянии.

Введение

Важнейшей характеристикой сверхпроводников определяющих токонесущую способность является критический ток I_c. В микроскопической теории сверхпроводников показано, что предельное значение тока ограничено распариванием электронов составляющих «Куперовскую пару». Распаривание приводит к уменьшению концентрации носителей тока n_s при увеличении их скорости v_s. По определению $j_s = n_s(v_s)$ е v_s, для примера, модель Гинзбурга - Ландау дает $j_s \sim v_s (1 - v_s^2)$, откуда видно,что при приближении к току распаривания, зависимость имеет существенно нелинейный характер.

Большое значение критического тока и нелинейность переходной характеристики существенна для различных приложений, таких как детекторы одиночных фотонов, усилители, параметрические генераторы, КИД детекторы и квантовые кубиты.

Значительная часть таких устройств создается на основе тонкопленочных мостиков из «грязных» неупорядоченных сверхпроводников обладающих низким коэффициентом диффузии D_s, и соответственно короткой длиной когерентности $\xi = \sqrt{\hbar D/k_{BT}T_c}$. В этом случае, структурные дефекты и неоднородности в объеме материала и на краях, снижают критический ток до уровня значительно меньше тока распаривания.

В нашей работе рассматривается возможность приближения к току распаривания за счет напыления на сверхпроводник слоя нормального металла с существенно большей проводимостью. Как показано в работе [1], вследствие эффекта близости в слое нормального металла открывается «минищель», и на диаграмме сверхток - сверхскорость появляется дополнительный максимум (см. рис. 1). Для подтверждения теории, мы провели измерения критического тока в зависимости от слабого перпендикулярного магнитного поля [2].

Эксперимент

Для измерений была изготовлена серия образцов с различной толщиной слоя нормального металла. Сначала, на кремниевую подложку при комнатной температуре, методом магнетронного напыления, был нанесен слой меди с толщинами 5, 10, 20 и 40 nm. Затем, был сформирован слой сверхпроводящего MoN, толщиной 20 nm, напылеием Мо в атмосфере азота. Кроме того, отдельно был сделан образец без слоя нормального металла. Удельное сопротивление MoN: $\rho = 150 \ \mu\Omega$ ·ст, при коэффициенте диффузии $D_S = 0.4 \text{ cm}^2/\text{s}$, что дает $\xi \sim 6.5$ nm. Удельное сопротивление меди: 20, 12, 4, 2.5 µΩ·ст. Для измерений электронного транспорта, методом химического травления, были изготовлены мостики с шириной 5, 10, 20 µm и соотношением сторон 10:1. Измерение R(T) показали, что критическая температура образцов падает от 7.8 К для образца без металла, до 6.3 К в образце с d_{Cu} = 40 nm, что подтверждает наличие эффекта близости между слоями. Измерения в магнитном поле показали, что в полях выше характерного поля B_{stop} зависимость критического поля $I_c(B) \sim 1 / B$, с коэффициентом пропорциональности не зависящим от ширины мостика. Такое поведение характерно для режима входа вихрей управляемого краевым барьером в отсутствие пиннинга [3].

Расчет зависимостей плотности сверхтока от сверхскорости $j_s(q)$, где $\hbar q = m v_s$, выполненный в рамках теории Узаделя [1], с параметрами соответствующими нашим образцам, приведен на рис. 1.



Рис. 1. Расчет зависимостей сверхтока от скорости носителей выполненный в рамках теории Узаделя (синяя линия $d_N=0$, красная $d_N=5$ nm, желтая $d_N=10$ nm, зеленая $d_N=20$ nm, фиолетовая $d_N=40$ nm). Пунктиром указаны значения критической сверхскорости

Для мостика MoN величина сверхскорости qc соответствующая критическому току јс получена из сопоставления теоретической оценки тока распаривания и экспериментальной величины критического тока в нулевом поле для двух температур 0.8 К и 4.2 K. При расчете зависимостей Ic(B) для T = 4.2 K использовалась q_s совпадающая с оценкой для образца без металлического слоя, для T = 0.8 K тот - же критерий использовался для образцов без металла и d_N=5 nm, для остальных d_N величина находилась сверхскорости ИЗ уравнения $i_c(q_c) = 0.7 \max(i_c)$. Такой выбор критерия позволяет установить качественное соответствие экспериментальных и теоретических зависимостей I_c(B) (см. рис. 2).

Из рис. 2 видно, что зависимость кривой $I_c(B)$ для $d_{\rm N}\!=\!5$ nm при 0.8K (рис. 2, a) и для $d_{\rm N}\!=\!5,$ 20,

40 nm при 4.2К (рис. 2, b) имеет выраженный нелинейный характер, что свидетельствует о близости критического тока к току распаривания, по сравнению с образцом без металлического слоя $d_N = 0$. Возможно, причиной такого поведения является эффективное «сглаживание» потенциального профиля, связанное с возрастанием ξ , вследствие значительно большей величины коэффициента диффузии D_N в нормальном металле (который является основным носителем сверхтока), и, соответственно, увеличению размеров сердцевины вихрей и ослаблению пиннинга.



Рис. 2. Экспериментальные (a, b) и теоретические (c, d) зависимости критического тока от перпендикулярного магнитного поля, для температур 0.8 К и 4.2 К

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ №19-02-00528. Использовалось оборудование ЦКП ИФМ РАН.

- 1. Vodolazov D.Yu., Aladyshkin A.Yu., Pestov E.E. et al. // SuST, v. 31, 115004 (2012).
- 2. Ustavschikov S.S., Levichev M.Yu., Pashenkin I.Yu. *et al.* // SuST, v. 34, 015004 (2021).
- 3. Maksimova G.M., Zhelezina N.V. and Maksimov I.L. // Europhys. Lett. v. 53, 639 (2001).

Поверхностная плотность состояний в сверхпроводниках с неоднородной константой взаимодействия

Я.В. Фоминов^{1,2,*}, А.А. Мазаник^{3,4}, М.В. Разумовский³

1 Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка.

² Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва.

³ Московский физико-технический институт, Долгопрудный.

⁴ Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова, ОИЯИ, Дубна.

*fominov@itp.ac.ru

Рассмотрена задача о сверхпроводнике с поверхностным подавлением константы взаимодействия БКШ $\lambda(x)$ [1]. Аналитически найдены щель в поверхностной плотности состояний, поведение плотности состояний v(E) выше щели, «вертикальная» особенность плотности состояний на энергии, равной объёмному параметру порядка Δ_0 , а также пертурбативная поправка к плотности состояний на более высоких энергиях. Щель в поверхностной плотности состояний параметрически отличается от поверхностного значения параметра порядка из-за различия пространственного масштаба r_c, на котором подавляется $\lambda(x)$, и длины когерентности (масштаб r_c предполагается малым). Вертикальная особенность означает точку перегиба с бесконечной производной на кривой $\nu(E)$ при $E = \Delta_0$ с зависимостью, определяемой квадратным корнем при отклонении E от Δ_0 . Коэффициенты при этой зависимости различны при $E < \Delta_0$ и $E > \Delta_0$, поэтому особенность оказывается асимметричной.

Также к классу задач про подавление константы БКШ на малом масштабе вблизи поверхности относится задача про SN-бислой с тонким нормальным слоем. Зависимость $\lambda(x)$ в этом случае не является слабой и описывается ступенчатой функцией. В этой задаче ранее были получены неожиданные результаты о подавлении плотности состояний до нуля в узкой окрестности энергии $E = \Delta_0$ [2]. Этот результат радикально отличается от найденной нами для случая слабой зависимости $\lambda(x)$ вертикальной особенности при $E = \Delta_0$. В докладе будет обсуждено соотношение между этими двумя результатами.



Рис. 1. Подавление константы взаимодействия БКШ (схематически) вблизи границы сверхпроводника на пространственном масштабе $x \sim r_c$



Рис. 2. Поверхностная плотность состояний при различных значениях параметра d_1 , описывающего интегральное подавление параметра порядка $\Delta(x)$ по сравнению со значением в объёме Δ_0 . При $E = \Delta_0$ имеется асимметричная вертикальная особенность

Работа Я.В. Фоминова поддержана Программой фундаментальных исследований НИУ ВШЭ.

- Fominov Ya.V., Mazanik A.A., Razumovskiy M.V. Surface density of states in superconductors with inhomogeneous pairing constant: Analytical results, Phys. Rev. B 100, 224513 (2019).
- Levchenko A. Crossover in the local density of states of mesoscopic superconductor/normalmetal/superconductor junctions, Phys. Rev. B 77, 180503(R) (2008).

Изготовление сверхпроводниковых туннельных структур с использованием электронно-лучевой литографии.

М.Ю. Фоминский*, Л.В. Филиппенко, А.М. Чекушкин, В.П. Кошелец

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

*nanolith@yandex.ru

Разработана и оптимизирована технология изготовления субмикронных переходов Nb-AIN-NbN с использованием электроннолучевой литографии. Были проведены исследования по подбору дозы экспонирования, времени проявления и параметров плазмохимического травления для получения максимально значения параметра качества туннельных переходов Rj / Rn. Использование негативного резиста ma – N - 2400 с меньшей чувствительностью и лучшим контрастом в сравнении с UVN2300 -0.5 позволило улучшить воспроизводимость процесса изготовления структур. Это позволило изготовить туннельные переходы Nb – AIN - NbN с высокой плотностью тока и параметром качества Rj/Rn >15 субмикронных размеров (площадь от 2,0 до 0,2 мкм²). Экспериментально измерен разброс параметров туннельных структур субмикронных размеров по подложке, и воспроизводимость процесса изготовления с циклу.

Введение

Для реализации приемных элементов и генераторов терагерцового диапазона с предельными характеристиками требуются туннельные переходы субмикронных размеров с чрезвычайно высокой плотностью тока [1]. Поэтому одной из ключевых задач является создание воспроизводимой и надежной технологии изготовления туннельных структур высокого качества, обладающих хорошей воспроизводимостью, с малым разбросом параметров по подложке. Для этих целей была разработана и отлажена технология изготовления туннельных структур субмикронных размеров Nb – AlN – NbN с помощью методов прямой электронно-лучевой литографии (ЭЛЛ) и последующим плазмохимическим травлением.

Методика эксперимента

Для исследования технологии изготовления переходов субмикронных размеров были изготовлены тестовые образцы, на которых в различных режимах электронно-лучевого экспонирования, проявления и травления формировался массив из структур круглого сечения, разнесенных на расстояние более эффекта близости. СИС переход на подложке из кремния формировался путем травления трехслойной структуры Nb / AlN / NbN (Таблица 1) через маску резистивной пленки, сформированной при помощи электронной литографии. После формирования перехода при помощи плазмохимического травления проводилось анодирование, далее наносился слой изоляции SiO₂. Заключающими этапами являются формирование верхнего электрода из NbN и контактных площадок Au.

Таблица 1. Формирование трехслойной структуры в еди-

	уумпом циното	_	_
Мате-	Назначение	Толщина,	Параметры
риал		нм	напыления
Nb	Нижний	200	DC, 600 Вт, Ar, 4 мТорр,
	электрод		1.8 нм / с
Al	Туннельный	6	DC, 100 Вт, Ar, 3 мТорр,
	барьер		0.13 нм / с
AIN	Туннельный		RF, 70 Bt, N ₂ ,
	барьер		0.03 мТорр
NbN	Верхний	80	DC, 600 BT, Ar + N ₂ ,
	электрод		4 мТорр, 1.4 нм / с

Для формирования геометрии переходов использовались различные типы негативных резистов. Негативный электронный резист UVN2300 - 0.5 характеризуется высокой чувствительностью и используется как для фотолитографии (ГУФ, 248нм), так и для электронной литографии. Экспонирование проводилось на установке электронной литографии Raith e_LiNE электронным пучком с энергией электронов 30 кэВ, доза варьировалась в зависимости от размера перехода в диапазоне от 8 до 20 мкКл/см².

Негативный резист ma – N - 2400 используется как для фотолитографии (ГУФ, 248нм), так и для электронной литографии, но чувствительность этого резиста на порядок ниже чем у UVN2300 - 0.5, поэтому для областей с малыми размерами разрешающая способность ma – N - 2400 будет выше. Доза для ЭЛЛ варьировалась в диапазоне от 110 до



Рис. 1. Тестовый переход на основе резиста ma – N - 2400 диаметра 0,4 мкм, экспонированный с дозой 220 мкКл/см²: после проявления (а), после плазмохимического травления по маске резиста в атмосфере CF4 (б), после травления в атмосфере CF4+O2 (в)

275 мкКл / см². Неэкспонированные участки резиста удалялись в растворе тетраметиламмоний гидроксида пентагидрата 2.4% (ТМАН). Для повышения стойкости резистивной маски к травлению после проявления образцы нагревались до 100°C в течение 10 минут. Для доз экспонирования 220 мкКл/см² и 275 мкКл/см² для резиста ma – N -2400 уходы размеров постоянны (в отличие от резиста UVN2300 - 0.5) и практически отсутствуют во всем диапазоне измерений от 1.0 мкм до 0.1 мкм. Использование негативного резиста ma-N-2400 с меньшей чувствительностью и лучшим контрастом в сравнении с UVN2300 - 0.5 позволило улучшить воспроизводимость процесса изготовления структур. На рисунке 1 приведены фотографии с электронного микроскопа для структуры диаметром 0.4 мкм на основе резиста ma - N - 2400.

Каждый этап формирования туннельных переходов контролировался при помощи электронной микроскопии. В результате проведенного исследования была создана методика изготовления субмикронных туннельных переходов с помощью ЭЛЛ и плазмохимического травления.

Результаты измерений

Изготовлено несколько серий переходов Nb / AlN / NbN с плотностью тока от 20 до 50 кA/см2 субмикронных размеров. Измерения проводились при помощи низкотемпературной автоматизированной системы измерения вольтамперных характеристик и электрофизических параметров СИС переходов IRTECON. Для вольтамперных характеристик переходов Nb / AlN / NbN одинакового размера, расположенных на разных частях подложки, были продемонстрированы сходные параметры. Измерения проводились на переходах площадью до 0.2 мкм², качество переходов при уменьшении размеров не изменялось.



Рис. 2. ВАХ перехода Nb – AIN - NbN площадью 0.15 мкм² с плотностью тока 47 кА/см², изготовленного с помощью ЭЛЛ и плазмохимического травления

Исследование выполнено при поддержке гранта РНФ № 19-19-00618, туннельные структуры изготовлены в ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН в рамках государственного задания с использованием УНУ 352529.

Литература

 Рудаков К.И., Дмитриев П.Н., Барышев А.М., Худченко А.В., Кошелец В.П. // Известия вузов. Радиофизика, Том LIX, № 08–09, стр. 793– 797, 2016.

Определение свойств тонких сверхпроводящих пленок с помощью резонаторов

Ф.В. Хан^{1, 2, *}, А.В. Худченко¹, А.М. Чекушкин¹, В.П. Кошелец¹

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН ул. Моховая 11, корп. 7, Москва, 125009

² Московский физико-технический институт Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701

*khanfv@hitech.cplire.ru

В работе исследуются свойства Nb и NbTiN в сверхпроводящем состоянии при различных температурах в диапазоне частот до 20 ГГц. Резонатор, зеркала которого изготовлены из исследуемого сверхпроводника, разделенные тонкой прослойкой диэлектрика, помещается в медную или позолоченную полость, которая находится в парах гелия. По добротности резонатора определяется поверхностное сопротивление на квадрат поверхности, выражение для которого может быть получено из теории Маттиса-Бардина.

Введение

В настоящее время в исследованиях в области фундаментальной физики и радиоастрономии важную роль играют сверхпроводниковые устройства терагерцового и субтерагерцового диапазона. Однако интегральные структуры на основе ниобия не работают на частотах около 1 ТГц ввиду возникновения дополнительных потерь из-за диссипативного тока квазичастиц на частотах выше двойной ширины щели (~700 ГГц для Nb). В связи с этим возникает задача разработки устройств на соединениях ниобия с большей щелью (например, NbN и NbTiN), а также определения поверхностных потерь в этих пленках.

Описание эксперимента

Для определения поверхностных потерь в сверхпроводящих пленках используется резонатор, составленный из двух пленок Nb, NbN или NbTiN, разделенных тонкой диэлектрической прослойкой из тефлона, помещенный в медную или позолоченную полость. Более подробно эксперимент описан в [1]. 3D модель полости резонатора представлена на рисунке 1.

Резонатор помещается в центре полости. Возбуждение резонатора и измерение поля внутри резонатора производится через прикрепленные к коаксиальным кабелям отрезки микрополосковой линии с волновым сопротивлением около 50 Ом. Расстояние от края резонатора до концов микрополосковой линии выбирается таким образом, чтобы обеспечить максимальный уровень возбуждения резонатора.



Рис. 1. 3D модель полости резонатора: а) устройство внутри полости; б) вид полости снаружи

Так как толщина диэлектрической прослойки много меньше длины волны излучения, соответствующего частоте 15 ГГц, то возможны только моды, распространяющиеся в плоскости резонатора. При этом говорят о граничных условиях с открытыми концами. Высокий коэффициент отражения от открытых границ обеспечивается тем, что резонатор находится внутри полости, и импедансы резонатора и полости сильно отличаются.

Резонансные частоты любого резонатора даются выражением:

$$f^{2} = \frac{c^{2}}{\epsilon} \left(\left(\frac{n}{2L} \right)^{2} + \left(\frac{m}{2W} \right)^{2} + \left(\frac{p}{2s} \right)^{2} \right) \qquad (\phi 1)$$

(m, n, p – целые числа, одновременно не равные нулю; L, W – длина и ширина резонатора; s - толщина). Поскольку толщина диэлектрика s много меньше длины волны, на частотах до 20 ГГц, применяемых в работе, можно использовать формулу (ф1) без соответствующего слагаемого

$$f^{2} = \frac{c^{2}}{\epsilon} \left(\left(\frac{n}{2L} \right)^{2} + \left(\frac{m}{2W} \right)^{2} \right) \tag{(Φ2)}$$

Том 1

Добротность резонатора дается выражением

$$Q = \pi \mu_0 f s / R_s \tag{(43)}$$

где $R_{s}-$ поверхностное сопротивление пленки.

Измеряя коэффициент связи (S₁₂) между линией возбуждения и измерения, можно определить величину Q, а по формуле (ф3) вычислить R_s.

Кроме того, в конструкции предусмотрены нагреватель и термометр, благодаря которым измерения можно проводить в широком интервале температур.

Определение поверхностного сопротивления

Сопротивление на квадрат поверхности R_s рассчитывается из теории Маттиса-Бардина. Для сверхпроводников с сильной связью важным является электрон-фононное взаимодействие, из-за которого могут возникать т. н. внутрищелевые состояния для квазичастиц [2]. Это явление можно учесть, добавляя малую поправку в виде мнимой части к щели: $\Delta = \Delta_1(1+i\delta), \quad \Delta_1$ – величина сверхпроводниковой щели из теории БКШ.

Таким образом,

$$R_s = \sqrt{\frac{i\omega\mu_0}{\sigma}} \coth(\sqrt{i\omega\mu_0\sigma}d) \qquad (\Phi 4)$$

 σ - электропроводность сверхпроводящей пленки из модифицированной теории Маттиса-Бардина [2], d – её толщина, μ_0 - магнитная восприимчивость вакуума, ω - угловая частота.



Рис. 2. Зависимость добротности резонатора от температуры при разных значениях б

Подставляя (ф4) в (ф3), можно получить явную зависимость Q от частоты или температуры. График добротности приведен на рисунке 2. Видно, что при уменьшении температуры при наличии внутрищелевых состояний добротность резонатора выходит на насыщение, что наблюдалось и в эксперименте [2]. Также сама величина добротности заметно снижается по сравнению со значением, полученным из стандартной теории БКШ.

Моделирование

Для определения оптимальных параметров резонаторной полости, а также с целью дополнительного анализа экспериментальных результатов был произведен расчет структуры в Ansys HFSS.

Сверхпроводящие свойства зеркал резонатора были введены с помощью задания на поверхности границы с фиксированным импедансом [3]. Результат расчета S_{12} показан на рисунке 3. Отчетливо виден пик на частоте около 15 ГГц, соответствующий моде с n = 1, m = 1.



Рис. 3. Зависимость S₁₂ от частоты, полученная при моделировании структуры в Ansys HFSS

Выводы

В ходе работы были спроектированы и изготовлены резонатор и полость резонатора, получено выражение для сопротивления на квадрат поверхности в диапазоне температур до 14 К для NbTiN. Выполнен расчёт в программе MathCad и моделирование структуры в Ansys HFSS с учётом сверхпроводящих свойств зеркал резонатора.

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ № 19-52-80023.

- Taber R.C. // Rev. Sci. Instrum., vol. 61, pp. 2200-2206 (1990).
- Noguchi T., Naruse M., Sekimoto Y. // IEEE Trans. on applied superconductivity, V. 23, no. 3 (2013).
- 3. Cooper B. // University of Manchester (2020).

Оценка характеристик однофотонного детектора в зависимости от параметров сверхпроводящей плёнки W_xSi_(1-x)

С.Ю. Хыдырова^{1,*}, И.А. Степанов^{1, §}, Д.Д. Васильев¹, К.М. Моисеев¹

¹ МГТУ им. Н.Э. Баумана, ул. 2-я Бауманская, д.5, стр. 1, Москва, 105005.

*hydyrova.selbi@yandex.ru, §i.a.st@mail.ru

Проведен расчёт эффективности поглощения, пороговой длины волны и времени отклика сверхпроводникового однофотонного детектора в зависимости от поверхностного сопротивления и критической температуры плёнки W_xSi_{1-x}. Рассчитанные зависимости показывают, что плёнки с T_c > 3,5 K и 300 < R_s < 420 Oм/кв. обеспечат η_{abs} ≈ 15...20%, η_{IDE} = 100% при длине волны излучения 1550 нм и время отклика детектора т < 40 пс.

Введение

Сверхпроводниковые однофотонные детекторы востребованы в системах дальней космической связи, ЛИДАРах, квантовых вычислениях и оптической томографии [1]. Одним из наиболее перспективных материалов чувствительного элемента является W_xSi_{1-x}, эффективность детекторов на основе которого достигает 93% [2]. Параметры сверхпроводящей плёнки чувствительного элемента значительно влияют на выходные характеристики SNSPD. В лаборатории «Вакуумные технологии наноинженерии» ультратонкие плёнки W_xSi_{1-x} формируются магнетронным распылением из двух источников. Целью данной работы является выявление параметров плёнок W_xSi_{1-x}, которые обеспечат как высокую квантовую эффективность, так и малое время отклика SNSPD. Для этого проводится расчёт характеристик SNSPD на основании экспериментальных значений критической температуры T_c и поверхностного сопротивления R_s наших плёнок W_xSi_{1-x}.

Расчёт эффективности поглощения в зависимости от параметров плёнки

Для сплошной тонкой металлической плёнки с высокой проводимостью эффективность поглощения может быть определена как [3]:

$$\eta_{ABS} = \frac{4Z_0 R_s}{[Z_0 + (n_{sub} + 1)R_s]^2}$$

где $Z_0 = 377$ Ом – импеданс вакуума, R_s – поверхностное сопротивление плёнки, n_{sub} – коэффициент

преломления подложки. Отметим, что наличие промежутков между полосками меандра снижает эффективность поглощения пропорционально коэффициенту заполнения меандра f [4].

Для расчёта эффективности поглощения чувствительного элемента на основе пленок $W_x Si_{1-x}$ коэффициент заполнения примем равным f = 0,6; коэффициенты преломления подложек при длине волны 1550 нм $n_{Si} = 3,475$; $n_{Sapphire} = 1,745$; $n_{SiO2} = 1,444$. Результаты расчета приведены на рис. 1.



Рис. 1. Зависимость эффективности поглощения плёнки W_xSi_{1-x} на различных подложках от ее сопротивления

Наибольшая эффективность поглощения наблюдается для пленок на подложках из SiO₂ и достигает 20% при поверхностном сопротивлении плёнки 393 Ом/кв.

Расчёт пороговой длины волны в зависимости от параметров плёнки

Внутренняя эффективность детектора η_{IDE} определяется длиной волны излучения и параметрами
плёнки. Для полного подавления сверхпроводимости в горячем пятне необходимо, чтобы энергия поглощенного фотона превышала требуемую минимальную энергию *E_{min}* [5]:

$$E_{min} = d\pi L_{th}^2 \left(\frac{N_F(0)\Delta^2}{2} + \frac{\pi^2 N_F(0)(k_b T_c)^2}{\frac{3}{2} \left(1 + \frac{C_{ph}(T_c)}{C_e(T_c)} \right)} \right)$$

где d – толщина плёнки $W_x Si_{1-x}$; $L_{th} = \sqrt{D \cdot \tau_{th}}$ – длина термализации [4]; D – коэффициент диффузии электронов; $\tau_{th} = 14$ пс – время термализации для $W_x Si_{1-x}$ [6]; $N_F(0) = 1/(R_s \cdot D \cdot d \cdot q^2)$ – плотность электронных состояний на уровне Ферми при 0 K [4]; $\Delta = 1,764 k_B T_c/(1 - (T/T_c)^4)$ – энергетическая щель [7]; T_c – критическая температура; рабочую температуру примем T = 2 мK; $C_{ph}/C_e = 0,18$ – отношение фононной и электронной теплоемкостей плёнки $W_x Si_{1-x}$ при T_c [6]. Из приведенных выражений получим зависимость $R_s(T_c)$ плёнок $W_x Si_{1-x}$, при которых полностью подавляется параметр порядка в горячем пятне при $\lambda = 1550$ нм (рис. 2). Область выше кривой удовлетворяет требованию к $\eta_{IDE} = 100\%$.



Рис. 2. Зависимость R_s от T_c плёнок W_xSi_{1-x} , обеспечивающих IDE=100% при длине волны 1550 мкм

Расчёт времени отклика детектора в зависимости от параметров плёнки

Время отклика детектора τ складывается из времени нарастания $\tau_{\rm rise} = L_k/R_n$ И времени спада $\tau_{fall} = L_k/(R_n + R_L)$ импульса, которые ограничены величинами кинетической индуктивности чувствительного элемента L_k и его сопротивлением в нормальном состоянии R_n, R_L = 50 Ом – шунтирующее сопротивление [8]. Кинетическая индуктивность определяется как $L_k = \hbar R_n / (\pi \Delta)$, где сопротивление в нормальном состоянии $R_n = R_s l/w$, 1 и w – длина и ширина нанопроволоки соответственно [8]. Исходя из приведенных выше зависимостей, определим время отклика детектора:

$$\tau = \frac{\hbar l}{w\pi k_B} \left(\frac{1}{50} + \frac{1}{50 + R_s l/w}\right) \frac{R_s}{1,764T_c(1 - (T/T_c)^4)}$$

Для расчёта времени отклика детекторов с чувствительным элементом на основе пленок $W_x Si_{1-x}$ длина и ширина нанопроволоки приняты равными l = 1000 мкм и w = 100 нм, результаты расчета приведены на рис. 3.



Рис. 3. Зависимость времени отклика детектора от критической температуры пленок W_xSi_{1-x}

Заключение

Рассчитанные зависимости характеристик детектора для плёнок $W_x Si_{1-x}$ показывают, что плёнки с $T_c > 3,5 \text{ K}$ и $300 < R_s < 420$ Ом/кв. обеспечат $\eta_{abs} \approx 15...20\%$, $\eta_{IDE} = 100\%$ при длине волны излучения 1550 нм и время отклика детектора $\tau < 40$ пс при длине нанопроволоки l = 1000 мкм, ширине w = 100 нм и рабочей температуре T = 2 мК.

- Минаева О. и др. Быстродействующий однофотонный детектор на основе тонкой сверхпроводниковой плёнки NbN // Монография М.: Прометей, 340 с. (2013).
- Marsili F. *et al.* // Nature Photonics, 7(3), 210-214 (2013).
- Semenov A. *et al.* // Physical Review B, V. 80(5), 054510 (2009).
- Корнеев А.А.: дис. на соиск. уч. ст. д. физ.-мат. наук: 01.04.05/М. 2015. 219с.
- Wördenweber R. Superconductors at the Nanoscale: From Basic Research to Applications // de Gruyter, 508 p. (2017).
- Vodolazov D.Y. Physical Review Applied. V.7(3), 034014 (2017).
- Тинкхам М. Введение в сверхпроводимость // Рипол Классик (1980).
- Holzman I., & Ivry Y. // Advanced Quantum Technologies, V. 2(3-4), 1800058 (2019).

Движение решетки вихрей в двумерном электронном сверхпроводнике

Т.Б. Чарикова^{1*}, Н.Г. Шелушинина¹, О.Е. Петухова¹, М.Р. Попов¹, А.С. Клепикова¹, А.А. Иванов²

¹ Институт физики металлов УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620041.

² Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Каширское ш., 31, Москва, 115409.

*charikova@imp.uran.ru

Проведено исследование движения носителей заряда и решетки вихрей между проводящими плоскостями в скрещенных электрическом и магнитном полях на эпитаксиальных пленках Nd_{2-x}Ce_xCuO₄/SrTiO₃ с ориентацией оси *с* кристаллической решетки соединения Nd_{2-x}Ce_xCuO₄ в плоскости подложки: (1ī0). В режиме потока в магнитном поле *В* подробно изучена и проанализирована динамика джозефсоновских (*B* || *ab*-плоскости) вихрей.

В смешанном состоянии сверхпроводников второго рода внешнее магнитное поле проникает в глубину сверхпроводника второго рода в виде квантованных вихрей. Эти вихри в сверхпроводящем слое распределяются в правильную треугольную решетку [1]. Однако в слоистых материалах, таких как Nd_{2-x}Ce_xCuO₄, длина когерентности вдоль оси *с* становится короче, чем расстояние между сверхпроводящими плоскостями CuO₂, и коры (cores) вихрей будут ограничиваться плоскостями проводимости, образуя, так называемые, вихревые «блины» («pancakes»). Связь между вихревыми «блинами» в разных слоях происходит посредством джозефсоновского взаимодействия [2]. Если связь слабая, сверхпроводящую систему можно рассматривать как набор разделенных двумерных (2D) слоев, в противном случае - как анизотропную трехмерную (3D) систему. Однако даже в случае анизотропного трехмерного сверхпроводника в наклонном магнитном поле джозефсоновские вихри и вихревые «блины» сосуществуют, образуя решетку пересекающихся взаимодействующих между собой двух типов вихрей [3]. Взаимодействие пересекающихся решеток вихрей Абрикосова и Джозефсона на сегодняшний день изучено недостаточно.

В работе проанализирован перенос носителей заряда и движение вихревой системы в электронно-легированном высокотемпературном сверхпроводнике $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ при x = 0135, 0.145, 0.15, в области эволюции от антиферромагнитного к сверхпроводящему порядку. Был проведен анализ движения носителей заряда и решетки вихрей между проводящими плоскостями в скрещенных электрическом и магнитном полях на эпитаксиальных пленках $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4/SrTiO_3$ с ориентацией оси *с* кристаллической решетки соединения $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$ в плоскости подложки: (1ī0). Образцы были подвергнуты отжигу для получения оптимального содержания кислорода ($\delta \rightarrow 0$). Измерения были выполнены на установках Quantum Design PPMS 9 и соленоиде "Oxford Instruments" (Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов ИФМ УрО РАН).

В условиях j||ab, B||ab и $j\perp B$ поле Холла $E_{\rm H}\perp(j,B)$ приводит к движению носителей между плоскостями CuO₂, вдоль оси *c*. В смешанном состоянии это соответствует потоку джозефсоновских вихрей с собственным пиннингом. Для x = 0.135 и x = 0.15 в слабых магнитных полях отсутствует область с нулевым холловским сопротивлением. При этом в смешанном состоянии наблюдается максимум на $|\rho_{xy}^{c}(B)|$, причем знак эффекта Холла положительный для x = 0.135 и отрицательный для x = 0.15. Для $x = 0.145 \rho_{xy}^{c} = 0$ до $B \approx 3$ T, а в больших полях наблюдаются некоторые особенности типа максимум-минимум с изменением знака $\rho_{xy}^{c}(B)$ (Рисунок 1а).

Теоретические представления о динамике джозефсоновских вихрей в слоистом сверхпроводнике развиты Кошелевым [4]. Разрушение магнитным полем «собственного пиннинга» вихрей, расположенных параллельно сверхпроводящим плоскостям, происходит постепенно с $\rho_{xx}^{c}(B) \sim B^2$ в резистивном состоянии. В целом, полевая зависимость удельного сопротивления в режиме потока вихрей (flux flow) для случая доминирующего канала диссипации в проводящих плоскостях имеет вид:

$$\rho_{FF} = \frac{B^2}{B^2 + B_{\sigma}^2} \rho_c, \ B_{\sigma} = \sqrt{\frac{\sigma_{ab}}{\sigma_c}} \frac{\Phi_0}{\sqrt{2\pi}\gamma^2 s^2}, \tag{1}$$

где σ_{ab} – проводимость квазичастиц в плоскости ab, σ_c – составляющая проводимости по оси c, ρ_c – удельное сопротивление вдоль оси c в нормальной фазе, γ – анизотропия лондонской глубины проникновения, s – расстояние между слоями, Φ_0 – квант магнитного потока.

Поведение $\rho_{xx}^{c}(B)$ в смешанном состоянии для исследованных пленок с x = 0.145 находится в соответствии с формулой (1) (Рисунок 1а).



Рис. 1. Зависимости удельного сопротивления и сопротивления Холла от магнитного поля между плоскостями CuO₂ для пленок Nd_{2-x}Ce_x. CuO₄₊₅/SrTiO₃ c *x* = 0.145 при T = 1.8 K (а) и с *x* = 0.135 при разных температурах (b)

Особенности поведения $\rho_{xy}^{c}(B)$, наблюдаемые для пленок Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+δ}/SrTiO₃ с *x*=0.135 и *x*=0.145 в режиме течения потока, представлены на Рисунке 1: зависимость $\rho_{xv}^{c}(B)$ имеет положительный максимум для *x* = 0.135, а для *x* = 0.145 $\rho_{xv}^{c}(B)$ имеет двукратное изменение знака. Конкретный вид кривых $\rho_{xv}^{c}(B)$ может быть связан с «виртуальным» изменением плотности электронов, вызванным изменением электронного спектра после перехода в сверхпроводящее состояние δn в магнитном поле и при изменении температуры. Нормированная плотность заряда в центре вихря, $\delta n/n$, как функция магнитного поля при различных значениях T/T_c была рассчитана в [5]. Полевая зависимость плотности заряда в сердцевине вихря описывается зависимостью $B(B_{c2}-B)$ с максимумом при $B_{c2}/2$, возникающим из-за конкуренции между увеличением числа вихрей и уменьшением потенциала взаимодействия куперовских пар с ростом магнитного поля. При этом максимальное значение $\delta n/n$ существенно зависит от температуры.

Таким образом, исследовано поведение зависимостей холловского сопротивления и удельного сопротивления от магнитного поля для электронно-легированного сверхпроводника $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$ с легированием x = 0.135-0.15. Особенности поведения сопротивления Холла между плоскостями CuO₂ свидетельствуют о движении системы джозефсоновских вихрей, выстроенных в магнитном поле параллельно плоскостям CuO₂, в направлении, перпендикулярном этим плоскостям, при преодолении присущего им собственного (intrinsic) пиннинга [6].

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» № АААА-А18-118020190098-5 при финансовой поддержке РФФИ и Свердловской области в рамках научного проекта № 20-42-660004. Измерения магнитосопротивления на некоторых образцах были выполнены при поддержке Министерства науки и высшего образования, грант № 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024).

- Kopnin N.B., Theory of Nonequilibrium Superconductivity // International Series of Monographs on Physics, Oxford University Press, P. 344 (2009).
- Feigel'man M.V., Geishkenbein V.B. and Larkin A.I., Pinning and creep in layered superconductors // Physica C, V. 167, P. 177 (1990).
- Koshelev A.E., Crossing Lattices, Vortex Chains, and Angular Dependence of Melting Line in Layered Superconductors // Phys. Rev. Lett., V. 83, P. 187-190, (1999).
- Koshelev A., Role of In-Plane Dissipation in Dynamics of a Josephson Vortex Lattice in High-Temperature Superconductors, Phys. Rev. B, V. 62, P. R3616-3619 (2000).

- Kohno W., Ueki H., and Kita T., Hall Effect in the Abrikosov Lattice of Type-II Superconductors, Journal of the Physical Society of Japan 85, 083705 (2016).
- Petukhova O.E., Popov M.R., Klepikova A.S., Shelushinina N.G., A Ivanov.A., Charikova T.B. Lateral vortex motion in highly layered electrondoped superconductor Nd_{2-x}Ce_xCuO₄ // Physica C. V. 578. P. 1353738 (2020).

Оптимизация режимов изготовления пленок Nb, NbN, NbTiNu высококачественных туннельных переходов на их основе для приемных структур ТГц диапазона

А.М. Чекушкин^{*1}, Л.В. Филиппенко¹, В.П. Кошелец¹

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11с7, Москва, 125009. *chekushkin@hitech.cplire.ru

В данной работе описана оптимизация существующей технологии изготовления сверхпроводящих пленок и высококачественных туннельных переходов на установке магнетронного распыления. Для расширения частотного диапазона до 1.1 ТГц и получения предельных параметров сверхпроводниковых элементов были оптимизированы режимы изготовления пленок Nb, NbN, NbTiN, Al. На основе этих пленок изготавливаются туннельные СИС-переходы Nb/Al-AlN/NbN. Пленки Al и NbTiN необходимы для создания приемных элементов на частоты выше 700 ГГц (предельной частоты для ниобия); такие структуры разрабатываются для радиоастрономического матричного приемника CHAMP+ на телескопе APEX (AtacamaPathfinderExperiment).

Введение

Ранее пленки на основе ниобия изготавливались при высоких мощностях; 1000-1500 Вт для DCмагнетрона диаметром 75 мм. Это позволяло достичь высокой скорости напыления (до 2 нм/с) даже при значительном расстоянии образца от мишени (120 мм). При таком подходе получались пленки высокого качества (NbN: $\rho = 140-230 \ \mu\Omega \times cm$, RRR = 0.8-0.9, Ткна кремниевой подложке 14-15 К). Отметим, что пленки NbN и NbTiN изготавливались без дополнительного нагрева подложек; нагрев до 400-500 °Спозволяет добиться более высокой Тк, порядка 16-16.5 К. Однако для изготовления интегральных структур на основе СИСпереходов методом взрывной литографии такой подход невозможен из-за наличия резистивной маски, которая задубливается при таких температурах. Кроме того, возникал ряд технических проблем, связанных с высокими плотностями мощности на магнетроне (34 Вт/см²): перегрев мишени, сильное запыление ограничительных экранов и возникновение дуговых разрядов. Была проведена оптимизация технологических процессов при значительном уменьшении мощности.

Изготовление пленок

Были оптимизированы условия изготовления пленок Nb: сделаны вариации мощности, давления, расстояния между образцом и мишенью. Лучшее отношение сопротивлений R300/R20 составило 3.7 для P = 500 Вт (расстояние между мишенью и образцом 50 мм), Тк = 9,23 К. На основе измененного рецепта изготовления пленок Nb были реализованы СИС-переходы Nb-AlOx-Nb. Измерены их ВАХ и получены следующие характеристики: Vg = 2.78-2.8 мB, отношение подщелевого сопротивления к нормальному Rj/Rn до 30 для RnS порядка 100 Ом*см², площадь переходов 15 мкм². На рис.1представлена ВАХ одного из СИС-переходов.



Рис. 1. ВАХ СИС перехода Nb-AlOx-Nb, изготовленного при пониженной мощности напыления Nb

Для расширения частотного диапазона в область высоких частот (полосы пропускания атмосферы 790–950 ГГц и 950–1150 ГГц) будут использоваться СИС-смесители на основе Nb/AlN/NbN перехода с высокой плотностью критического тока (30 кA/см²) [1], включенные в микрополосковую линию, состоящую из 300 нмNbTiN в качестве нижнего электрода, толстого слоя Al (500 нм) в качестве верхнего проводника, разделенных 250 нм SiO₂.Для реализации приемных систем ТГц диапазона требуется минимизировать потери в этой линии; для этого требуются следующие параметры пленок NbTiN: удельное сопротивление 90-110 мкОм*см, критическая температура 14,5 -15,2 К. В докладе представлены полученныерезультаы при подборе таких параметров как давление, пропорции газов, расстояние между мишенью и образцом. На рисунке 2 представлены зависимости удельного сопротивления и критической температуры от пропорции газов Ar/N2 при постоянной мощности магнетрона 500 Вт, расстоянии между образом и мишенью 60 мми при постоянном потоке Ar 40 sccm.



Рис. 2.Зависимость удельного сопротивления и критической температуры NbTiN от концентрации азота в смеси газов

Также была изучена зависимость удельного сопротивления и критической температуры NbTiN в зависимости от давления, при постоянной пропорции газов Ar/N₂ = 6,67, см. рисунок 3.



Рис. 3. Зависимость удельного сопротивления и критической температуры NbTiNoт давления смеси Ar/N₂

У пленок NbTiN, изготовленных при повышенной мощности магнетрона (1500 Вт), наблюдалась полупроводниковая зависимость удельного сопротивления от температуры, в то время как у образцов, изготовленных при пониженной мощности магнетрона (500 Вт), проявляется металлический характер, с выходом на плато примерно на 60 К (рис. 4).



Рис. 4. Зависимость удельного сопротивления от температуры для пленок NbTiN изготовленных при разной мощности магнетрона

Выводы

Проведена оптимизация параметров изготовления пленок Nb, NbN и NbTiN, измерены их характеристики. Изготовлены тестовые СИС-структуры Nb/AlOx/Nb по модифицированной технологии с уменьшением мощности при напылении ниобия. Полученные характеристики туннельных структур (V_g = 2.78...2.81 мB, R_j/R_n до 30) свидетельствуют о высоком качестве пленок ниобия.

Проведено изучение характеристик пленок NbTiN при понижении мощности магнетрона до 500 Вт: при различных давлениях, расстояниях между образцом и мишенью, при различных пропорциях газов азота и аргона. Продемонстрировано, что возможно получить пленки NbTiNc характерными параметрами удельного сопротивления 90 – 110 мкОм*см и T_к 14,5 – 15,2 К, что позволяет использовать их при изготовлении приемных элементов терагерцового диапазона.

Работа поддержана проектом РНФ № 19-19-00618.

Литература

 Khudchenko A., Baryshev A.M., Rudakov K., *et al.* // IEEE Trans. on THz Science and Technology, V. 6, No 1, pp127-132, (2016).

Морфология поверхности монокристаллов BiSrCaCuO выращенных методом Бриджмена

С.А. Чурин^{1,*}, А.Б. Логинов², Б.А. Логинов³

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

² МГУ имени М.В.Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, д.1.

³ НИУ МИЭТ, 124498, Москва, Зеленоград, пл.Шокина, д.1.

* churin@ipmras.ru

Методом Бриджмена выращены монокристаллы BiSrCaCuO с латеральными размерами около 1 см. Приводится фотография выращенного кристалла, результаты изучения структурного совершенства кристаллов и морфологии их поверхности. Показано, что микрошероховатость поверхности не превышает 2 Ангстрема, что связывается с механизмом роста кристаллов.

Введение

Кристаллы Bi2Sr2CaCu2O8+8 представляют интерес как объекты для изучения явления высокотемпературной сверхпроводимости. С другой стороны они являются источниками терагерцового излучения [1].Поэтому разработка и совершенствование методов выращивания кристаллов Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+δ}, изучение свойств выращенных кристаллов и их поверхности являются актуальными задачами. Интерес представляет также выявление механизма роста кристаллов Bi2Sr2CaCu2O8+6. Одним из методов, который позволяет вырастить кристаллы Ві₂Sr₂CaCu₂O_{8+δ} с латеральными размерами более 1см является метод Бриджмена [2]. Кристаллы $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ хорошо раскалываются по плоскостям, что позволяет их использовать в качестве подложек или объектов для изготовления элементов сверхпроводящей микроэлектроники. Олнако механическое воздействие на кристаллы может быть причиной образования дефектов - сколов и т. д. или выявит ростовые ступени, что является нежелательным для формирования элементов сверхпроводящей микроэлектроники. Поэтому желательно привлечение методов контроля качества поверхности кристаллов Bi2Sr2CaCu2O8+6.

Методика эксперимента и результаты

В настоящей работе для выращивания кристаллов $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ использовался метод Бриджмена и исходный порошок состава $Bi_{2.2}Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$. В качестве исходных компонентов для синтеза по-

рошков $Bi_{2.2}Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ использовались Bi_2O_3 , SrCO₃, CaCO₃, CuO «хч» качества.

Процедура синтеза $Bi_{2.2}Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ заключалась в чередовании тщательного перемешивания исходных порошков, их отжига, перетирании и спека. Многократное (до 10 раз) повторение данной процедуры со ступенчатым увеличение температуры отжига от 640°C до 840°C позволило выжечь соединения с углеродом и довести концентрацию требуемой фазы до 70%. Для расплава и кристаллизации $Bi_{2.2}Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ использовались тигли Бриджмена из Al_2O_3 . Максимальное значение температуры в области плавления и кристаллизации $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ не превышало 1000 градусов Цельсия.



Рис. 1. Скол кристалла выращенного из исходного состава $Bi_{2,2}Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ Сверху шкала с ценой деления 1мм

Отклонение температуры в печи от заданного значения не превышало 0.5°С. Градиент температуры на всём протяжении загрузки был одного знака и менялся от 1 до 20°Ссм⁻¹. Скорость опускания тигля была 0.375 мм/час. Тигель из горячей зоны выводился в течение 150 часов, после чего источник питания печи отключался. После остывания печи до комнатной температуры тигель доставался из печи и разбивался молотком. Содержимое тигля практически не взаимодействовало со стенками тигля и отделялось от него. Степень структурного совершенства кристаллов определялась на рентгеновском дифрактометре Bruker D8 Discover. Полученные кривые качания для отражения 0012 грани 001 сколов выращенных кристаллов показывают, что они являются двойниками и что ширина отдельных пиков сравнима с 0.1 градуса.

Поверхность кристаллов исследовалась на сканирующем зондовом микроскопе СММ-2000 [3] (Завод Протон, Россия, www.microscopy.su) с применением зондов-кантилеверов фирмы Brucker (США) марки «MSCT» с радиусом закругления острия 2 нм. Чёрные линии на кадре сверху направо вниз связаны не с образцом, а с сеткой сканирования микроскопа Средняя шероховатость R_a рассчитана программой микроскопа в соответствии с международным стандартом ISO 4287. Средний размер зерна (Feret-diameter) вычислен программой морфологического анализа микроскопа СММ-2000.



Рис. 2. Двухмерный вид поверхности кристалла (рис.1) с графиком профиля поверхности по сечению вдоль белого отрезка на двухмерном виде. Размер кадров 0,4 мкм×0,4 мкм, полный размах высот 1,7 нм, средняя шероховатость R_a = 0,12 нм, средний размер зерна 36 нм

Заключение

Результаты настоящей работы показывают, что механическое разрушение кристаллов $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$, выращенных методом Бриджмена, не приводит к развитию шероховатости на исследуемой площади. На указанном размере ростовых ступеней не выявлено. Можно предположить, что рост кристаллов идёт через раствор в расплаве. Наличие жидкой фазы обеспечивает значительные силы поверхностного натяжения, которые на границе растущего кристалла делают шероховатость минимально возможной.

Использование метода Бриджмена позволило избежать образования дефектов в виде пор. Можно предположить, что рост кристалла начинается от многочисленных зародышей с последующим формированием нескольких лидирующих монокристаллов с увеличением их размеров за счёт растворения более мелких кристалликов, находящихся в неблагоприятных ростовых условиях.

В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро и наноструктур».

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант 16-19-10478).

- Ozyuzer L., Koshelev A.E., Kurter C. *et al.* //Science, 23. V. 318. no. 5854, pp. 1291-1293, 23 November 2007.
- Shishido T., Shindo D., K.Ueki *et al.*//Jpn. J. Appl. Phys. V. 28, pp. L791-L793, May 1989.
- Логинов Б.А., Логинов А.Б., Зондовая микроскопия: применения и рекомендации по разработке. Наноиндустрия, v.12, № 6 (92), 2019, c. 352-36.

Стабильная в магнитном поле нулевая аномалия для Андреевского контакта к магнитному вейлевскому полуметаллу Co₃Sn₂S₂

О.О. Швецов¹, Ю.С. Бараш¹, С.В. Егоров¹, А.В. Тимонина¹, Н.Н. Колесников¹, Э.В. Девятов^{1§}

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

§dev@issp.ac.ru

В силу большого интереса к взаимному влиянию топологии, сверхпроводимости и магнетизма, мы экспериментально исследовали транспорт заряда через интерфейс между сверхпроводником (ниобий) и вейлевским полуметаллом (weyl semimetal) с нарушением симметрии по обращению времени Co₃Sn₂S₂, который является в том числе и half-metal с точки зрения объёмных свойств.. Наряду с наведённой сверхпроводящей щелью, мы наблюдаем значительную нулевую аномалию на вольтамперных характеристиках интерфейса. Обнаруженная нулевая аномалия демонстрирует необычную устойчивость ко внешнему магнитному полю: ширина аномалии является неизменной в магнитном поле вплоть до критического поля в ниобии, при этом глубина аномалии демонстрирует слабое немонотонное изменение в магнитном поле. Как возможное объяснение появления стабильной по полю нулевой аномалии в транспортных характеристиках, мы рассматриваем появление (в силу эффекта близости) андреевских состояний при нулевой энергии на интерфейсе с полуметаллическим Co₃Sn₂S₂ под воздействием сильного спин-орбитального взаимодействия и значительного зеемановского расщепления в half-metallic Co₃Sn₂S₂.

Введение

Магнитный вейлевский полуметалл с нарушением симметрии по обращению времени может быть представлен как трёхмерная гетероструктура, состоящая из двумерных черновских изоляторов, так что одномерные краевые состояния каждого слоя образуют вместе двумерное киральное поверхностное состояние [1]. Такие состояния приводят к появлению аномального эффекта Холла в нулевом магнитном поле, что является отличительной особенностью магнитного вейлевского полуметалла.

Физика становится более сложной в условиях эффекта близости магнитного вейлевского полуметалла и спин-синглетного сверхпроводника. Индуцированная эффектом близости сверхпроводимость в поверхностных состояниях предсказывается даже в режиме подавленной сверхпроводимости в объёме вейлевского полуметалла [2].

Последняя, в свою очередь, может проявиться как чисто триплетная для магнитного вейлевского полуметалла, либо как смесь триплетного и синглетного спаривания. Для случая триплетного спаривания было предсказано появление киральной майорановской моды при нулевой энергии [3].

Полученные результаты

В данной работе мы экспериментально исследовали транспорт заряда через интерфейс между сверхпроводником (ниобий) и вейлевским полуметаллом (weyl semimetal) с нарушением симметрии по обращению времени Co3Sn2S2, который является в том числе и half-metal с точки зрения объёмных свойств.. Наряду с наведённой сверхпроводящей щелью, мы наблюдаем значительную нулевую аномалию на вольт-амперных характеристиках интерфейса. Обнаруженная нулевая аномалия демонстрирует необычную устойчивость ко внешнему магнитному полю: ширина аномалии является неизменной в магнитном поле вплоть до критического поля в ниобии, при этом глубина аномалии демонстрирует слабое немонотонное изменение в магнитном поле.

Возможное объяснение полученных результатов в чём-то аналогично слиянию Андреевских уровней в одномерных нанопроводах в магнитном поле [4]. Обычно, Андреевские уровни проявляются как симметричные подщелевые пики. В условях сильного спин-орбитального расщепления, пики сливаются при увеличении внешнего магнитного поля и образуют состояние при нулевой энергии, с возможным переходом в топологический (майорановский) режим. В наших образцах поверхностное состояние двумерно, но имеются теоретические предсказания, распространяющие данную картину на двумерный случай [5], чему способствует эффективная одномерность киральных вейлевских топологических состояний [1]. Таким образом, мы интерпретируем полученный результат как слияние возникших в силу эффекта близости андреевских состояний при нулевой энергии на интерфейсе с полуметаллическим Co3Sn2S2 под воздействием сильного спин-орбитального взаимодействия и значительного зеемановского расщепления в halfmetallic Co3Sn2S2.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ 19-02-00203.

- См. Недавний обзор N. P. Armitage, E. J. Mele, and A. Vishwanath, Rev. Mod. Phys. 90, 15001 (2018).
- Bovenzi N., Breitkreiz M., Baireuther P., O"Brien T.E., Tworzydo J., Adagideli I. and Beenakker C.W.J., Phys. Rev. B, 96, 035437 (2017).
- Faraei Z. and Jafari S.A., Phys. Rev. B 100, 035447 (2019).
- Chun-Xiao Liu, Jay D. Sau, Tudor D. Stanescu, S. Das Sarma, Phys. Rev. B 96, 075161 (2017)
- Woods B.D., Chen J., Frolov S.M., and Stanescu T.D., Phys. Rev. B 100, 125407 (2019).

Джозефсоновские параметрические усилители на основе ниобиевой технологии

Р.А. Юсупов ^{1*}, Л.В. Филиппенко¹, Э. Голдобин², В.П. Кошелец¹

¹ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, ул. Моховая 11, корп.7. 125009

² Physics Institute – Experimental Physics II, University of Tübingen, Tübingen Germany, Geschwister-Scholl-Platz, 72074

*yusupovrenat@hitech.cplire.ru

Доклад посвящён вопросам проектирования и изготовления параметрических усилителей на базе хорошо отработанной технологии сверхпроводниковых микросхем терагерцового диапазона с заданными и контролируемыми параметрами на основе высококачественных туннельных переходов Nb-AlOx-Nb. С использованием этой технологии будут проведены разработка и экспериментальное исследование нелинейного метаматериала, который работает как джозефсоновский параметрический усилитель бегущей волны (ДПУБВ).

Введение

В настоящее время активно ведутся работы по созданию квантовых устройств (кубитов, детекторов с квантовым уровнем шумов, и т.д.), которые в силу своей природы работают при низких и сверхнизких температурах, на частотах до нескольких десятков ГГц. Поэтому весьма актуальным является создание усилителей, работающих в этом же диапазоне частот и температур, которые позволяют считывать с них информацию и усиливать слабые квантовые сигналы до необходимого уровня.

Практические параметры линейных полупроводниковых СВЧ усилителей достигли предельных значений и не позволяют получить полосу, усиление и шумы, требуемые для создания системы считывания кубитов в квантовом компьютере, детекторов аксионов, усилителей промежуточной частоты радиоастрономических гетеродинных приемников и системы считывания матриц криогенных болометров с частотным разделением каналов.

Применение джозефсоновских туннельных переходов позволяет реализовать нелинейную индуктивность без потерь и обеспечивает получение характеристик, недостижимых для диссипативных нелинейных элементов.

Разработка принципиально нового типа широкополосного микроволнового усилителя бегущей волны позволит обойти ограничения по полосе и динамическому диапазону, существующие для традиционного параметрического усилителя на сосредоточенных элементах, и даст возможность снизить шумы ниже квантового предела [1].

Дизайн и проектирование ДПУБВ

Целью работы является разработка широкополосного (до октавы) усилителя с шумовыми параметрами на порядок лучше, чем у полупроводниковых усилителей с высокой подвижностью электронов (HEMT) и сверхнизким уровнем рассеиваемой мощности (нановатты).

Простейший вариант такого устройства представляет собой последовательную цепочку из высокочастотных сверхпроводниковых квантовых интерферометров (ВЧ сквидов), которые интегрированы в копланарную линию передачи. Реальное же проектирование схемы такого усилителя оказывается достаточно сложной задачей. Основные вопросы, которые необходимо решить при проектировании такого усилителя: RF или DC SQUID, дополнительная кинетическая индуктивность или только геометрическая, необходимость смещения по постоянному току, трех или четырехчастотный режим работы, симметричность конструкции, отдельная линия для накачки, копланарный резонатор, экранировка. Должны также оптимизироваться параметры отдельных сквидов. Индуктивный параметр сквида $\beta_L \equiv 2\pi L_g I_c / \Phi_0$, где L_g – геометрическая индуктивность, должен быть меньше единицы для безгистерезисной формы вольт-потоковой характеристики. Оптимальные параметры рассматривались в ряде статей, например в [2]. Работающий прототип такого усилителя на основе ниобиевых СИС переходов совсем недавно реализован фирмой HYPRES.inc [3] по технологии с плотностью тока 100 А/см², в работе исследовались симметричные RF SQUIDы на основе джозефсоновских переходов с номинальным

критическим током от 4 до 12 мкА; была продемонстрирована возможность получения усиления 17 дБ в полосе 4 ГГц.

Технология

Мы планируем изготовление модернизированной версии такого усилителя на технологической базе ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, что потребует разработки нового дизайна и оптимизации параметров структур и технологического процесса. В ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН успешно функционирует технологический комплекс по изготовлению сверхпроводниковых структур на основе высококачественных туннельных переходов Nb-AlO_x-Nb (0.1 $A/cm^2 \div 4.5 \text{ кA/cm}^2$) (рис. 1) микронных и субмикронных размеров. Ключевой особенностью данной технолгии явлется создание сложных многослойных сверхпроводниковых структур с заданными параметрами, с высокой повоторямостью, с большим числом элементов (более 100) [4].



Рис. 1. Зависимость параметра качества Rj/Rn туннельных переходов от плотности тока для Nb-AlOx-Nb технологии ИРЭ



Рис. 2. Сечение интегральной схемы с двумя сверхпроводниковыми слоями

Далее приводится предолагаемая технологическая карта изготовления певых партий тестовых

образцов без дополнительных экранов (рис. 2); однако нами уже отработана технология с дополнительными экранами и шунтирующими емкостями и сопротивлениями. На первом этапе планируется изготовление основных элементов схемы и определение их параметров, необходимых для проектирования более сложных устройств.

Слой	Материал	Описание слоя	Толщина, нм
M1	Nb/AIO _x /Nb	Трехслойная структура:	200±10%
		базовый электрод Nb,	7±10%
		туннельный барьер AlO _x ,	80±10%
		верхний электрод Nb	
11	AlO _x /Nb	Формирование туннель-	80±10%
		ного контакта	
	Nb ₂ O ₅	Изоляция боковых сте-	20±10%
		нок туннельного пере-	
		хода	
	SiO ₂	SiO ₂ , изолятор Емкость:	250±10%
		0.17 фФ/мкм² ±25%	
ETCH		Травление для контакта	
		М1 и М2	
M2	Nb	Nb, второй слой сверх-	350±10%
		проводника	
CONT	Al/Au	Контактные площадки	200±10%

Таблица 1. Параметры нанесения пленок слоев

Работа выполнена в рамках проекта РНФ № 21-42-04421, туннельные структуры изготовлены в ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН в рамках государственного задания с использованием УНУ 352529.

- Drummond, P.D., & Ficek, Z. (Eds.). Quantum squeezing (Vol. 27). Springer Science & Business Media. (2013).
- Zorin A.B., Josephson Traveling-Wave Parametric Amplifier with Three-Wave Mixing, Phys. Rev. Appl., 6, 034006 (2016).
- Miano A., Mukhanov O., Symmetric travelling wave parametric amplifier, IEEE Trans. Appl. Supercond., vol. 29, No 5, 1501706 (2019).
- Butz, S., *et al.* Protecting SQUID metamaterials against stray magnetic fields Superconductor Science and Technology 26.9, 094003 (2013).

Фазовые состояния и критические свойства спин-псевдоспиновой модели разбавленного магнетика

Д.Н. Ясинская^{1,*}, В.А. Улитко¹, Ю.Д. Панов¹

1 Уральский Федеральный Университет, ул. Мира, 19, г. Екатеринбург, 620002

* daria.iasinskaia@urfu.ru

С помощью классического метода Монте-Карло исследуются фазовые состояния и критическое поведение спин-псевдоспиновой модели, описывающей двумерный магнетик с конкурирующими зарядовым и спиновым взаимодействиями, разбавленный немагнитными примесями. Обнаружены большое разнообразие фаз, необычные особенности фазовых состояний при фрустрации системы и увеличении концентрации зарядовых примесей, а также неуниверсальное критическое поведение системы.

Введение

Задача выяснения микроскопической природы необычных свойств систем с сильными межчастичными взаимодействиями становится более сложной при наличии конкуренции и/или сосуществования различных типов упорядочений. Эта проблема наиболее актуальна для высокотемпературных купратных сверхпроводников, где в нормальном состоянии сосуществуют статический магнитный порядок и волны зарядовой плотности [1]. Для описания систем с различными типами степеней свободы хорошо приспособлены псевдоспиновые модели, имеющие вид моделей анизотропных магнетиков.

Мы рассматриваем спин-псевдоспиновую модель, описывающую двумерный фрустрированный магнетик, разбавленный подвижными немагнитными примесями. Модель была введена нами ранее [2] для изучения конкуренции зарядового и спинового упорядочений в квазидвумерном недодопированном ВТСП купрате в нормальном состоянии. В данной работе исследуется критическое поведение и фазовые состояния спин-псевдоспиновой модели, и влияние на них фрустрации и немагнитных примесей.

Методы

Мы рассматриваем CuO₂ плоскости как сильнокоррелированную систему со смешанной валентностью – систему зарядовых триплетов $[CuO_4]^{7-,6-,5-}$. Состояния псевдоспина S = 1 связываются с состояниями зарядового триплета, и вводится гамильтониан обобщенной модели типа Блюма-Эмери-Гриффитса с конкурирующими зарядовым и спиновым взаимодействиями, включающий в себя одноионную псевдоспиновую анизотропию (Δ), псевдоспиновое изинговское обменное взаимодействие (V), а также обычное спиновое обменное взаимодействие для [CuO₄]^{6–} центров в форме Изинга (J):

$$H = \Delta \sum_{i} S_{iz}^{2} + V \sum_{\langle ij \rangle} S_{iz} S_{jz} + J \sum_{\langle ij \rangle} P_{i0} S_{iz} S_{jz} P_{j0},$$

где $P_{i0} = 1 - S_{iz}^2$ — проекционный оператор на [CuO4]⁶⁻-состояние, $\langle ij \rangle$ означает суммирование по ближайшим соседям. Плотность заряда подвижных немагнитных примесей $n = 1/N \sum_i S_{iz}$ считается заданной. Компьютерное моделирование системы было выполнено с помощью модифицированного алгоритма Метрополиса классического метода Монте-Карло на двумерной квадратной решетке. Фазовые переходы и критические свойства системы были изучены с помощью теории конечно-размерного скейлинга.

Результаты

Вдали от точки фрустрации система демонстрирует класс универсальности двумерной модели Изинга, тогда как при приближении системы к фрустрированному состоянию наблюдаются существенные изменения в критическом поведении системы: образуются спиновые (зарядовые) метастабильные фазовые состояния, происходят фазовые переходы I рода, а для переходов II рода критические индексы начинают зависеть от параметров модели, т.е. критическое поведение системы становится неуниверсальным (Рис. 1) [3]. При увеличении плотности заряда немагнитных примесей n критическое поведение системы также становится неуниверсальным.



Рис. 1. Зависимость критических индексов для теплоемкости (*α*) и корреляционной длины (*ν*) от одноионной анизотропии Δ/*J* для *V*/*J* = 0.2, *n* = 0

В основном состоянии системы реализуется большое разнообразие фаз с различными свойствами. В случае, когда спиновый обмен больше, чем псевдоспиновый ($V/J \le 1$), в зависимости от отношения Δ/J основным состоянием может быть шахматный зарядовый порядок (COI) или фазовое расслоение антиферромагнитной (AFM) и зарядовой (C) фаз. В зависимости от величины *n* формируются различные конфигурации фазового расслоения, а именно, C(AFM) капля или C(AFM) страйп (Рис. 2). Для V/J > 1 в основном состоянии присутствуют 5 фаз: зарядовый порядок трех типов, антиферромагнитный и «ферримагнитный» порядки.



Рис. 2. Фазовая диаграмма основного состояния для предела сильного обмена *V/J* = 0.4. Справа представлены фрагменты решеток 16х16, разным цветам соответствуют различные проекции псевдоспина и спина. SRO – ближний порядок

Анализ системы во фрустрированном состоянии показал, что основное состояние системы оказывается вырожденным не в одной конкретной точке, а в целой области параметров. При идентичных условиях расчета с определенной вероятностью может сформироваться как зарядовый порядок, так и антиферромагнитный. При увеличении плотности заряда немагнитных примесей *n* во фрустрированном состоянии в случае сильного спинового обмена ($V/J \le 1$) зарядовая подсистема при фазовом расслоении проявляет свойства ближнего порядка. В случае слабого обмена (V/J > 1) с понижением температуры происходят смена типа упорядочения с AFM на CO (или наоборот, в зависимости от величины *n*), а также возвратные фазовые переходы типа порядок-порядок [8] (Рис. 3).



Рис. 3. Температурная фазовая диаграмма для *n* = 0.15, *V/J* = 1 вблизи фрустрации. При понижении температуры тип порядка меняется дважды, т.е. происходит возвратный фазовый переход в AFM фазу

Таким образом, конкуренция зарядового и магнитного упорядочений, приводящая к фрустрации системы, а также заряженные примеси, существенным образом влияют на свойства двумерного магнетика.

Благодарности

Работа была выполнена при поддержке программы повышения конкурентоспособности Уральского Федерального университета (Акт 211 Правительства РФ, соглашение № 02.А03.21.0006) и Министерства образования и науки РФ, проект FEUZ-2020-0054, а также при финансовой поддержке ППК 3.1.1.1.г-20.

- 1. Fradkin E., Kivelson S.A., Tranquada J.M. // Reviews of Modern Physics, V. 87, 457 (2015).
- Panov Y.D., *et al.* // J. Supercond. Novel Magn., V. 29, 1077 (2016).
- Yasinskaya D.N., et al. // Acta Phys. Pol. A., V. 137, 979 (2020).
- Yasinskaya D.N., Ulitko V.A., Panov Y.D. // Phys. Solid State, V. 62, 1713 (2020).

Секция 2

Магнитные наноструктуры

Influence of dimensional effects on Curie temperature in Dy and Ho thin films

D.I. Devyaterikov^{1,*}, V.D. Zhaketov³, Yu.V. Nikitenko³, E.A. Kravtsov^{1, 2}

¹M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of the UB RAS, 18 S. Kovalevskaya Street, Ekaterinburg, Russian Federation, 620108

² Ural Federal University 19 Mira street, 620002 Ekaterinburg, Russia.

³ Joint Institute for Nuclear Research, 6 Joliot-Curie St, Dubna, Moscow Region, Russia 141980.

*devidor@yandex.ru

The results of the study of thin films of rare-earth helimagnets (REM) Dy and Ho by polarized neutron reflectometry are presented. It was shown that the growth of rare-earth structures on sapphire substrates with a buffer layer of Nb by magnetron sputtering of Al2O3 || [110]Nb || results in complete relaxation of the Nb crystal lattices and the rare-earth film. It was found that a number of magnetic phase transitions characteristic of bulk Dy and Ho are not observed in thin films with a thickness of 200 nm or are observed in an altered form. Also, from the data of polarized neutron reflectometry and measurements of the temperature dependence of the magnetization in the sample plane, differences in the Neel and Curie temperatures for thin REM films compared to bulk ones were determined.

Introduction

Rare earth metals (REM) Dy and Ho are characterized by a complex magnetic structure. In the range from T_C = 85 K to $T_N = 178$ K for the bulk Dy [1] and at temperatures less than $T_N = 131.4$ K [2] for the bulk Ho, a long-period helical structure with the helical axis along the axis c of hcp lattice is formed. The period of the helix is usually incommensurate with the lattice parameter of rare earth metals. Depending on the temperature and the external magnetic field, Ho can also experience a phase transition to the cone and fan phases, and Dy could obtain fan or ferromagnetic magnetic ordering. It was found, that properties of thin REM films and nanostructures are substantially different from the ones in bulk materials, the most prominent examples of which is suppression of phase transition between helical and ferromagnetic phases in Dy/Y, Dy/Gd superlattices [3,4] and decrease in the Neel temperatures of thin Ho films[5].

Neutron reflectometry is considered to be an effective method for studying both systems, due to its ability to detect periodical magnetic ordering, like magnetic helices, that give rise to the magnetic bragg sheets [6-7]. We have performed two series of NR measurements on 200 nm Dy and Ho thin films in order to determine the influence of dimensional effects on the magnetic structure.

Experiment

The growth of the samples was carried out on a high - vacuum magnetron sputtering unit ULVAC-

MPS_4000_C6 on single-crystal $[1102]Al_2O_3$ substrates. The crystal structure of the samples along surface normal was tested via X-ray diffraction (XRD) on PANalitical diffractometer in IMP UB RAS. It appears, that most of rare-earth layer has its HCP cell c-axis directed perpendicularly to the surface, which corresponds to (0002) peak on diffraction pattern (Fig.1).



Fig. 1. XRD data from Dy (a) and Ho (b) thin films

In-plane diffraction measurements indicated absence of any epitaxial stresses inside the sample. We have performed two series of NR measurements on both samples on the REMUR station in JINR, Dubna in the temperature range from 4.2 to 200 K. The experimental data from the REMUR reflectometer were converted from the instrumental coordinate system to the inverse space coordinate system using the Överlåtaren software [20] and then proceeded with self-made software. The results were refined with supplementary magnetization measurements (Fig. 2).



Fig. 2. Magnetization temperature dependencies for thin Dy films and bulk Dy (a) and thin Ho films and bulk Ho (b)

Results

Bragg sheet of magnetic origin was detected in both samples. Relative intensities (Fig. 3) of these sheets correspond to the prevalence of helicoidal magnetic phase in the sample, while its position depends on the period of magnetic helices (Fig. 4).



Fig.3. magnetic bragg sheets from neutron reflectivity data from Dy (a) and Ho (b) thin films



Fig.4 temperature dependencies of period of magnetic helices in thin films and bulk materials

The onset of magnetic bragg sheet in Dy film shows that transition between paramagnetic and helimagnetic

place takes place between 200 K to 150 K, which is consistent with data from magnetization measurements of REM films and bulk materials. This magnetic bragg sheet surprisingly does not disappear below 80 K, as in bulk Dy, though its intensity decreases drastically. It appears, that parts of Dy thin film retain helimagnetic ordering even in low temperatures. Period of this magnetic helix is slightly larger, than in bulk materials for spectra at 100 and 150 K. Curie temperature established by magnetization measurements is significantly lower, and the decrease in period of magnet helices at lower temperatures has no equivalent in bulk Dy and indicates specific transition from helimagnetic to ferromagnetic states in thin Dy films.

Magnetisation of thin Ho film is almost indistinguishable from one in bulk Ho in the temperature range 25° – °120 K. Despite Neel temperature from magnetization measurements being the same as in bulk Ho, our neutron reflectivity spectra show no sign of magnetic bragg sheet before 100 K. The most significant difference occurs below 25 K, where no spin-slip transition, characterized by period of magnetic helix becoming commensurate with hcp lattice constant c, take place. Incommensurate helices in thin Ho film below 25 K are characterized with constant position and intensity of corresponding magnetic bragg sheet.

Traditionally, it is believed that the suppression of the transition or a decrease in the transition temperature to the ferromagnetic or conical phase in layered nanostructures based on Dy and Ho is due to the deformation of the crystal lattice due to the mismatch of the lattice parameters of neighboring layers. In our case, the deformation of the crystal lattice of the films according to Xray diffractometry data in Dy and Ho does not occur. Thus, the decrease in temperature and the change in the character of the transition to the ferromagnetic phase in the Dy film and the suppression of the transition to the commensurate conical phase in the Ho film can be attributed solely to the influence of dimensional effects.

References

- LeClair Yu J., Mankey P.R., Robertson G.J., J.L., Crow M.L., and Tian W.// Phys. Rev. B. 2015. V. 91. P. 014404 (2015)
- Cowley R.A., Bates S. // J. Phys. C: Solid State Phys. V. 21. P. 4113 (1988)
- Erwin R.W., Rhyne J.J., Salamon M.B., Borchers J., Du R., Cunningham J.E., Flynn C.P.// Phys. Rev. B. V. 35. P. 6808 (1987).

- Antropov N.O., Kravtsov E.A., Khaidukov Yu.N., Ryabukhina M.V., Proglyado V.V., Weschke O., Ustinov V.V. // JETP Letters. V. 108. P. 341 (2018)
- Weschke E., Ott H., Schierle E., Sch??ler-Langeheine C., Vyalikh D.V., Kaindl G., Leiner V., Ay M., Schmitte T., Zabel H., Jen-

sen P.J.// Phys. Rev. Lett. V. 93. P. 157204 (2004).

- Aksenov V.L., Ignatovich V.K., Nikitenko Yu.V. // JETP Lett. V. 84. P. 473 (2007).
- Leiner V., Labergerie D., Siebrecht R., Sutter Ch., Zabel H. // Physica B. V. 283. P. 167 (2000).

Ultrafast magnetization dynamics in antiferromagnets

A.V. Kimel¹

¹Radboud University, Institute for Molecules and Materials, Nijmegen, The Netherlands *aleksei.kimel@ru.nl

The talk will discuss mechanisms and dynamics of the magnetization induced in compensated antiferromagnets with the help of ultrashort flashes of coherent light.

Introduction

Antiferromagnets represent the largest and the least explored class of magnetically ordered materials. It is also believed that antiferromagnets can dramatically improve spintronics in terms of density and speed. However, experimental studies of antiferromagnets and the development of antiferromagnetic spintronics are considerably hampered by the lack of the net magnetization in antiferromagnets in the unperturbed state.It makes conventional magnetometry impossible and requires exceedingly high magnetic field to control spins.

The goal of my talk is to demonstrate that ultrashort electromagnetic pulses is a game changer in the field. Starting from the simplest example showing that a weak, but rapidly varying magnetic field is an efficient mean to control antiferromagnetically coupled spins, I will discuss the fundamental limits on the speed with which an antiferromagnet can acquire the net magnetization. I will pay a special attention to the role of the lattice in this process and describe coupled magnetostructural dynamics in ultrafast optical control of antiferromagnetism.

Results and discussion

There are three main scenarios to induce magnetization in a compensated antiferromagnet: canting of magnetic sublattices, breaking the equivalence between the sublattices and inversion of the sign of the exchange interaction.

The most natural way to induce magnetization \mathbf{m} in a compensated antiferromagnet is to launch coherent oscillations of spins at the frequency of antiferromagnetic resonance. The order parameter in an antiferromagnet is the Neel vector \mathbf{l} and it is easy to show [1, 2] that

$$\mathbf{m} = \mathbf{l} \times \frac{d\mathbf{l}}{dt}.$$

In this case, the magnetization is induced at the timescale of the period of the antiferromagnetic resonance. In my talk, I will review recent experiment showing that coherent spin oscillations in antiferromagnets can be launched using ultrashort light pulses and timeresolved detection of the magnetization **m**is realized using magneto-optical effects [3].

Interestingly, the magnetization can be induced in an antiferromagnet even on a time-scale than the period of spin resonance. Employing strong piezomagnetism in CoF2 and launching coherent atomic motion (phonons) it is possible to induce orbital magnetization on a time-scale much short than the spins can respond [4].

Finally, we will also discuss ultrafast kinetics of firstorder phase transition from antiferromagnetic to ferromagnetic state in FeRh. To reveal the kinetics, we employed double-pump THz emission spectroscopy, and systematically analyzed the emitted THz radiation from FeRh/Pt and FeRh/Au bilayers. We show that the nuclei generated by femtosecond laser pulses do not emit THz radiation during the first 10-20 ps of their lifetime, are insusceptible to an external magnetic field and have not established ferromagnetic spin order yet. A simple model representing Fe as two antiferromagnetically coupled macrospins and Rh as a paramagnetic macrospin reproduces the observed behavior. The observed latency to establish ferromagnetic order must be a fundamental property of the phase transition from the antiferromagnetic to the ferromagnetic state [5].

Conclusions

Although control and detection of spins in compensated antiferromagnets represent a challenge in unperturbed state, ultrafast laser excitation can greatly simplify the problem by inducing the net magnetization in the media. In particular, the excitation can induce coherent and strongly non-equilibrium states with the net magnetization defined by the antiferromagnetic order parameter.

References

- 1. Zvezdin A.K. // JETP Lett. 29, 553-557 (1979).
- 2. Kimel A.V., Kalashnikova A.M., Pogrebna A., Zvezdin A.K. // Physics Reports, 1-46 (2020).
- Mashkovich E.A., *et al.* // Phys. Rev. Lett. 123, 157202 (2019).
- 4. Formisano F. *et al.* https://arxiv.org/abs/2101. 05622.
- 5. Li G. et al. https://arxiv.org/abs/2001.06799.

Theoretical and experimental study of magnetic nanostructures by means of in situ magneto-optical ellipsometry

O.A. Maximova ^{1,2,*}, S.A. Lyaschenko ¹, M.A. Vysotin ¹, S.G. Ovchinnikov ^{1,2}

¹ Kirensky Institute of Physics, Akademgorodok 50, bld. 38, Krasnoyarsk, 660036, Russia.

² Siberian Federal University, 79 Svobodny pr., Krasnoyarsk, 660041, Russia.

*maximo.a@mail.ru

The magneto-optical ellipsometry technique has been used to analyse physical properties of magnetic layered nanostructures of different thickness. Special algorithms for data processing had to be developed. As a result, the dependences of dielectric permittivity on the energy of incident radiation and the thickness of the ferromagnetic layer were obtained and shown in 3D graphs.

Introduction

Ferromagnetic structures are studied by means of magneto-optical ellipsometry technique in the laboratory of Kirensky Institute of Physics due to the magneto-ellipsometry set-up which was designed there [1].

Though many academics worldwide work on magnetoellipsometry data processing, none of existing approaches could be chosen. The reasons are the following: insufficiency of most approaches for being used to model various structures (a great number is limited to bulk and thin films study) [2-7]; lack of mathematical expressions that connect experimental data and the desired information on physical properties of a sample [8]; inability to conduct all the measurements in situ while using some of the approaches [9-11].

Thus special data processing algorithms were developed, e.g. [12], they are based on well-known models used in conventional ellipsometry but adjusting them for the case of transverse magneto-optical Kerr effect, measured *in situ* in the visible spectral range at room temperature.

A set-up together with the mathematical apparatus is a powerful tool for analyzing optical and magneto-optical properties of magnetic nanostructures.

Experiment

A series of three samples of the same layered structure Fe/SiO₂/Si but different Fe thickness was made and studied by means of magneto-optical ellipsometry inside the ultra-high vacuum chamber immediately after the end of the growth. All measurements were conducted at room temperature in the spectral range 1.38-3.45 eV.

The ferromagnetic saturation field of the samples was \pm 2 kOe. Thickness of the Fe layer was 77.0 \pm 0.6, 33.5 \pm 0.6 and 11.5 \pm 0.6 nm. Experimental data were processed using a multilayer model [12] which included interfaces vacuum-Fe, Fe-Si/O₂.

Results

As a result, all components of dielectric tensor [7] of ferromagnetic layer were calculated. Diagonal components refer to optical properties of the medium, while off-diagonal correspond to magneto-optical properties. Figures 1-4 below show the dependences of the components of the Fe dielectric permittivity tensor on the energy of the incident radiation and the thickness of the iron layer. Black bold lines correspond to iron thicknesses of 11.5 nm, 33.5 nm, 77.0 nm in Fe/SiO₂/Si samples and the DFT calculation for bulk iron, which is marked as 200 nm, since at such a thickness of iron, there is no contribution from the substrate.



Fig. 1. Dependence of real part of the diagonal component of dielectric permittivity on the energy of incident radiation and the thickness of the iron layer



Fig. 2. Dependence of imaginary part of the diagonal component of dielectric constant on the energy of incident radiation and the thickness of the iron layer



Fig. 3. Dependence of real part of the off-diagonal component of dielectric permittivity on the energy of incident radiation and the thickness of the iron layer



Fig. 4. Dependence of imaginary part of the off-diagonal component of dielectric permittivity on the energy of incident radiation and the thickness of the iron layer

As a result of a comparison of the experimental curves and the DFT calculated components of the dielectric tensor of bulk Fe, one can see a qualitative agreement of the DFT curves and dependences for the sample with iron thickness of 77.0 nm.

Thus, *in situ* spectral magneto-optical ellipsometry proves to be a powerful technique for magnetic nanostructures studying.

Acknowledgements

This study was supported by the Government of the Russian Federation (agreement No. 075-15-2019-1886).

Literature

- Shevtsov D.V. // Pribory i tekhnika eksperimenta, V. 5, 146–150 (2017).
- Bakradze O. // J. Opt. Technology, V. 66, 442–443 (1999).
- Bakradze O. // J. Opt. Technology, V. 72, 225–226 (2005).
- Bakradze O., Magneto-Optical Modulation Ellipsometry, arXiv:0909.2977
- Rauer R. // Review of Scientific instruments, V. 76, 023910 (2005).
- Neuber G. // Thin Solid Films, V. 455-456, 39-42 (2004).
- Neuber G. // Applied Physics Letters, V. 83, 4509 (2003).
- Postava K. // Journal of the European Optical Society Rapid Publications V. 1, 06017 (2006).
- Mok K. // Physical Review B, V. 84, 094413 (2011).
- Mok K. // Review of Scientific Instruments, V. 82, 033112 (2011).
- Mok K. // Journal of Applied Physics, V. 110, 123110 (2011).
- Maximova, O. A. // Defect and Diffusion Forum, V. 386, 131 (2018).

Исследование влияния внешнего магнитного поля на самоорганизацию в системе магнитных анизотропных наночастиц

А.В. Акишева^{1*}, Е.С. Пьянзина¹

1 Уральский Федеральный Университет, ул. Ленина, 51, Екатеринбург, 620000.

*annagudkova94@gmail.com

Эта работа представляет собой результат исследования поведения системы магнитных анизотропных наночастиц эллипсоидальной формы под влиянием внешнего магнитного поля. Благодаря комплексному подходу, а именно: сочетанию теоретического анализа и компьютерного моделирования, возможно полностью изучить систему, оценить изменение микроструктуры и макроскопических свойств, варьируя величину приложенного внешнего магнитного поля. В ходе исследования было выявлено, что самоорганизация в системе магнитных наночастиц и характеристики системы зависят от внешнего магнитного поля.

Введение

Технологии создания смарт-материалов интенсивно развиваются на протяжении последних десятилетий, что предоставляет возможность для исследования мягких магнитных материалов на совершенно новом уровне. Этому способствуют такие факторы, как развитие синтеза новых композитных полимерных материалов с контролируемыми свойствами, а также создание новых магнитных наночастиц, обладающих анизометрией формы [1] и анизотропной внутренней структурой [2]. Термодинамические свойства таких систем можно контролировать как с помощью внешних факторов (температура, электрические и магнитные поля), так и с помощью параметров их микроструктурных единиц (форма, структура, топология).

Эксперимент

Для проведения исследования использовалось компьютерное моделирование, проведенное методом молекулярной динамики. В эксперименте рассматривались две ориентации магнитного момента внутри каждой частицы: перпендикулярно/параллельно главной оси вращения эллипсоида.

Были исследованы разные величины магнитных моментов, разные соотношения полуосей эллипсоидов (в результате чего сравнивалось поведение почти сферических частиц и вытянутых эллиспоидальных), рассмотрены различные концентрации частиц в системе и изучено поведение системы в зависимости от величины приложенного внешнего магнитного поля. На Рисунке 1 представлена микроструктура системы магнитных наночастиц: видно, что под действием внешнего магнитного поля частицы становятся упорядоченными и образуют цепочки.



Рис. 1. Микроструктура системы магнитных анизотропных эллипсоидальных частиц под влиянием внешнего магнитного поля

Заключение

Таким образом, в результате исследования было определено влияние внешнего магнитного поля наповедение системы магнитных анизотропныхчастиц эллипсоидальной формы, а также намикроструктурусистемы и ее макроскопические свойства. Полученные результаты могут стать основой для разработки новых систем с магнитным откликом и новых материалов, имеющих широкую область применения, важнейшей из которых является медицина.

- 1. Sacanna S., Rossi L., Kuipers B.W.M. and Philipse A.P. // Langmuir, V. 22, 1822–1827 (2006).
- 2. Pyanzina E.S., Kantorovich S.S. and De Michele. // C. Eur. Phys. J. E, V. 38, 81 (2015).

Импульсное лазерное облучение светоизлучающих структур со слоем (Ga,Mn)As

И.Н. Антонов¹, О.В. Вихрова^{1,*}, Ю.А. Данилов¹, П.Б. Демина¹, М.В. Дорохин¹, Б.Н. Звонков¹, Д.А. Здоровейщев¹, И.Л. Калентьева¹, Ю.М. Кузнецов¹, А.В. Кудрин³, А.В. Нежданов¹, А.Е. Парафин², Д.В. Хомицкий³

¹ НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

³ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*vikhrova@nifti.unn.ru

Исследована возможность модифицирования лазерным отжигом свойств слоя (Ga,Mn)As, расположенного на поверхности квантово-размерной InGaAs/GaAs структуры. Показано, что вследствие импульсного лазерного воздействия при плотности энергии лазерного излучения ≤ 300 мДж/см² удается сохранить излучательные свойства активной области (квантовой ямы InGaAs/GaAs), расположенной на расстоянии 10 - 12 нм от слоя (Ga,Mn)As, и модифицировать ферромагнитные свойства полупроводника (Ga,Mn)As (увеличить температуру Кюри до значений не менее 120 К).

Введение

Разбавленные магнитные полупроводники и (Ga,Mn)As, в частности, являются перспективными материалами для современной оптической электроники. Ранее нами было показано, что применение импульсного лазерного отжига (ИЛО) слоев (Ga,Mn)As, сформированных методом импульсного лазерного нанесения (ИЛН), позволило существенным образом повысить температуру Кюри (от 30–40 до 80–100 K) [1]. В настоящей работе исследуется возможность модифицирования ИЛО свойств слоя (Ga,Mn)As, расположенного на поверхности квантово-размерной гетероструктуры, с сохранением ее излучательных свойств.

Методика эксперимента

Исследовались квантово-размерные структуры In-GaAs/GaAs со слоем (Ga,Mn)As в качестве спинового инжектора на поверхности. Особенностью исследованных структур является близкое расположение (от ~ 10 нм) напряженных квантовых ям к подвергавшемуся импульсному лазерному воздействию слою (Ga,Mn)As. Структуры изготавливались комбинированным методом МОС-гидридной эпитаксии и импульсного лазерного нанесения и содержали четыре квантовые ямы (КЯ) In_xGa_{1x}As/GaAs, отличающиеся содержанием индия (0.08 $\leq x \leq 0.25$) и расположенные на различном расстоянии от слоя (Ga,Mn)As толщиной 40-50 нм. Содержание марганца в (Ga,Mn)As определялось соотношением времен распыления мишеней Mn и GaAs (t_{Mn}/t_{GaAs}) и составляло $Y_{Mn} = t_{Mn}/(t_{GaAs} + t_{Mn}) = 0.13.$ Схема поперечного сечения структур показана на вставке к рисунку 1. При импульсном лазерном отжиге (ИЛО) образцов структур варьировалась плотность энергии в импульсе (Р) от 200 до 360 мДж/см² эксимерного KrF лазера LPX-200. Кристаллическое совершенство исходных и облученных образцов изучалось с использованием спектроскопии комбинационного рассеяния и спектроскопии отражения. Намагниченность образцов измерялась посредством магнитометра с переменным градиентом поля. Электрические свойства структур оценивались по измерениям эффекта Холла в магнитных полях до 2.8 Тл. Все перечисленные исследования проводились при комнатной температуре.

Гальваномагнитные свойства, спектры фотолюминесценции (ФЛ), поляризационные характеристики ФЛ излучения исследовались с помощью гелиевого криостата замкнутого цикла в магнитном поле ± 3600 Э при температурах от 10 до 250 К.

Результаты и обсуждение

Спектры ФЛ исходного и отожженных лазером образцов гетеронаноструктуры со слоем (Ga,Mn)As представлены на рисунке 1. Спектр исходного образца содержит четыре пика в области энергий кванта 1.270, 1.330, 1.400 и 1.430 эВ, отвечающих основным излучательным переходам в квантовых ямах QW1, QW2, QW3 и QW4, соответственно.

Видно, что при плотности энергии лазерного облучения $\leq 300 \text{ мДж/см}^2$ удается сохранить излучательные свойства всех квантовых ям, в том числе и КЯ QW1, расположенной на расстоянии 10 - 12 нм от слоя (Ga,Mn)As. С увеличением плотности энергии в импульсе до величины ≈ 360 мДж/см² регистрируется полное гашение излучения ФЛ квантовых ям QW1 и QW2 и наблюдается значительное (более чем на порядок величины) уменьшение интенсивности ФЛ для квантовых ям QW3 и QW4. Для анализа полученных результатов была использована модель процесса лазерного отжига, основанная на решении задачи о распространении тепла в одномерной GaAs системе с учетом слоя (Ga,Mn)As на поверхности. Выяснены основные механизмы влияния импульсного лазерного воздействия на излучательные свойства гетероструктур с КЯ и слоем (Ga,Mn)As на поверхности, связанные со структурным несовершенством слоя (Ga,Mn)As, который содержит точечные дефекты и избыточный марганец в междоузлиях.



Рис. 1. Спектры ФЛ (77 К) структур с четырьмя КЯ и слоем (Ga,Mn)As на поверхности: (0) – исходный образец; (1) - P= = 300 мДж/см²; (2) – P = 360 мДж/см². На вставке показана схема поперечного сечения структуры

Спектры комбинационного рассеяния света (КРС) исходного и отожженного лазером образцов значительным образом отличаются (рис.2). Анализ спектров КРС с использованием аппроксимации их лоренцианами показал, что спектры содержат пики в области LO- и TO-мод GaAs и связанную фононплазмонную моду (CPLP). Причиной появления CPLP являются сильнозатухающие продольные колебания плазмонов, которые взаимодействуют с LO-фононами через их макроскопические электрические поля. Для отожженного лазером образца наблюдается уменьшение интенсивности пиков LO- и TO-мод, смещение их в область меньших частот и уширение. При этом интенсивность CPLP-моды значительно возрастает и происходит ее смещение в область низких частот. Это свидетельствует об усилении фонон-плазмонного взаимодействия в слое (Ga,Mn)As благодаря возрастанию концентрации носителей заряда (дырок) вследствие ИЛО. Данный результат подтверждается измерениями эффекта Холла при 300 К, согласно которым в результате ИЛО регистрируется возрастание объемной концентрации дырок от 1.6×10^{20} до 6.9×10^{20} см⁻³, при этом подвижность носителей заряда остается низкой и составляет ~ 4 см²/В·с. Исследование поляризационных характеристик ФЛ излучения структур при 10 К выявило наличие циркулярно-поляризованного излучения для трех КЯ, расположенных ближе к слою (Ga,Mn)As.



Рис. 2. Спектры комбинационного рассеяния исходной и отожженных лазером структур при 300 К: (а) – исходный образец; (б) – образец, отожженный при *P* = 300 мДж/см²



Рис. 3. Магнитополевые зависимости сопротивления Холла: (*a*) для исходного образца (1) и отожженного лазером при *P* = 300 мДж/см² (2) при 20 К; (*б*) для исходного образца при 100 К (1) и отожженного лазером при 120 К (2)

Магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации (P_{PL}) содержат гистерезис. Величина P_{PL} возрастает до 1 - 1.5 % с увеличением плотности энергии излучения при ИЛО. При этом температурные характеристики магнитополевых зависимостей сопротивления Холла и магнетосопротивления показали увеличение температуры Кюри выше 120 К после импульсного лазерного отжига с плотностью энергии 300 мДж/см² (рис.3). Полученные результаты могут представлять интерес для технологии приборов спиновой оптоэлектроники.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 19-19-00545).

Литература

1. Вихрова О.В., Данилов Ю.А., ЗвонковБ.Н. *и др.* // ФТТ, Т. 59, 2130 (2017).

Магнитные свойства твердых растворов перовскитов (Y,Nd)FeO₃

А.В. Баглов^{1,2}, Л.С. Хорошко^{2,1*}

¹ Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, ул. П.Бровки, 6, Минск, Беларусь, 220013.

² Белорусский государственный университет, пр-т. Независимости, 4, Минск, Беларусь, 220030.

*khoroshko@bsu.by

Исследованы магнитные свойства иттрий-железного перовскита при замещении ионов иттрия ионами неодима в рамках теории функционала плотности и теории псевдопотенциала. Установлено наличие замораживания магнитного момента (Y,Nd)FeO₃ при увеличении концентрации Nd. Данный эффект можно объяснить обменным взаимодействием внутри 3*d*-подрешетки ионов железа, а также между 3*d*-подрешеткой и 4*f*-подрешеткой ионов неодима

Введение

Основной объем исследований материалов, легированных лантаноидами, проводится в области синтеза и экспериментального анализа их различных, в основном оптических, свойств. Однако, в связи с недостаточной степенью теоретического исследования материалов методами из первых принципов, авторы экспериментальных работ испытают сложности с однозначной интерпретацией получаемых результатов и демонстрируют заинтересованность в численных экспериментах для более полного понимания электронных процессов, в частности, в иттрий-алюминиевых и иттрий-железных перовскитах, особенно в условиях их сильного легирования.

Актуальность теоретических исследований материалов, легированных лантаноидами, объясняется достаточно высокой стоимостью их натурного синтеза при высокой востребованности понимания их свойств при различных концентрациях ионов лантаноидов. Иттрий-железные перовскиты привлекают внимание как перспективные ферромагнитные материалы, легирование которых неодимом вплоть до полного замещения иттрия интересно как с точки зрения модификации магнитных свойств, так и возможности наблюдения люминесценции неодима в получаемых материалах.

Целью данной работы было определение магнитных свойства иттрий-железных перовскитов при замещении ионов иттрия ионами неодима на величину до 50 % и исследование особенностей взаимодействия *d*- и *f*-электронных оболочек ионов железа и неодима методами из первых принципов.

Методика эксперимента

Исследование магнитных свойств проводили в рамках теории функционала плотности и теории псевдопотенциала, реализованных в пакете OpenMX (Open source package for Material eXplorer) [1-3]. Базис псевдоатомных орбиталей включал по 2 базовые функции для каждого валентного электрона каждого элемента и 1 поляризационную функцию для кислорода и иттрия с целью более аккуратного учета химической связи. Псевдопотенциалы включали в качестве валентных 2s- и 2p-электроны для кислорода, 4s-, 4p-, 4d- и 5s-электроны для иттрия, 4f-, 5s-, 5p- и 6s-электроны для неодима. Критерий сходимости самосогласованного расчета выбирали равным 10-6 эВ/ион. Релаксацию элементарной ячейки и ионов проводили до тех пор, пока силы, действующие на ионы, не становились менее 0,01 эB/Å.

Результаты и обсуждение

По имеющимся экспериментальным данным, параметры элементарной ячейки для иттрий-железного перовскита составляют: a = 5,558 Å, b = 7,595 Å, c =5,274 Å. Результаты моделирования дают неплохо согласующиеся результаты, а именно (в скобках относительная разница с экспериментом): a = 5,674 Å (+2 %), *b* = 7,554 Å (-0,5 %), *c* = 5,279 Å (+0,1 %) [4]. Замещение ионов иттрия ионами неодима приводит к изменению параметров решетки, в результате чего неодим-железный перовскит сжимается вдоль направления оси *x* с одновременным растяжением в направлении осей у и z (см. рисунок 1) и характеризуется следующим образом согласно экспериментальным наблюдениям: a = 5,589 Å, b = 7,762 Å, c = 5,449 Å [5]. Данные структурные изменения воспроизводятся в рамках моделирования следующим

образом: a = 5,530 Å (-1,1 %), b = 7,752 Å (-0,1 %), c = 5,468 Å (+0,3 %). Можно считать, что выбранные параметры позволяют адекватно оценивать структурные превращения в данных материалах, не глядя на наличие 3d- и 4f-элементов, традиционно плохо поддающихся описанию в рамках приближения локальной плотности и обобщенного градиентного приближения.



Рис. 1. Элементарная ячейка Y_{0,5}Nd_{0,5}FeO₃ (цветовое обозначение: желтый – Nd, зеленый – Y, голубой – Fe, красный – O)

Магнитный момент перовскита YFeO₃ составляет 3,77 μ_B на формульную единицу. Замещение ионов иттрия ионами неодима закономерно увеличивает магнитный момент вплоть до 6,57 μ_B на формульную единицу при полном замещении иттрия неодимом. С ростом концентрации неодима магнитный момент ионов железа несколько уменьшается, а именно с 3,42 μ_B для YFeO₃ до 3,25 μ_B для NdFeO₃. В то же время как для ионов неодима наблюдается обратная картина: увеличение с 2,96 μ_B для NdFeO₃.

Для понимания процессов, обуславливающих наблюдаемый эффект, проведена орбитальная декомпозиция, позволяющая оценить заселенность той или иной орбитали. Установлено, что магнитный ионов железа уменьшается в первую очередь за счет снижения вклада d_{xz} - и d_{x}^{2} - y^{2} -орбиталей, активно взаимодействующих с $f_{y(3x}^{2}-y^{2})$ - и f_{xz}^{2} -

орбиталями ионов неодима вследствие сокращения межатомной дистанции. Отметим незначительную поляризацию ионов иттрия и кислорода, однако их вклад в общий магний момент достаточно мал.

В рамках теории Нееля магнитные свойства в системе Nd-Fe были бы обусловлены, в основном, 3d-3d межподрешеточным обменным взаимодействием магнитными подрешеток железа и неодима. Наличие кислорода и иттрия сохраняет параллельную ориентацию магнитных подрешеток, однако, как показывают численное моделирование, основной вклад в магнитные свойства в данных перовскитах в первую очередь обусловлены 3d-4f обменным взаимодействием, что может влиять на магнитную анизотропию перовскитов.

Заключение

В результате моделирования ab-initio методами иттрий-железных перовскитов YFeO₃ легированных неодимом вплоть до полного замещения иттрия, приводит к увеличению магнитного момента на 74 % (с 3,77 до 6,57 μ_B для YFeO₃ и NdFeO₃ соответственно). По результатам декомпозиции орбитальных заселенностей показано, что обменное взаимодействие осуществляется, в основном, 3*d*- орбиталями железа и 4*f*-орбиталями неодима при наличии ферромагнитных свойств.

Данное исследование поддержано грантом БРФФИ-Минобразования Ф20МВ-022.

- 1. Ozaki T. // Phys. Rev. B, V. 67, 155108 (2003).
- 2. Ozaki T. // Phys. Rev. B, V. 69, 195113 (2004).
- Ozaki T., Kino H. // Phys. Rev. B, V. 72, 045121 (2005).
- du Boulay D., Maslen E.N., Streltsov V.A., *et al.* // Acta Cryst., V. B51, 921 (1995).
- Streltsov V.A., Ishizawa N. // Acta Cryst., V. B55, 1 (1999).

Влияние температуры подложки из монокристаллического ниобата лития на поле переключения планарных CoNi микрочастиц

Д.А. Бизяев^{1*}, Н.И. Нургазизов¹, А.А. Бухараев¹, А.П. Чукланов¹, В.Я. Шур², А.Р. Ахматханов²

1 Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН, ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029.

² Институт естественных наук и математики, УрФУ, ул. Куйбышева, 48, Екатеринбург, 620026

*dbiziaev@inbox.ru

В данной работе изучалосьвлияние температуры подложки из монокристаллического ниобата лития на магнитные свойствамассива планарных CoNi микрочастиц. В частности, рассматривалось поведение осей легкого и трудного намагничивания и величина поля переключения микрочастиц в зависимости от температуры. Для проведения исследований были использованы методы магнитно-силовой микроскопии.

Введение

Для записи и хранения информации достаточно широко используются магнитные носители. В них запись информации обычно происходит при помощи внешнего магнитного поля, что является энергозатратным. Один из подходов снижения энергозатрат предполагает локальный нагрев носителя и получил название термоассистируемой магнитной записи информации (Heat Assisted Magnetic Recording) [1]. Кроме этого, для управления намагниченностью частиц можно использовать магнитоупругий эффект [2-4]. Создавая в частице одноосные механические напряжения, можно не только изменитьеекоэрцитивные свойства, но и менять направление намагниченности без использования внешнего поля, что позволяет улучшить энергоэффективность таких устройств [3, 4].

В данной работе исследовалось изменение магнитных свойств в планарных *CoNi* микрочастицах за счет магнитоупругого эффекта, наводимого неравномерным термическим расширением по разным осям кристалла ниобата лития (*LiNbO*₃).

Результаты и обсуждение

Для проведения исследований на поверхности *LiNbO*₃ был сформирован массив *CoNi* (состав: Co18%, Ni82%) микрочастиц размером 7.5×7.5×0.03 мкм³.Частицы напылялись через плотно прижатую металлическую сетку с квадратными отверстиями соответствующего размера при температуре кристалла 320 К. Формирование частиц было таким, чтобы одна из их сторон была параллельна оси «а» кристалла, а вторая оси «с». Согласно литературным данным коэффициент температурного линейного расширения (а1) вдоль оси «а» у кристалла *LiNbO*₃составляет 15.5×10⁻⁶, а вдоль оси «с» (а₃) равен 7.5×10⁻⁶ [5]. Для магнитно-силовой микроскопии (МСМ) полученных частиц использовался сканирующий зондовый микроскоп (СЗМ) Solver P47 (НТ-МДТ). Основные измерения были выполнены по однопроходной методике. Используемый СЗМ был дополнительно оборудован электромагнитом и термоячейкой. Это позволяло в процессе МСМ измерений создавать в плоскости образца магнитное поле до ±16 мТл и нагревать его от комнатной температуры (300 К) до 370 К.

На первом этапе проведения исследований магнитной структуры *CoNi* частиц, образец нагревался в термоячейке без внешнего магнитного поля. МСМ измерения проводились, начиная с комнатной температуры с шагом 5 К. При температуре 300 К на частицах наблюдался увеличенный размер доменов, направление намагниченности которых совпадало с осью «*a*» кристаллической подложки (рис. 1с). Между этими доменами наблюдалась характерная доменная стенка (перемычка). При увеличении температуры размеры этих доменов сокращались и при температуре 315 К становились приблизительно одинаковыми, а перемычка между ними исчезала (рис. 1b). Это указывало на то, что одноосное механическое напряжение становилось



Рис. 1. Атомно-силовое изображение (a)*CoNi* частиц 7.5×7.5×0.03 мкм³и МСМ изображения таких частиц при температуре кристалла: 320 К – (b), 300 К – (c) и 350 К – (d). Стрелками показано направление действующего напряжения (σ). Размер области сканирования 30×30 мкм²

настолько малым, что переставало оказывать влияние на распределение намагниченности частицы. При температуре выше 325 К на МСМ изображениях с ростом температуры наблюдалось постепенное увеличение размера доменов, направление намагниченности, которых совпадало с осью «с» кристалла (рис. 1d). Полученные на данном этапе данные подтвердили возможность регулировки величины и знака одноосных механических напряжений, действующих на частицы, при помощи изменения температуры подложки из LiNbO3. Также они позволили дополнительно проконтролировать температуру напыления частиц и определить ее равной 320±5 К. На втором этапе проведения исследований определялась величина поля переключения частицы и ее изменение при разных температурах образца (шаг по температуре – 10 К). Для этого образец с частицами нагревался до определённой температуры, затем включалось внешнее магнитное поле величиной +16 мТл, направленное перпендикулярно оси «с» кристалла. Такое поле приводило к квазиоднородному намагничиванию частицы в данном направлении. Затем происходило постепенное (с шагом 0.5 мТл) изменение поля и на каждом шаге получалось МСМ изображение. При определенном значении внешнего поля направление квазиоднородного намагничивания частицы менялось на противоположное. Данное значение внешнего магнитного поля принималось за величину поля переключения частицы (B_{sw}). Полученные значения B_{sw} представлены в виде графика на рисунке 2.

Заключение

Проведенные исследования показали, что предложенный метод управления полем переключения частиц с помощью термоиндуцированного магнитоупругого эффекта может оказаться эффективным при использовании в устройствах термоассистируемой магнитной записи информации. На примере планарных *CoNi*частиц, сформированных на поверхности *LiNbO₃*, было показано, что за счет небольшого изменения температуры образца (с 320 до 350 K) можно существенно снизить (с 7.5 до 2 мТл, т. е. более чем в три раза) поле переключения частиц.



Рис. 2. Зависимость величины поля переключения (*B*_{sw}) 7.5×7.5×0.03 мкм³*CoNi* частицы от температуры образца. *Т*_{dep} = 320 К- температура напыления образца

- Kryder M.H., Gage E.C., McDaniel T.W. et al. // Proceedings of the IEEE, V. 96, pp. 1810– 1835(2008).
- Bizyaev D.A., Bukharaev A.A., Nurgazizov N.I. *et al.* // Physica Status Solidi Rapid Research Letters, 2000256 (2020).
- Бухараев А., Звездин А., Пятаков А. *и др.* // УФН, Т. 188, Вып. 12, С. 1288-1330 (2018).
- Biswas A.K., Bandyopadhyay S., and Atulasimha J. // Appl. Phys. Lett., V. 104, no. 23, p. 232403 (2014).
- Smith R.T., and Welsh F.S. // Journal of Applied Physics V. 42, pp. 2219-2230, (1971).

Термически индуцированный магнитоупругий эффект в квадратных планарных микрочастицах CoNi на поверхности ниобата лития

А.А. Бухараев^{1*}, Д.А. Бизяев¹, Н.И. Нургазизов¹, А.П. Чукланов¹, В.В. Чирков¹, В.Я. Шур², А.Р. Ахматханов²

¹ Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ КазНЦ РАН, ул. Сибирский такт, 10/7, Казань, 420029

² Институт естественных наук и математики, УрФУ,ул. Куйбышева, 48, Екатеринбург, 620026

*a_bukharaev@mail.ru

Исследована структура намагниченности микрочастиц CoNi, сформированных на поверхности кристалла ниобата лития. Формирование квазиоднородной намагниченности в частицах наблюдается при нагреве или охлаждении образца относительно температуры, при которой частицы были сформированы в условиях сверхвысокого вакуума. Наблюдаемый эффект вызван термоиндуцированными напряжениями в частицах, обусловленными анизотропией термического расширения или сжатия подложки из ниобата лития.

Введение

Одной из проблем стрейнтроники является управление структурой намагниченности в микрочастицах без использования внешнего магнитного поля [1]. Недавно нами было показано, что это можно сделать, используя в качестве подложки кристалл ниобата лития LiNbO₃ (LN), обладающий значительной анизотропией термического расширения [2].

Результаты и обсуждение

Для проведения исследований были сформированы частицы CoNi (состав Co18%, Ni82%) квадратной формы с линейными размерами 7.5 и 25 мкм и высотой от 20 до 70 нм. Частицы формировались на поверхности пластины монокристаллического LN так, чтобы их стороны располагались вдоль кристаллографических осей кристалла как показано на Рис. 1. Размер оптически полированного кристалла LN составлял 1×3×9мм³. Частицы напылялись на подложку в сверхвысоком вакууме через плотно прижатую металлическую сетку при разных температурах. Для магнитно-силовой микроскопии (MCM) полученных частиц использовался сканирующий зондовый микроскоп (СЗМ) Solver P47 (НТ-МДТ), оснащенный магнитными зондами Multi75M-G (BudgetSensors). Основные измерения частиц были выполнены по однопроходной методике для того, чтобы минимизировать влияние магнитного поля зонда на магнитную структуру частиц. Используемый СЗМ был дополнительно оборудован электромагнитом и термоячейкой. Это позволяло в процессе MCM измерений создавать в плоскости образца постоянное магнитное поле до ± 16 мТл и нагревать его от комнатной температуры до 370 К. Что позволило при проведении измерений как сжимать, так и растягивать исследуемые частицы.

Методами магнитно-силовой микроскопии было показано, что у частиц 25х25х0.03 мкм³, напыленных и измеренных при 330 К (т.е. в состоянии без механических напряжений) наблюдается многодоменная структура (Рис.2 b, е). При 360 К МСМ изображение демонстрирует переход микрочастиц в квазиоднородное намагниченное состояние за счет индуцированной магнитоупругой анизотропии, вызванной нелинейным расширением подложки (Рис.2 с, g). Такое же однородное состояние можно получить при 330 К, если вдоль поверхности образца приложить поле 12 мТл.



Рис. 1. Схема расположения микрочастицына одноосном гексагональном монокристалле LNc разными коэффициентамилинейного теплового расширения относительно своих осей



Рис. 2. МСМ изображения одной и той же CoNi частицы при температуре термоячейки: (a) T₁ = 300K (ниже температуры напыления образца), (b) T₂ = 330 K (температура напыления образца), (c) T₃ = 360 K (выше температуры напыления образца). Белыми стрелками показано направление действия механического напряжения, вызванного анизотропным термическим сжатием или расширением LN. (d), (e) и (g) – соответствующее верхнему ряду распределение намагниченности в частицах

Охлаждение образца от 360 до 330 К восстанавливает в частицах многодоменную структуру. После напыления микрочастиц на подогретую до 330 К подложку и охлаждения до 300 К частицы испытывают одноосную деформацию, которая проявляется в угловой зависимости остаточной намагниченности, измеренной с помощью магнитооптической поляриметрии (МОКЕ). При нагреве образца в МОКЕ установке до 330 К одноосная анизотропия снимается.

При отсутствии механических напряжений частицы 7.5×7.5×0×0.03 мкм³ имеют классическую четырёхдоменную структуру с равными по размерам доменами. При температуре МСМ измерений, отличающейся от температуры напыления, увеличиваются размеры доменов, направление намагниченности которых совпадает с направление сжатия частиц (перпендикулярно направлению растяжения частиц). При этом между двумя большими доменами образуется характерная доменная стенка (перемычка), длину которой, измеренную на МСМ изображении, можно использовать для численной оценки индуцированных напряжений.

Термоиндуцированное напряжение в частице равно: $\sigma = \Upsilon \cdot \Delta T \cdot \alpha$, где Υ – модуль Юнга CoNi, ΔT – разность температур между текущей и температурой напыления образца, где α вычисляется по формуле: $\alpha = (\alpha_1 - \alpha_p) - (\alpha_3 - \alpha_p) = a_1 - a_3$, где α_p это коэффициент линейного теплового расширения частицы (в нашем случае частица является поликристаллической, и он одинаков во всех направлениях), α₁ – коэффициент линейного теплового расширения LN вдоль оси «а» (15.5×10⁻⁶ К⁻¹), а₃ - вдоль оси «с» $(7.5 \times 10^{-6} \, \text{K}^{-1}), \alpha_2$ – не учитывается, так как не оказывает влияния на размеры частицы. Расчет показал, что при изменении температуры подложки на 30 К значение σ составило 0.051 ГПа, а при изменении на 50 К -0.086 ГПа. Приведенные оценки свидетельствуют, что путем нагрева или охлаждения кристалла LNвсего на50 К относительно температуры, при которой проводилось напыление, в частицах можно создавать напряжения такого же порядка (0.1 ГПа), как при использовании для этих целей изгиба подложки [3].

- Бухараев А.А., Звездин А.К., Пятаков А.П., Фетисов Ю.К. // УФН, Т. 188, 1288 (2018).
- Bizyaev D.A., Bukharaev A.A., *et al.* // Physica Status Solidi - RRL, 2000256 (2020).
- Nurgazizov N.I., Bizyaev D.A., Bukharaev A.A., and Chuklanov A.P. // Physics of the Solid State, Vol. 62, 1667 (2020).

Циркулярно-поляризованная электролюминесценция спиновых светодиодов с ферромагнитным инжектором (In,Fe)Sb

М.В. Ведь^{*}, М.В. Дорохин, В.П. Лесников, П.Б. Дёмина, А.В. Здоровейщев, Ю.А. Данилов, А.В. Кудрин

Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022. *mikhail28ved@gmail.com

Исследована возможность использования разбавленного магнитного полупроводника (In,Fe)Sb в качестве функционального слоя для применения в спинтронике, а именно в качестве ферромагнитного инжектора в спиновом светоизлучающем диоде. Были исследованы люминесцентные характеристики, а также температурная зависимость степени циркулярной поляризации электролюминесценции спинового светодиода с инжектором (In,Fe)Sb.

Введение

В настоящее время область науки, связанная с разработкой и изучением спиновых светоизлучающих диодов (ССИД), являющихся источниками циркулярно-поляризованной люминесценции, получила значительное развитие. Перспективными материалами для использования в качестве ферромагнитных инжекторов в ССИД являются разбавленные магнитные полупроводники (РМП). На сегодняшний день наиболее изученный среди разбавленных магнитных полупроводников материал (Ga,Mn)As сохраняет ферромагнитные свойства только до 200 К, а это значит, что устройства спинтроники на основе этого материала будут функционировать только до 200 К [1]. Поэтому задача повышения температуры Кюри для РМП является одной из наиболее актуальных в технологии спинтроники. В последние годы активно проводились исследования, посвященные сильному легированию материалов А₃В₅ атомами Fe. В [2] с использованием метода импульсного лазерного осаждения (ИЛО) были получены тонкие слои РМП (In,Fe)Sb с содержанием Fe 13%. Впервые было показано, что температура Кюри такого материала превышает 300К.

Методика эксперимента

Формирование исследуемого образца осуществлялось в три этапа. На первом этапе полупроводниковая часть структуры выращивалась методом МОСгидридной эпитаксии при атмосферном давлении. На подложке p-GaAs последовательно формирова-



Рис. 1. Схема спинового светодиода

лись следующие слои: буферный слой p-GaAs, квантовая яма In_{0.22}Ga_{0.78}As и спейсерный слой і-GaAs толщиной 20 нм. Ранее было показано, что свойства гетероперехода (In,Fe)Sb/GaAs сильно влияют на электролюминесценцию спиновых светоизлучающих диодов. Осаждение защитного слоя диэлектрика MgO между GaAs и (In,Fe)Sb позволяет улучшить качество гетероперехода [3]. Исходя из этого, в данной работе также наносился промежуточный защитный слой MgO толщиной 1 нм. На третьем этапе методом импульсного лазерного осаждения в вакууме наносился слой (In,Fe)Sb. Следует отметить, что параметры слоя (In,Fe)Sb аналогичны слоям, исследованным в [2]. На завершающем технологическом этапе для создания диодной структуры на поверхность наносился металлический контакт на основе золота, и формировались мезаструктуры диаметром 500 мкм, также формировался омический In контакт к подложке методом искрового вжигания. Общая схема исследуемого спинового светодиода представлена на рис. 1.

Для исследований электролюминесценции на образец подавалось прямое смещение (отрицательное электрическое смещение на верхний контакт). Возбуждаемое излучение электролюминесценции регистрировалось со стороны подложки. При внесении структуры в магнитное поле излучение становится частично циркулярно-поляризованным. Степень циркулярной поляризации ЭЛ рассчитывается по формуле

$$P_{EL} = (I_1 - I_2)/(I_1 + I_2) \times 100\%$$
,

где I_1 , I_2 – относительные интенсивности люминесценции, измеренные для света, поляризованного по левому и по правому кругу соответственно. Степень циркулярной поляризации измерялась при температуре 10 К–300 К.

Результаты и обсуждение

Магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации для исследуемой структуры представлены на рисунке 2. Также на верхней вставке на рисунке 2 приведён спектр электролюминесценции исследуемой структуры, измеренный при температуре 77 К и токе 10 мА. На спектре наблюдается доминирующий пик при энергии 1.28 эВ, соответствующий излучательному переходу в квантовой яме.



Рис. 2. Магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации *P_{EL}*. Температура измерений – 10К

Как видно из рисунка 3, $P_{\rm EL}(B)$ является функцией, которая нелинейно зависит от магнитного поля. Максимальная степень циркулярной поляризации, связанная с насыщением намагниченности, составляет ~ 0.7% и наблюдается при температуре 10 К. Очевидно, что такой тип зависимости $P_{\rm EL}$ (B) связан с магнитными свойствами (In,Fe)Sb, а относительно высокое значение степени поляризации обусловлено инжекцией спин-поляризованных электронов из ферромагнитного слоя (In,Fe)Sb. Для контрольной структуры без ферромагнитного инжектора (In,Fe)Sb (Al контакт наносился непосредственно на спейсерный слой GaAs) значение PEL является линейной функцией магнитного поля (рис. 3), а значение степени циркулярной поляризации не превышает 0.05%. С ростом температуры интенсивность ЭЛ монотонно уменьшается. Также повышение температуры приводит к уменьшению степени циркулярной поляризации исследованных структур. На рисунке 3 приведена температурная зависимость ферромагнитной компоненты степени циркулярной поляризации P_{EL}^{FM} (за вычетом поляризации, связанной с зеемановским расщеплением уровней в квантовой яме: $P_{\rm EL}^{\rm FM} = P_{\rm EL} - P_{\rm EL}^{\rm Z}$).



Рис. 3. Температурная зависимость ферромагнитной компоненты степени циркулярной поляризации *P*_{EL}^{FM} от магнитного поля

Таким образом, в работе сформирован и исследован спиновый светоизлучающий диод с инжекторами в виде разбавленного магнитного полупроводника (In,Fe)Sb. Были измерены зависимости степени циркулярной поляризации $P_{\rm EL}$ от магнитного поля в интервале температур от 10 до 300 К. Максимальное значение $P_{\rm EL}$ было получено при температуре 10 К и составило 0.7%.

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект № 18-79-10088).

- 1. Chen L., et al. // Nano Lett., 11, P. 2584 (2011).
- Kudrin A.V, et. al. // J. of Appl. Phys., 122, P. 183901 (2017).
- Ved M.V., et. al. // Phys.: Conf. Ser., 1410, P. 012053 (2019).

ТГц излучение в магнитных средах с анизотропией обменного взаимодействия

Е.А. Вилков^{1*}, С.Г. Чигарев¹, И.В. Маликов², Л.А. Фомин²

¹ Институт микрофизики РАН, ул. Академика Иванова, 45, Иваново, 123321 Филиал института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, Московская обл., 141190.

²Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка, Московская обл., 142432.

*e-vilkov@yandex.ru

Представлена теоретическая модель возникновения ТГц излучения в магнитным переходе Fe/Mo вследствие накачки током высокой плотности верхней спиновой подзоны в слое наведенного ферромагнетизма в Mo. Тензорный характер константы обменного взаимодействия на границе Fe/Mo, связанный с присутствием взаимодействия Дзялошинского-Мория способствует излучательнойрелаксации..

Введение

В настоящее время значительный научный интерес представляют поверхностные магнитные явления на границах ферромагнетик-тяжелый металл [1, 2], связанные с возникновением взаимодействия Дзялошинского-Мория (ДМ) введенным Дзялошинским [3] из феноменологических соображений и полученным Мория [4] как эффект спинорбитального взаимодействия при условии нарушения симметрии по отношению к пространственной инверсии. Такие пограничные явления могут быть также интересны с точки зрения генерации ТГц излучения за счет спин-флип переходов электронов проводимости между подзонами с противоположными спинами [5, 6], которое возникает в контактах ферромагнетик- ферромагнетик при протекании через них спин-поляризованного тока. Как было показано в работе [7], на вероятность излучательных переходов существенно влияет анизотропия sd-обменного взаимодействия электронов проводимости с d-электронами атомов, ответственными за магнетизм решетки.

Для того, чтобы реализовать анизотропное обменное взаимодействие в среде излучения можно использовать островковые пленки ферромагнетик/тяжелый металл с сильной спин-орбитальной связью, в которых на интерфейсе возникает взаимодействие Дзялошинского–Мория, и может реализовываться неколлинеарное распределение намагниченности. В данной работе исследовался спин-инжекционный излучатель с магнитным переходом Fe/Mo. Приводятся первые результаты такого исследования и попытка объяснения возникновения излучения в такой системе.

Теоретическая модель

Рассмотрим модель магнитногоперехода «стержень-пленка» [6]. В ней изначально предполагалось, что стержень и пленка сделаны из ферромагнитных металлов и однородно намагничены, причем вектора их намагниченности M_1 и M_2 составляют некоторый угол между собой. При прохождении тока из инжектора (стержень) в рабочий слой (пленку) происходит инжекция электронов в верхнюю спиновую позону в рабочем слое. Релаксация избыточных электронов в верхней спиновой подзоне может быть, в частности, излучательной. Взаимодействие с электромагнитной волной осуществляется через sd-обмен, причем существенно, что обменная константа зависит от импульса электрона [5]. Как было замечено в работе [9] эта зависимость имеет релятивистское происхождение. В той работе рассматривалась генерация терагерцового излучения за счёт перехода электронов проводимости между спиновыми подзонами в неколлинеарном ферромагнетике с геликоидальной магнитной структурой. Связь спиновых и орбитальных степеней свободы в предлагаемой системе достигалась за счет пространственно-неоднородного неколлинеарного распределения намагниченности. Обменное взаимодействие обычно считается, изотропным. Тем не менее, для s-d обменного взаимодействия это не обязательно так. Несмотря на то что основная часть обменной энергии все же изотропна, из-за ее электростатического происхождения, релятивистские поправки приводят к небольшой анизотропии. Как было сказано выше, в тонких пленках, где симметрия по отношению к пространственной инверсии нарушена, имеет место анизотропное обменное взаимодействие ДМ. Мы полагаем, что подобное взамиодействие имеет место и при s-d обмене вблизи границы.

Обменное взаимодействие между электроном проводимости и локализованным электроном решетки можно представить в Гейзенберговском виде

$$H_{ex} = -J \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2 \,. \tag{1}$$

В общем случае в случае, анизотропное взаимодействие ДМ можно представить в виде [1]

$$H_{DM} = D_{12} \left(\mathbf{S}_1 \times \mathbf{S}_2 \right) \tag{2}$$

обавление ДМ члена к Гейзенберговскому гамильтониану позволяет представить эффективное обменное взаимодействие в тензорном виде.

$$\vec{J} = \begin{pmatrix} J & D_3 & -D_2 \\ -D_3 & J & D_1 \\ D_2 & -D_1 & J \end{pmatrix}$$
(3)

Здесь *J*-обменная константа Гейзенберга, D_1 , D_2 , D_3 -компоненты вектора Дзялошинского. Обменное взаимодействие на единицу объема с учетом анизотропии можно записать [7] в виде

$$\mathbf{I} = \hbar \gamma \frac{\mathbf{H}_{sd}}{2} = \mu_B G(\mathbf{p}) \mathbf{M}_2(\mathbf{r}), \qquad (4)$$

sd-обмена, $M_2(r)$ гле $G(\mathbf{p})$ тензор -намагниченность в приграничном слое, \mathbf{H}_{sd} -обменное поле. Представим обменное поле \mathbf{H}_{sd} в виде двух компонент – продольной (вдоль оси квантования), \mathbf{H}_{sd}^0 и поперечной, \mathbf{H}_A , перпендикулярной \mathbf{H}^{0}_{sd} . Как было показано в работе [7] наличие поперечной компоненты обменного поля существенно влияет на число квантовых переходов электронов проводимости с переворотом спина:

$$W \approx n_{ga} \left\| \left(P_z(0) - \frac{P_z^e}{(1 + \gamma^2 H_A^2 \tau_\perp \tau_\parallel)} \right) \left(\frac{1 + \gamma^2 H_A^2 \tau_\perp \tau_\parallel}{\tau_\parallel} \right) \right\|.$$
(5)

Здесь n_{3n} -концентрация инжектированных неравновесных по спину электронов в металле, $P_z(0)$ -спиновая поляризация инжектора, P_z^e -спиновая поляризация в рабочей области, $\eta_{\rm I}$ - время продольной спиновой релаксации инжек-

тированных электронов, а т₁-время релаксации поперечной составляющей спина. Из формулы (5) видно, что в отсутствие поперечной компоненты обменного поля релаксация продольной компоненты магнитного момента электрона проводимости полностьюопределяется взаимодействием спиновой системы электронов проводимости с термостатом.Полученные предварительные экспериментальные результаты указывают на спининжекционный механизм наблюдаемого ТГц излучения в магнитном переходе Fe/Mo. Оно возникает вследствие накачки током высокой плотности верхней спиновой подзоны в слое наведенного ферромагнетизма в Мо. При этом тензорный характер обменного взаимодействия на границе Fe/Mo, связанный с присутствием взаимодействия ДМ способствует излучательной релаксации электронов проводимости из верхней спиновой подзоны наведенного ферромагнетизма в нижнюю.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта РНФ 19-19-00607, а также Государственного задания № 075-00355-21-00.

- Fert A. // Materials Science Forum, V. 59-60.
 P. 439 (1990).
- Yu X. Z., *et al.* // Nature Letters 2010 V. 465.
 P. 901 https://doi.org/10.1038/nature09124 (2010).
- Dzyaloshinsky I. // J. Phys. Chem. Solids V. 4. P. 241. (1958).
- 4. Moriya T. // Phys. Rev. V. 120 P. 91. (1960).
- Kadigrobov A., ShekhterR.I., Jonson M. // Fisika Nizkikh TemperaturV. 31. P. 463. (2005).
- Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Крикунов А.И., Панас А.И., Эпштейн Э.М. // Письма в ЖЭТФ. Т. 85, Вып. 3. С. 192. (2007).
- Вилков Е.А. и др. // Ф.Т.Т. 2019 Вып. 6 С. 1021. (2019).
- Shiba H. // Progress of Theoretical Physics, V. 43, № 3, P. 601 - 620 (1970).
- Караштин Е.А. // Письма в ЖЭТФ, Т. 112, Вып. 2, С. 121. (2020).
Интерференция магнитоупругих волн в пленке железоиттриевого граната

С.Л. Высоцкий^{1,2*}, А.В. Кожевников¹, В.К. Сахаров¹, Ю.А. Филимонов^{1,2}

¹ Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019.

² СГУ им. Н.Г. Чернышевского, Астраханская ул., 83, Саратов, 410012.

*vysotsl@gmail.com

Экспериментально исследована интерференция встречно распространяющихся в пленке железоиттриевого граната магнитоупругих волн. Показано, что в результате регулировки фазы и амплитуды одной из взаимодействующих волн в частотной зависимости уровня сигнала на выходном преобразователе могут наблюдаться частоты, на которых чувствительность уровня сигнала к изменению величины поля подмагничивания превышает 250 дБ/Э. Обнаруженный эффект может быть полезен при разработке датчиков магнитного поля.

Введение

При интерференции спиновых волн (СВ) в спинволновых интерферометрах типа Маха-Цендера [1], Ψ- образных волноводах [2] или решетках из ортогонально пересекающихся волноводов [3] изменение амплитуды или фазы одной из взаимодействующих волн, а также величины поля подмагничивания Н позволяет на некоторых частотах изменять характер интерференции СВ с конструктивной на деструктивную (или наоборот) [3, 4]. Высокая чувствительность картины интерференции к указанным параметрам используется, в частности, для разработки магнитных сенсоров [5, 6].

Методика эксперимента

Для проведения измерений использовалась пленка легированного железо-иттриевого граната (ЖИГ) толщиной d≈2,2 мкм, с намагниченностью насыщения 4πМ≈700 Гс, выращенная эпитаксиально на подложке гадолиний галлиевого граната с кристаллографической ориентацией (111) толщиной D=530 мкм. Из пленки был вырезан волновод с плоскостными размерами 4 х 15 мм (обозначен YIG на рис. 1а), который размещался на трех мирополосковых антеннах 1, 2, 3 (см. рис.1а) шириной 50 мкм, длиной 4,5 мм. Антенны 1 и 2 использовались для возбуждения магнитостатических волн (МСВ), антенна 3 являлась выходной, расстояние L от последней до каждой из возбуждающих антенн составляло 3 мм. СВЧ мощность с выхода векторного анализатора цепей (NWA на рис. 1a) поступала на делитель S, с выходов которого подавалась на входные антенны, при этом в тракт питания одной из антенн включались фазовращатель ф и регулируемый аттенюатор А (см. рис. 1а). Магнитное поле Н прикладывалось в плоскости пленки параллельно антеннам для возбуждения поверхностных МСВ (ПМСВ). На рис. 16 приведены частотные зависимости коэффициента передачи ПМСВ на выходную антенну для случаев возбуждения только антенной 1 S₃₁(f) или только антенной 2 S₃₂(f) при H = 24 Э. Видно, что обе зависимости содержат эквидистантно расположенные узкополосные участки увеличения потерь ПМСВ на частотах f_N, при этом измеренный частотный интервал между соседними частотами $\Delta f_{N,N+1} \approx 3,1$ МГц хорошо совпадал с результатами расчета (в приближении d << D) с помощью известного соотношения [7] $\Delta f_{N,N+1} = V/(2D)$, где V = $3.57 \cdot 10^5$ см/с – скорость поперечных акустических волн в ГГГ. Следовательно, в исследуемой структуре наблюдается распространение поверхностных магнитоупругих волн. При этом зависимости S₃₁(f) и S₃₂(f) различаются вследствие невзаимности распространения ПМСВ при фиксированном направлении внешнего магнитного поля (рис. 1б).



Рис. 1. а) схема экспериментальной установки, б) – вид зависимостей $S_{31}(f)$ и $S_{32}(f)$

Результаты измерений

При одновременной подаче СВЧ мощности на обе входные антенны амплитуда и фаза сигнала с выходной антенны определяются как результат интерференции встречно распространяющихся поверхностных магнитоупругих волн. На рис. 2 кривые 1 и 2 представляют, соответственно, частотные зависимости амплитуды и фазы сигнала на выходной антенне при H=33 Э. (Кривая 4 получена с помощью регулировки амплитуды и фазы одной из взаимодействующих волн.) Видно, что осцилляциям амплитуды на частотах f_N на фазочастотной характеристике соответствуют скачки фазы, достигающие 360 градусов (помечены звездочками на кривой 2), что сопоставимо с осцилляциями фазы ПМСВ (помечены стрелками) при кратности ее длины волны и расстояния между антеннами. Следует отметить, что интервал изменения фазы на этих частотах заметно превосходит типичную величину для фазочастотной характеристики в случае распространения одной магнитоупругой волны (кривая 3 на рис. 2).



Рис. 2. Частотные зависимости амплитуды $S_{3(1+2)}$ (кривые 1 и 4) сигнала на выходной антенне в отсутствие регулировки (кривая 1) и при ее наличии (кривая 4). Кривые 2 и 3 – частотные зависимости фазы сигнала на выходной антенне при подаче СВЧ мощности одновременно на две антенны $\phi_{3(1+2)}$ и только на одну антенну ϕ_{31} , соответственно. H = 33 Э

На рисунке За приведены полученные для исследованной структуры частотные зависимости $S_{3(1+2)}$ для 30,0 Э (кривая 1) и 31,04 Э (кривая 2). Видно, что на частоте 705,1 Мгц изменение уровня выходного сигнала при изменении величины внешнего поля на 1,4 Э составляет примерно 40 дБ. При этом в зависимости S(H) есть интервал полей H, в котором ее крутизна превышает 250 дБ/Э (см. рис. 26), что может быть применено при разработке высокочувствительных датчиков магнитного поля.



Рис. 3. а) частотные зависимости модуля коэффициента передачи ПМСВ $S_{3(1+2)}$ при H = 30,0 Э (кривая 1) и при H = = 31,04 Э (кривая 2). б) зависимость модуля коэффициента передачи ПМСВ $S_{3(1+2)}$ на частоте 705,1 МГц от величины внешнего магнитного поля H

Работа выполнена в рамках государственного задания № 0030-2019-0013 «Спинтроника» при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-07-09738).

- Schneider T., Serga A.A., Leven B. *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 92, 9022505 (2008).
- Klingler S., Pirro P., Brächer T. *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 105, 152410 (2014).
- Khitun A., Bao M., Wang K.L. // J. Phys. D: Appl. Phys., V. 43, 264005 (2010).
- Csaba G., Papp Á., Porod W. // Physics Letters A, V. 381, 1471 (2017).
- Balynsky M., Gutierrez D., Chiang H. *et al.* // Sci. Reports, V. 7, 11539 (2017).
- Balinskiy M., Chiang H., Kozhevnikov A. *et al.* // J. Magn. Magn. Mater., V. 514, 167046 (2020).
- Бугаев А.С., Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е. и др. // ФТТ, Т.23, №4, 2647 (1981).

Сверхбыстрое фотоиндуцированное разрушение магнитной анизотропии в магнитных гетероструктурах TbCo₂/FeCo

M.C. Гапонов ^{1,*}, С.В. Овчаренко ¹, А.А. Климов ¹, Е.Д. Мишина ¹, В.Л. Преображенский ², N. Tiercelin ³, P. Pernod ³

¹ МИРЭА – Российский технологический университет, Москва 119454, Россия

² Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва 119991, Россия

³ University Lille, CNRS, Centrale Lille, ISEN, Univ. Valenciennes, UMR 8520 - IEMN, F-59000 Lille, France

*mikhail.lab109@gmail.com

В данной работе представлены экспериментальные результаты исследования фотовозбужденной динамики магнитного момента в мультислойных магнитных гетероструктурах TbCo₂/FeCo с обменной связью при приложении внешнего поля по оси трудного намагничивания. Было произведено теоретическое исследования механизмов формирования отклика спиновой системы на фемтосекундное лазерное воздействие путем интегрирования уравнения Ландау – Лифшица - Гильберта для движения магнитного момента. Показано сверхбыстрое разрушение магнитной анизотропии в данных структурах под действием фемстосекундного оптического возбуждения. Проведен анализ эффективности воздействия на спиновую систему в образцах с различным количеством и толщиной обменно - связанных слоев.

Введение

Увеличение вычислительных мощностей современной электроники подняло проблему скорости работы накопителей информации. Одним из возможных способов увеличения скорости записи и считывания информации стала область сверхбыстрого оптомагнетизма, открывшая возможность управления магнитным моментом на временах сравнимых и даже быстрее спин-решёточного, спин-орбитального или обменного взаимодействия [1]. Современная магнитная запись основана на переключении бита информации приложением внешнего магнитного поля. Быстрая запись информации требует генерации коротких импульсов магнитного поля, что сопровождается большими потерями энергии. Поэтому второй актуальной задачей является создание более энергоэффективного способа управление магнитным порядком. В 2011 году была показана концепция ячейки памяти MELRAM(MagnetoELectric Random Access Memory) на основе магнитного элемента с гигантской магнитострикцией, встроенного в пьезоэлектрическую матрицу [2]. Одним из актуальных материалов для данного типа памяти является многослойная гетероструктура TbCo2/FeCo обладающая гигантскими значениями магнитострикции [3].

Все экспериментальные исследования, представленные в данной работе, основаны на методике спектроскопии временного разрешения (pump - probe), модифицированной для решения конкретных экспериментальных задач и показанной в работах [4, 5].

Результаты

Основные результаты наблюдения спиновой динамики, возбуждаемой сверхбыстрой оптической накачкой в одноосной гетероструктуре TbCo2 / FeCo показаны на рис. 1. Для понимания экспериментальных результатов и получения количественной информации была разработана численная модель на основе уравнения ЛЛГ. Уравнение было представлено в виде угловых переменных φ и θ , определяющих проекции магнитного момента Mx = M sin (θ) cos (φ), My = M sin (θ) sin (φ), Mz = M cos (θ).

В рамках предположения фотоиндуцированного нарушения магнитной анизотропии, в свободную энергию пленки была включена энергия анизотропии с параметром H_A(t), зависящая от времени, и энергия взаимодействия магнитного момента с внешними и размагничивающими полями, определяемыми H_x, H_y и 2πM² соответственно:

$$F = -\frac{1}{2}MH_A(t)\sin^2\theta\cos^2\theta - H_xM\sin\theta\cos\varphi - -H_yM\sin\theta\sin\varphi + 2\pi M^2\cos^2\theta.$$
(1)

Представленные результаты демонстрируют сверхбыстрое изменение магнитной анизотропии всех исследуемых образцов, с наибольшей эффективностью вблизи точек спин – реориентационного перехода (СРП). Полученные расчетные характеристики свидетельствуют о не существенных отличиях расчетных параметров. Что так же говорит о тепловом механизме разрушения магнитной анизотропии в данных структурах под действием короткого фемтосекундного накачивающего импульса (рис. 1).

Было установлено, что как изменение толщины отдельных слоев в многослойной структуре TbCo2/FeCo, так и увеличение количества обменно - связанных слоев. не оказывают большого влияния на фотовозбуждаемую спиновую динамику в данной геометрии эксперимента при намагничивании образца по трудной оси под 45 градусов к поверхности образца.

В заключении хотелось бы добавить, что мы предлагаем механизм взаимодействия оптического импульса и спиновой системы, заключающийся в тепловом разрушении поля анизотропии. Показано, что один только этот эффект полностью объясняет наблюдаемые экспериментальные результаты.



Рис. 1. Динамика магнитооптического эффекта Керра в точках СРП (эксперимент и расчеты) для образцов TbCo2/FeCo с различной толщиной слоев и различным количеством обменно-связанных слоев

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 20-12-00276) и РФФИ (грант № 18-52-16021).

- Калашникова А.М., Кимель А.В., Писарев Р.В. // Сверхбыстрый оптомагнетизм. УФН 185 1064– 1076 (2015).
- Tiercelin N., Dusch Y., Preobrazhensky V. & Pernod P. Magnetoelectric memory using orthogonal magnetization states and magnetoelastic switching. J. Appl. Phys. 109, 07D726 (2011).

- Klimov A., Tiercelin N., Preobrazhensky V. & Pernod P. Inhomogeneous spin reorientation transition (SRT) in giant magnetostrictive TbCo2/FeCo multilayers. IEEE Trans. Mag. 42, 3090 (2006).
- Ovcharenko S. *et al.* Photoinduced spin dynamics in a uniaxial intermetallic heterostructure TbCo₂/FeCo // Scientific Reports. - 2020. - T. 10. - № 1. - C. 1-6.
- Gaponov M. *et al.* Ultrafast magnetization dynamics in the vicinity of spin reorientation transition in TbCo2/FeCo heterostructures // Journal of Physics: Condensed Matter. – 2020. – T. 32. – №. 22. – C. 225803.

Управляемая электрическим полем спин-волновая связь в латеральных массивах магнитных структур

А.А. Грачев^{1,*}, Е.Н. Бегинин¹, А.В. Садовников¹

¹ Лаборатория «Магнитные метаматериалы», Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

*stig133@gmail.com

В данной работе будет проведено исследование механизмов управления спин-волновым транспортом в линейном и нелинейном режиме распространения поверхностных и обратных объёмных магнитостатических волн в латеральном массиве магнонных микроволноводов с градиентом параметров среды в направлении, перпендикулярном направлению распространения сигнала.

Введение

В настоящее время традиционным подходом для генерации, передачи и обработки информационных сигналов является использование систем построенных на основе полупроводниковых транзисторов в качестве базовых элементов. Носителем информационных сигналов в этом случае является электрический ток с электронной или дырочной составляющей. Уменьшение топологических норм и соответствующее увеличение количества транзисторов в интегральных схемах возможно только при решении ряда принципиальных проблем - проблемы выделения тепла из-за омических потерь и проблемы организации внутренних межэлементных связей в интегральных схемах [1,2]. Исследование спинволновых явлений в наноразмерных ферромагнетиках представляет фундаментальный интерес для понимания процессов распространения и преобразования волн в средах с пониженной размерностью (одномерных и двумерных) и распределенными неоднородностями - в периодических, модулированных и дискретных средах [3].

Управление электрическим полем спин-волновых спектров в тонких магнонных пленках осуществляется за счет преобразования эффективного внутреннего магнитного поля. Последнее изменяется из-за эффекта обратной магнитострикции (эффекта Виллари) в результате локальной деформации магнитной пленки. Экспериментально продемонстрировано, что электрическая перестройка спинволновых характеристик может быть эффективно использована для управления транспортом магнонов [4,5], что привело к созданию класса спинволновых устройств, таких как двухканальные направленные ответвители, спин-волновые делители [6, 7].

Основная часть

В настоящей работе с помощью численных и экспериментальных исследований продемонстрированы эффекты управления спин-волновой связью в системе из латеральных магнитных микроволноводов с пьезоэлектрическим слоем. Показана эффективная перестройка спин-волновых характеристик с помощью электрического поля, обусловленная локальной деформацией пьезослоя и обратным эффектом магнитострикции в ЖИГ-микрополосках. Проведено исследование влияния геометрических параметров латеральных структур на эффективности дипольной связи распространяющихся в них СВ и выявлены механизмы управления электрическим полем режимами пространственно-частотной селекции СВ.

Для экспериментального исследования механизмов управления спин-волновой связью была изготовлена латеральная структура, представляющая собой массив параллельно ориентированных магнитных микроволноводов (рисунок 1). С помощью метода лазерного скрайбирования из плёнки железоиттриевого граната (ЖИГ) толщиной t = 10 мкм [(YIG) $Y_3Fe_5O_{12}$ (111)] на подложке из галлийгадолиниевого граната [(GGG) $Gd_3Ga_5O_{12}$ (111)] толщиной 500 мкм сформирована система латеральных микроволноводов шириной w = 500 мкм с расстоянием d = 40 мкм между ними. Длина микроволноводов составляла 7 мм. Возбуждение СВ осуществлялось с помощью микрополосковой антенны толщиной 1 мкм и шириной 30 мкм. Структура помещена во внешнее статическое магнитное поле, $H_0 = 1200$ Э, ориентированное вдоль оси *x* для эффективного возбуждения поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ).



Рис. 1. Схема рассматриваемой структуры

На верхней поверхности пьезоэлектрического керамического слоя из титанатацирконата свинца (PZT), толщиной 200 мкм размещён электрод (обозначение "GND" на рисунке 1) из титана толщиной 1 мкм, который не оказывает значительного влияния на распространение СВ в микроволноводах. На другой стороне PZT были напылены электроды из титана, толщиной 100 нм. Отдельно к каждому из электродов в эксперименте прикладывалось напряжение величиной V_c . В эксперименте эффективная механическая связь между микроволноводами и PZT слоем была достигнута с помощью использования двухкомпонентного эпоксидного тензометрического клея.

Для описания физических процессов, определяющих физические характеристики при управлении спин-волновыми сигналами путем создания локальных упругих деформаций, была разработана численная модель на основе метода конечных элементов (МКЭ). На первом этапе выполнялся расчет упругих деформаций, вызываемых внешним электрическим полем в слое пьезоэлектрика. Далее, рассчитывались профили внутреннего магнитного поля в латеральных магнитных микроволноводах. Затем, полученные профили внутреннего магнитного поля использовались в микромагнитном моделировании и расчёте спектров собственных мод, поперечно-ограниченных магнитных микроволноводов с помощью МКЭ.

Экспериментальное исследование влияния локальных упругих деформаций на стационарное распределение интенсивности СВ проводилось методом Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии (МБС) магнитных материалов. Зондирующий лазерный луч с длиной волны 532 нм был сфокусирован на прозрачной стороне ГГГ композитной структуры.

Экспериментально исследование латеральных структур выполнено при поддержке гранта РНФ (№ 20-79-10191), численное исследование на основе метода конечных элементов выполнено при поддержкестипендииПрезидента РФСП-99.2021.5.

- Sadovnikov A.V., Grachev A.A., Sheshukova S.E., Sharaevskii Yu.P., Serdobintsev A.A., Mitin D.M., Nikitov S.A. // Phys. Rev. Lett. 120, 257203 (2018).
- Nikitov S.A., Safin A.R., Kalyabin D.V., Sadovnikov A.V., Beginin E.N., Logunov M.V., Morozova M.A., Odintsov S.A., Osokin S.A., Sharaevskaya A.Yu., Sharaevsky Yu.P. and Kirilyuk A.I. // Phys.-Usp. 63 945 (2020).
- Wang Yi-Pu, Rao J.W., Yang Y., Peng-Chao Xu, Gui Y.S., Yao B.M., You J.Q., and Hu C.-M. // Phys. Rev. Lett. 123, 127202 (2019).
- 4. Fetisov Y.K. and Srinivasan G. // Appl. Phys. Lett., 93, 033508, (2008).
- Sadovnikov A.V., Grachev A.A., Beginin E.N., Sheshukova S.E., Sharaevskii Y.P., and Nikitov S.A. // Phys. Rev. Applied 7, 014013 (2017).
- Wang Q., Heinz B., Verba R., Kewenig M., Pirro P., Schneider M., Meyer T., Lägel B., Dubs C., Brächer T., and Chumak A.V. // Phys. Rev. Lett. 122, 247202 (2019).
- Sadovnikov A.V., Odintsov S.A., Beginin E.N., Sheshukova S.E., Sharaevskii Y.P., and Nikitov S.A. // Phys. Rev. B 96, 144428 (2017).

Мультистабильность магнитных скирмионов в системе наностобиковAu/Co/Pt

В.А. Губанов¹, М. Mruczkiewicz³, I. Vetrova³, Ján Šoltýs³, А.В. Садовников^{1,2}

1 Лаборатория «Магнитные Метаматериалы» Саратовского государственного университета, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012

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

³ Institute of Electrical Engineering SAS Slovak Academy of Sciences Dúbravskácesta 9, 841 04 Bratislava Slovak Republic

*vladmeen@gmail.com

В данной работе было проведено исследование процессов стабилизации скирмионов в наностолбикахAu/Co/Pt. Было проведено микромагнитное моделирование на основе численного решения уравнения Ландау-Лифшица. Выявлено влияние величины обменного взаимодействия Дзялошинского-Мория на тип, стабильность и радиус скирмионов.

Введение

Магнитные скирмионы представляют собой топологически неоднородные конфигурации распределения динамической намагниченности, стабильность которых связана с влиянием обменноговзаимодействия Дзялошинского-Мория (ВДМ), возникающего на интерфейсе между тонкими пленкамиферромагнетиков и тяжелых металлов[1-3]. Исследование стабилизации скирмионовпредставляет большой интерес для области хранения и обработки информационных сигналов за счетвозможности создания устройства памяти со сверхмалым размером и плотной компановкой запоминающих ячеек[4].

Основная часть

Приведены результаты микромагнитного моделирования на основе численного решения уравнения Ландау-Лифшица и экспериментального исследования методом Мандельштам-Бриллюэновского рассеяния света на тонкопленочных многослойных структурах. Данная структура представляет собой массив наностолбиков с повторением тонких слоев Со (ферромагентик)/Рt (тяжелый металл) с буферным слоем из Аи. Во время расчета мультислойСо/Рt был заменен на монослой с усредненными параметрами структуры, в котором зарождался скирмион. Количество повторений варьируется от 2 до 10. Диаметр наностолбиков варьировался от 150 до 500 нм, а толщина мультислоя составляет 0,6 до 1,2 нм в случае моделирования и от 2,7 до 3,3 нм при экспериментальном исследовании. На рисунке 1 представлены результаты микромагнитного моделирования - диаметр скирмионов в наностолбиках диаметром 150 нм при изменении величины ВДМ в случае 1, 3 и 5 мультислоев в структуре.



Рис. 1. Зависимость радиуса скирмиона от величины ВДМ и количества мультислоев в наностолбике

Расчет зависимости диаметра скирмиона от величины обменного ВДМ проводилось следующим образом: задавалось магнитная конфигурация скирмиона, уравновешивание всей системы и измерялся диаметр скирмиона при условии его стабильности. При этом величина ВДМ менялась поэтапно в сторону увеличения.Было выявлено влияние величины обменного взаимодействия Дзялошинского-Мория на стабильность, тип и диаметр скирмиона в многослойной структуре, а также магнитные скирмионы могут быть стабилизированы за счет латерального ограничения структуры.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (№ 18-29-27026 и № 20-37-90020).

Литература

 Yang H. et al. // Phys. Rev. Lett. 115, 267210 (2015).

- Kolesnikov A.G., Stebliy M.E., Davydenko A.V., Kozlov A.G., Osmushko I.S., Korochentsev V.V., Ognev A.V., Gerasimenko A.V., Sadovnikov A.V., Gubanov V.A., Nikitov S.A., Wang X., Wan C.H., Fang C., Zhao M., Han X.F., Samardak A.S. Magnetic properties and the interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction in exchange biased Pt/Co/NixOy films // Applied Surface Science, Vol. 543, 148720 (2021).
- Gusev N.S., Sadovnikov A.V., Nikitov S.A., Sapozhnikov M.V. and Udalov O.G. Manipulation of the Dzyaloshinskii–Moriya Interaction in Co/Pt Multilayers with Strain // Phys. Rev. Lett. 124, 157202 (2020).
- Zelent M., Tóbik J., Krawczyk M., Guslienko K.Y. and Mruczkiewicz M. // Phys. Status Solidi RRL. Phys. Status Solidi RRL, 11, 1770350 (2017).

Спин-волновой транспорт в магнитном микроволноводе с линейно изменяющейся толщиной и шириной

В.А. Губанов¹, Р.М. Шаповал¹, А.В. Садовников^{1,2}, С.Е. Шешукова¹

¹Лаборатория «Магнитные Метаматериалы» Саратовского государственного университета, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012 3

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

*vladmeen@gmail.com

Экспериментально и численно исследовано распространение спиновых волн в структуре с линейно изменяющейся толщиной и шириной. Исследованы механизмы управления свойствами распространяющихся спиновых волн из-за геометрической конфигурации системы.

Введение

В настоящее время исследование распространения магнитостатических волн (МСВ) в ферромагнитных структурах представляет большой интерес [1-4] ввиду возможности использования для обработки и хранения информационных сигналов. Одной из такой структур является волноведущая система с линейно изменяющимися толщиной и шириной.

Основная часть

В качестве ферромагнетика используется пленка железо-иттриевого граната (ЖИГ), сформированной на подложке гадолиний-галлиевого граната (ГГГ).



Рис. 1. Исследуемый микроволновод с линейно изменяющейся шириной и толщиной

Длина структуры составляла 10 мм, ширина варьировалась от 2,5 мм до 200 мкм. Толщина рассматриваемой структуры изменялась от 10 мкм до 200 нм. Такое изменение толщины было получено при помощи поэтапного травления пленки ЖИГ при использовании химических элементов. Исследование данной структуры проводилось при помощи методов микромагнитного моделирования и Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии рассеяния света (МБС). Для получения экспериментального макета было проведено микромагнитное моделирование в программном пакете с открытым исходным кодом MuMax3. При моделировании структуры на концах волновода использовались области с увеличенным параметром затухания на границах структуры для уменьшения влияния отраженного сигнала.

Возбуждение МСВ происходило при помощи подачи СВЧ сигнала на микрополосковую антенну шириной 30 мкм, расположенной в широкой области микроволновода. Были получены спектры прохождения спинволнового сигнала в структуре с линейно-изменяющейся толщиной и шириной. Получены режимы, при которых наблюдалось усиление спинволнового сигнала вдоль распространения волны от широкой части с большей толщиной волновода до узкой части с наименьшей толщиной и представлены в виде пространственного распределения намагниченности МСВ. Эти режимы подтверждаются экспериментально полученными методом МБС картами распределения динамической намагниченности.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ (№ 20-79-10191).

Литература

- Kruglyak V.V., Demokritov S.O., & Grundler D. // Journal of Physics D: Applied Physics, 2010, 43(26), 264001.
- Sander, D., Valenzuela, S. O., Makarov, D., et. al.// Journal of Physics D: Applied Physics, 2017, 50(36), 363001.
- 3. Губанов В.А., Мартышкин А.А., Шешукова С.Е., Садовников А.В. Управление свойствами спин-

волнового транспорта в полукольцевом магнонном микроволноводе // Журнал технической физики 2019, том 89, выпуск 11. С. 1726.

 Sadovnikov A.V., Grachev A.A., Gubanov V.A., Odincov S.A., Martyshkin A.A., Sheshukova S.E., Sharaevskii Yu.P., and Nikitov S.A. Spin-wave intermodal coupling in the interconnection of magnonic units, Appl. Phys. Lett. 112, 142402 (2018).

Управление анизотропией в меандровой структуре изпермаллоя при касательном намагничивании

Ю.А. Губанова¹, В.А. Губанов¹, N. Noginova², Е.Н. Бегинин¹, А.В. Садовников¹

¹Лаборатория «Магнитные метаматериалы» Саратовского государственного университета, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012. ²Materials Science and Engineering, Center for Materials Research Norfolk State University, Norfolk, VA 23504.

*yulya29022095@gmail.com

В данной работе была исследована возможность управления анизотопией в меандровой структуре из пермаллоя при касательном намагничивании. Выявлены режимы, при которых происходит расщепление ФМР пика на две составляющие – низкополевую и высокополевую.

Введение

Одним из методов управления анизотропией является структурирование ферримагнитных пленок. Недавно было показано, что в структурах с с применением травления возможно возбуждение спинволновых резонансов [1-3]. В настоящей работе методомферромагнитного резонанса (ФМР) проводятся исследования влияния формы на свойства распространения спиновых волн. При использовании метода ФМР происходит возбуждение колебаний типа однородной прецессии вектора намагниченности, вызываемое переменным магнитным полем (СВЧ-полем), перпендикулярным внешнему постоянному магнитному полю H₀. Проведено экспериментальное и микромагнитное исследованиепиков ФМР от угла подмагничивания

Основная часть

Было проведено численное моделирование исследуемой структуры методом конечных разностей путем решения уравнения Ландау — Лифшица с затуханием Гильберта. Исследуемая структура представляет меандровыйволновод из пермаллоя (20% Fe + 80% Ni) с периодом модуляции p=740 нм [4,5]. Толщина пермаллоевого слоя составляла h=50нм. Высота всей периодической структуры w=170 нм.

Была построена зависимостьпиков ФМР от угла подмагничивания α (рис 1). Нулевое значение угла принималось при направлении внешнего магнитного поля вдоль оси х. Пунктирной линией выделены пики ФМР. Хорошо видно, что при направлении поля вдоль оси х (0 градусов) существует один пик. При увеличении угла начиная с угла 20 градусов происходило расщепление пика на 2 ветви - низкополевую и высокополевую. При достижении угла 90 градусов мы наблюдаем случай с 2-мя пиками.Исследуя ФМР было выявлено, что что вертикальный и горизонтальные сегменты вносят разные вклады в ФМР.



Рис. 1. Зависимость пиков ФМР от угла подмагничивания

При приложении поля вдоль оси х (когда вертикальные секции ненасыщены) на графике наблюдается один пик, а при приложении поля вдоль оси z (все сегменты насыщены) наблюдается несколько пиков ФМР. Построив зависимость пиков ФМР от угла подмагничивания при разных толщинах вертикальных сегментов меандровой структуры, было выявлено что при уменьшении толщины вертикальной секции - происходит сближение низкополевых и высокополевых ветвей.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№18-29-27026) и гранта президента РФ МК-1870.2020.9.

Литература

- Мартышкин А.А., Одинцов С.А., Губанова Ю.А., Бегинин Е.Н., Шешукова С.Е., Никитов С.А., Садовников А.В. Управляемый спинволновой транспорт в магнонно-кристаллической структуре с одномерным массивом отверстий // Письма в ЖЭТФ, том 110, вып. 8 (2019).
- 2. Губанов В.А., Мартышкин А.А., Шешукова С.Е., Садовников А.В. Управление свойствами спин-волнового транспорта в полукольцевом

магнонном микроволноводе // Журнал технической физики 2019, том 89, выпуск 11. С. 172.

- Sadovnikov A.V., Gubanov V.A., Sheshukova S.E., Sharaevskii Yu.P., Nikitov S.A. Spin-wave drop filter based on asymmetric side-coupled magnonic crystals// Phys. Rev. Applied. 9, 051002 (2018).
- Durach M., Noginova N. // Phys. Rev. 2017,B 96 (19), 195411.
- Beginin E.N., Sadovnikov A.V., Sakharov V.K., Stognij A.I., Khivintsev Y.V., Nikitov S.A. // JMMM, 492, (2019),165647.

Импульсный лазерный отжиг слоев GaAs, легированных атомами переходных 3d элементов

Ю.А. Данилов^{1, *}, О.В. Вихрова¹, И.Л. Калентьева¹, Р.Н. Крюков¹, А.В. Кудрин¹, Ю.М. Кузнецов¹, З.Э. Кунькова², В.П. Лесников¹, А.В. Нежданов¹, А.Е. Парафин³, Е.А. Питиримова¹, А.И. Руковишников²

¹ Нижегородский университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23/3, Нижний Новгород, 603950.

² Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.П. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино Московской области, 141190.

³ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*danilov@nifti.unn.ru

Экспериментально установлено, что использование одиночных импульсов эксимерного KrF лазера для отжига GaAs, сильнолегированного Mn и Fe, позволяет формировать слои ферромагнитного полупроводника. Исследованы структура, электрические и оптические свойства полученных слоев. Показано, что ферромагнитные свойства (аномальный эффект Холла и отрицательное магнетосопротивление) наблюдаются для GaAs:Fe вплоть до 300 К.

Полупроводники, сильнолегированные атомами переходных элементов, имеющими нескомпенсированный магнитный момент внутренних электронных оболочек, представляют интерес для создания приборных структур спинтроники. Эти материалы выделяют в отдельный класс разбавленных магнитных полупроводников (РМП). Большая часть исследований РМП [1] выполнена при их получении методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Альтернативой этому методу является импульсное лазерное нанесение (ИЛН) [2]. Однако, в некоторых случаях температура Кюри (T_C) РМП, полученных лазерным методом, оказывается относительно невысокой, вероятно, из-за присущего этому методу воздействия лазерной плазмы на растущий слой. Так, для GaAs: Мп обычные значения T_C составляют 30 – 40 К. В этом отношении полезным может быть подходящее послеростовое воздействие на РМП. В [3] показано, что выращенные лазерным методом слои GaAs:Мп в результате воздействия одиночных импульсов эксимерного лазера обнаруживают резкое увеличение электрической активации атомов марганца и, соответственно, увеличение температуры Кюри до 110 – 120 К. Представляет интерес сравнение эффектов лазерного отжига для магнитных полупроводников с легированием различными примесями. В данном исследовании метод ИЛН применен для формирования GaAs, легированного марганцем и железом, а последующий импульсный лазерный отжиг (ИЛО) использован для модифицирования слоев. То, что слои GaAs:Fe при их получении методом ИЛН могут быть ферромагнитными, показано в [4].

Методика эксперимента

Легированные железом (или марганцем) слои GaAs толщиной 40 – 50 нм были выращены методом импульсного лазерного нанесения на подложках i-GaAs(001). Лазер АИГ:Nd (длина волны 532 нм, длительность импульса 10 нс, частота повторения 10 Гц, энергия в импульсе 250 мДж) сфокусирован на распыляемой составной мишени (нелегированный GaAs с сектором из Fe или Mn), вращающейся в вакуумной камере (давление ниже 10^{-6} Topp). Температура подложки (T_g) варьировалась от 60 до 400°С, содержание атомов переходных элементов (Y) - от 0.12 до 0.25, а скорость нанесения составляла 2 - 2.5 нм/мин.

Исследовано послеростовое воздействие эксимерного KrF лазера с длиной волны 248 нм и длительностью одиночных импульсов порядка 30 нс на оптические и электрические свойства слоев GaAs:Fe и GaAs:Mn. Плотность энергии (E) в импульсе эксимерного лазера варьировалась от 200 до 450 мДж/см². Изучены спектры оптического отражения слоев в диапазоне энергий кванта 2 – 6 эВ (спектрофотометр Varian Cary 6000i), эллипсометрические спектры в диапазоне 1.25 -4.5 эВ (светодиодный спектроэллипсометр [5]), спектры комбинационного рассеяния света – КРС - (комплекс NTEGRA Spectra, NT-MDT), рентгеновские фотоэлектронные спектры и электрические параметры с помощью измерений эффекта Холла.

Результаты

Структура исходных выращенных слоев определяется температурой выращивания: для T_g = 400°C спектр оптического отражения GaAs:Fe соответствовал монокристаллическому GaAs, а для $T_{\rm g} \leq$ 200°С спектр указывал на нарушение дальнего порядка в слоях. Для слоев GaAs:Fe ($T_g = 200^{\circ}$ C) процедура импульсного лазерного отжига изменяет спектр отражения до спектра монокристаллического GaAs только при энергии импульса ≥350 эллипсометрических мДж/см². Моделирование спектров исходного образца GaAs:Fe ($T_{\rm g} = 200^{\circ}$ C, $Y_{\rm Fe} = 0.25$) показало, что наблюдаемые спектры могут быть откликом композитной среды, состоящей из легированной матрицы с нарушенной кристаллической структурой и включениями второй железосодержащей фазы. После ИЛО с $E = 360 \text{ мДж/см}^2$ эллипсометрические спектры приближаются по форме к спектрам монокристаллического GaAs.

Электрические измерения продемонстрировали, что ИЛО приводит к существенному снижению слоевого сопротивления (R_s) как для GaAs:Fe, выращенного при $T_g = 400^{\circ}$ С, так и для слоев, выращенных при более низких температурах. Например, для GaAs:Fe ($T_g = 200^{\circ}$ С, $Y_{Fe} = 0.25$) значения R_s изменяются от 2×10⁶ Ом/кв. (исходный образец) до 310 и 240 Ом/кв. для образцов, отожженных при E= 200 и 300 мДж/см², соответственно.



Рис. 1. Зависимость слоевой концентрации дырок от энергии ИЛО для GaAs, легированного Mn и Fe (Y = 0.25). Для GaAs:Fe показаны магнитополевые зависимости сопротивления Холла (правая вставка) и магнетосопротивления (левая вставка). Температура измерений = 300 К

Измерения эффекта Холла (рисунок 1) показали, что слои GaAs:Fe, отожженные при $E \ge 200$ мДж/см², имеют р-тип проводимости (также как и образцы GaAs:Mn) независимо от T_g в указанных выше пределах. Монотонное снижение R_s и увеличение слоевой концентрации дырок с ростом E характерно и для отожженных слоев GaAs:Mn. Для GaAs:Mn ($T_g = 200^{\circ}$ С, $Y_{Mn} = 0.25$) спектры КРС (рисунок 2) до ИЛО включают пики, соответствующие продольной и поперечной оптическим модам, а после ИЛО обнаруживают появление связанной фонон-плазмонной моды, что можно отнести к резкому увеличению концентрации свободных дырок.



Рис. 2. Спектры комбинационного рассеяния света для образцов GaAs:Мn до ИЛО и GaAs:Мn и GaAs:Fe (во всех случаях Y = 0.25) после ИЛО с *E* = 360 мДж/см²

Магнитополевая зависимость эффекта Холла для подвергнутых ИЛО слоев GaAs:Fe является аномальной (рисунок 1, правая вставка), а магнетосопротивление – отрицательным, что свидетельствует о ферромагнетизме по крайней мере до 300 К.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 19-19-00545).

- Dietl T., Ohno H. // Review of Modern Physics, V. 86, 187 (2014).
- Звонков Б.Н., Вихрова О.В., Данилов Ю.А. и др. // Оптический журнал, Т. 75(6), 56 (2008).
- Вихрова О.В., Данилов Ю.А., Звонков Б.Н. и др. // ФТТ, Т. 59, 2130 (2017).
- Kudrin A.V., Lesnikov V.P., Danilov Yu.A., *et al.* // Semicond. Sci. Technol., V. 35, 125032 (2020).
- Ковалёв В.И., Руковишников А.И., Ковалёв С.В. и др. // Оптический журнал, Т. 83(3), 55 (2016).

Ферромагнитный резонанс шестислойных структур [Co/Pt]₅/Co с неколлинеарным намагничиванием

Е.С. Демидов^{1*}, Л.И. Бударин¹, А.А. Фраерман², Н.С. Гусев², В.Л. Миронов²

¹ Нижегородский госуниверситет им. Н.Н. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп.3, 603950.

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*demidov@phys.unn.ru

Приводятся новые результаты измерений ФМР структур (Co/Pt)₅/Co при различных температурах, начиная с 110К, определения влияния температуры на анизотропию намагничивания и взаимодействие слоёв с неколлинеарным намагничиванием. Установлено что с понижением температуры линия ФМР структуры с перпендикулярным намагничиванием (Co/Pt)5 смещается в сторону больших полей, что может означать увеличение намагниченности насыщения слоёв кобальта. Обнаруженное сближение акустической и оптической линий ФМР структур (Co/Pt)5/Co с уменьшением температуры может быть связано как с изменением величин ОВ так и констант магнитной анизотропии.

Введение

Слоистые структуры с неколлинеарным намагничиванием представляют интерес для реализации специальных локализованных спиновых конфигураций, которые являются перспективными в новых магниторезистивных и магнитооптических структурах спинтроники [1,2]. Целью работы является экспериментальное исследование спектров ферромагнитного резонанса (ФМР) ферромагнитной многослойной структуры (Co/Pt)5/Со в зависимости от ориентации внешнего магнитного поля и нормалью к поверхности пленки для различных параметров пленок, определение величины обменного взаимодействия (OB) между подсистемами с анизотропией типа "легкая ось" (пленка (Co/Pt)5 с толщиной слоя Со 0.7 и 0.9 нм) и анизотропией типа "легкая плоскость" (слой Со 10 нм). Предварительные данные были получены в ходе исследования угловых зависимостей спектров ФМР наноразмерных слоистых структур на кремниевых подложках, в числе которых отдельные слои Со, пятислойные структуры (Co/Pt)5 и шестислойные структуры [Co/Pt]5/Co с различной толщиной магнитных слоёв Со и немагнитных прослоек Pt. В качестве основного метода диагностики структур был использован метод ФМР. Для извлечения данных о величине и анизотропии намагниченностей слоёв, межслоевого обменного взаимодействия экспериментальные спектры ФМР сравнивались с расчётными спектрами. Компьютерное моделирование спектров осуществлялось на основе уравнений Ландау-Лифшица-Гильберта с матрицей коэффициентов до 12×12. Равновесные направления намагниченностей слоёв определялись из минимума свободной энергии. Результаты определения при комнатной температуре сравнительно большого ферромагнитного обменного взаимодействия около 2 мДж/м2 были приведены в наших статьях [1,2]. В настоящем докладе приводятся новые результаты измерений ФМР структур [Co/Pt]₅/Co при различных температурах, начиная с 77К, определения влияния температуры на анизотропию намагничивания и взаимодействие слоёв с неколлинеарным намагничиванием.

Результаты и обсуждение



Рис. 1. а) Экспериментальные и моделируемые угловые зависимости положения резонансного пика FMR (*θ*_H) для Co(10)/Si (черные точки и кривая), то же самое для структуры (Co(0.9)Pt(1.5))₅/Si (светлые точки и двойная кривая); b) то же самое для структуры (Co(0.9)Pt(1.5))₅Co(10)/Si (светлые точки и верхняя кривая – акустическая ветвь колебаний, чёрные и нижняя кривая – оптическая ветвь

На рисунке 1 представлены экспериментальные и вычисленные угловые зависимости положения резонансного пика FMR ($\theta_{\rm H}$) для слоя Co(10)/Si и структуры (Co(0.9)Pt(1.5))₅/Si а также то же самое для структуры (Co(0.9)Pt(1.5))₅Co(10)/Si. Результаты численного моделирование ФМР удалось подогнать к эксперименту с параметрами Co: намагниченность насыщения M_s =1420 Гс, g – фактор

g=2.15, константу анизотропии $K_2 = 1.44 \cdot 10^7$ Дж/м³ для пяти тонких слоёв 0.9 нм и $K_2 = 4.0 \cdot 10^6 \, \text{Дж/м}^3$ для толстого слоя 10 нм. ОВ между пятислойкой (Co(0.9)Pt(1.5))₅ и 10 нм слоем Со приводит к снятию вырождения в районе точки пересечения при $\theta_H=30^\circ$ кривых на рис.1а. Оно оказалось сравнительно большим около 2.2 мДж/м². Температурные зависимости ФМР структур (Co(t)Pt(1.5))5/Si и (Co(t)Pt(1.5))₅Co(10)/Si для t = 0.9 и 0.7 нм снимались при ориентации поля $\theta_H=30^\circ$, при которой, согласно рис.1, обменное расщепление наиболее велико. На рисунке 2 показана температурная зави-ΦΜΡ симость пятислойной структуры (Co(0.9)Pt(1.5))₅/Si. С понижением температуры линия ФМР смещается в сторону больших полей. Для структуры с перпендикулярным намагничиванием это может означать увеличение эффективной намагниченности насыщения слоёв кобальта.



Рис. 2. Температурная зависимость первой производной Y(*H*) спектра поглощения ФМР структуры пятислойки (Co(0.9)Pt(1.5))₅ при *θ_H*=30°. Справа цифрами указана температура в градусах Кельвина

На рисунке 3 показана температурная зависимость Φ MP структуры (Co(0.9)Pt(1.5))₅Co(10)/Si. Видна только акустическая мода прецессии спинов.

Рис. 3. Температурная зависимость первой производной $\Upsilon(H)$ спектра поглощения ФМР структуры (Co(0.9)Pt(1.5))₅Co(10)/Si при θ_{H} =30°

Выделение слабой по амплитуде оптической линии было произведено путём обработки спектра в интегральной форме Y(H) с результатом на рисунке 4.



Рис. 4. Температурная зависимость оптической линии спектра поглощения ΦMP Y(*H*) структуры (Co(0.9)Pt(1.5))₅Co(10)/Si при θ_{tr} =30°

Из данных на рисунках 3 и 4 следует противоположное температурное смещение акустической и оптической линий ФМР для (Co(0.9)Pt(1.5))₅Co(10), показанное на рис.5 вместе со смещением линии ФМР пятислойной структуры (Co(0.9)Pt(1.5))₅ по данным на рисунке 2.



Рис. 5. Температурные зависимости резонансного поля ФМР пятислойной структуры (Co(0.9)Pt(1.5))₅ и акустической (А) и оптической (О) линий ФМР шестислойной структуры (Co(0.9)Pt(1.5))₅Co(10) при *θ_H*=30°

В докладе обсуждается сближение акустической и оптической линий ФМР с уменьшением температуры, которое может быть связано с изменением величин ОВ и констант магнитной анизотропии. Приводятся результаты численного моделирования. Аналогичные результаты получены для структуры с более тонким слоем кобальта (Co(0.7)Pt(1.5))₅Co(10)/Si.

- Fraerman A.A., Ermolaeva O.L., Skorohodov E.V. et al. // JMMM 393, P.452–456 (2015).
- Demidov E.S., Gusev N.S., Budarin L.I. *et al.* // J. Appl. Phys. V. 120, P. 173901 (2016).

Теоретическая модель термоиндуцированной передачи вращательных моментов в магнитных гетероструктурах типа «ферромагнетик-тяжелый металл»

Г.Д. Демин^{1, *}, Н.А. Дюжев¹

¹ Национальный исследовательский университет «МИЭТ», пл. Шокина,1, Москва, Зеленоград, 124498.

*demin@ckp-miet.ru

Построена квантово-механическая модель теплового переноса спин-орбитального вращательного момента в магнитной гетероструктуре типа «ферромагнетик-тяжелый металл». Проведен расчёт теплового градиента вдоль токопроводящего электрода спин-орбитальной структуры при различном типе разогрева (микроволновым током, лазерным излучением), на основе которого рассчитаны зависимости компонент вращательного момента от разницы температур на границах электрода. Полученные результаты могут быть полезны при разработке термоэлектрических спин-орбитальных устройств с пониженным энергопотреблением.

Введение

В настоящее время большое внимание исследователей посвящено развитию технологии будущего поколения магниторезистивной памяти на эффекте спин-орбитального переноса вращательного момента (SOT-MRAM), отличающейся повышенной энергоэффективностью, высокой надежностью и суб-наносекундным временем переключения (около сотни пкс [1]). Зарождающаяся область спиновой калоритроники расширяет границы использования данного явления применительно к реализации нового класса приборов на спиновых эффектах. Теоретические оценки термо-индуцированного спинового тока, обобщенные Д. Слончевским в 2010 году для феррит-содержащих магнитных туннельных переходов (МТП), указывают на то, что тепловой вращательный момент (thermally-driven spin-transfer torque) может на порядок превосходить спиновый вращательный момент, переносимый спин-поляризованными носителями заряда [2]. Совсем недавно была экспериментально продемонстрирована возможность генерации теплового спин-орбитального момента в образцах W/CoFeB/MgO в присутствии ненулевого градиента температуры в плоскости слоев [3]. Полученный оригинальный результат является следствием наличия термоэлектрического спинового эффекта Нернста в спин-орбитальных магнитных гетероструктурах, аналогичного действию спинового эффекта Холла при латеральном протекании тока. Тепловой момент открывает путь к эффективной манипуляции намагниченностью

ферромагнитного слоя, поскольку позволяет снизить пороговые токи переключения, что подтверждается экспериментом. Для понимания дальнейших перспектив применения данного эффекта к разработке нового класса устройств актуальной задачей становится теоретическое изучение возможных механизмов его повышения в наноразмерных магнитных структурах, обладающих сильной спин-орбитальной связью. В частности, интересно рассмотреть перенос теплового момента при неоднородном разогреве шины тяжелого металла спин-орбитальной гетероструктуры «ферромагнетик-тяжелый металл» переменным током, что может послужить термо-индуцированной генерации выходного СВЧ сигнала и использоваться для беспроводной телекоммуникации спинтронных устройств в нейроморфных вычислительных системах.

Описание модели

В работе была рассмотрен разогрев спин-орбитальной структуры в форме крестообразного «холловского» элемента состава ТМ (х нм)/СоFeB (1.5 нм)/MgO (2 нм)/Та (2 нм), представленной на рисунке 1, где ТМ – шина тяжелого металла толщины х нм. Ширина и длина полоски Холла – 6 мкм и 1 мм соответственно, размер квадратного ферромагнитного островка – 5 мкм х 5 мкм. В качестве источника разогрева в моделировании был взят лазер из работы [3] с длиной волны 660 нм, мощностью 45 мВт и радиусом пучка, равном 3 мкм, интенсивность которого подчиняется Гауссову распределению. В программной среде COMSOL MultiPhysics был проведен тепловой расчёт градиента температуры вдоль шины тяжелого металла на основе решения уравнения теплопроводности с учетом тепловых свойств слоев и падающей на структуру тепловой мощности:

$$\rho_{mT}C_{mPT} \cdot (\partial T / \partial t) = \nabla [\kappa_{mT} \nabla T] + Q_{SV}, \quad (\phi 1)$$

где $\rho_{mT} = \rho_m(T)$, $C_{mPT} = C_{mP}(T)$, $\kappa_{mT} = \kappa_m(T)$ - плотность, теплоемкость и теплопроводность материала слоя, а объемная плотность мощности Q_{SV} определяется соотношением:

$$Q_{SV} = A_{mT} (1 - R_{mT}) \wp_{IN}(r, t) e^{-A_{mT}|z|}, \qquad (\phi 2)$$

где $A_{mT} = A_m(T)$, $R_{mT} = R_m(T)$ - коэффициент адсорбции (в [м⁻¹]) и отражательная способность материала слоя, $\mathcal{O}_{IN}(r,t) = P_{0S} \exp(-r^2 / R_S^2)$, P_{0S} - поверхностная плотность мощности лазера, R_S - радиус пятна лазера, $r = ((x - x_0)^2 + (y - y_0)^2)^{0.5}$, (x_0, y_0) - координаты центра пятна лазера.



Рис. 1. Модель лазерного разогрева спин-орбитальной структуры типа TM/CoFeB/MgO/Ta, где TM – тяжелый металл (Pt, Ta, W), ∇T_{TM} – градиент температуры вдоль шины тяжелого металла

Коэффициенты адсорбции $A_{mT} = 4\pi k_{mT} / \lambda_s$ и отражения $R_{mT} = (n_{mT-}^2 + k_{mT}^2) / (n_{mT+}^2 + k_{mT}^2)$ пересчитываются из соответствующих мнимой части $n_{mT} = n_m(T)$ и действительной части $k_{mT} = k_m(T)$ показателей преломления материалов, где $n_{mT-} = n_{mT} - 1$, $n_{mT+} = n_{mT} + 1$.

Результаты моделирования

Проведенное моделирование показало, что, в случае выбора W в качестве тяжелого металла (TM), величина градиента $\nabla_x T_{\text{TM}} = \partial T_{\text{TM}} / \partial x$ вдоль стороны

островка составляет около 7К/мкм, что соответствует скачку температуры $\Delta T_{\rm TM}$ =35 К. В соответствии с полученным градиентом, нами были проведены микроскопические расчёты нормированных компонент теплового вращательного момента, определяющие динамику намагниченности свободного слоя и соответствующие уравнениям:

$$\boldsymbol{\tau}_{\parallel}^{T} = \boldsymbol{b}_{\parallel}^{T} \Delta \mathbf{T}_{\mathrm{TM}}, \boldsymbol{\tau}_{\perp}^{T} = \boldsymbol{s}_{I} \boldsymbol{b}_{\perp}^{T} \Delta T_{\mathrm{TM}}, \qquad (\mathbf{\varphi}\mathbf{3})$$

где s_{τ} - направление градиента, $b_{\|(\perp)}^{T}$ - эффективности передачи отдельных компонент теплового вращательного момента. Рассчитанные зависимости $\tau_{\|(\perp)}^{T}$ от скачка ΔT_{TM} представлены на рисунке 2.



Рис. 2. Тепловые моменты $\tau_{\parallel(\perp)}^{T}$ как функция скачка температуры ΔT_{TM} вдоль шины тяжелого металла

Как видно из рисунка, вращательные моменты τ_{\parallel}^{T} и τ_{\perp}^{T} имеют линейную зависимость от градиента температуры и соизмеримы по величине. Полученные результаты в дальнейшем будут использованы для расчёта тепловой магнитной динамики спин-орбитальных структур.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Фонда содействия инноваций (Грант №439ГР/64873 от 24.12.2020, регистр. номер АААА-А21-121011590123-2) с использованием оборудования ЦКП «МСТ и ЭКБ» МИЭТ.

- 1. Jhuria K. *et al.* // Nat. Electron. V.3, 680-686 (2020).
- Slonczewski J. // Phys. Rev. B V. 82, 054403 (2010).
- Kim J.-M. *et al.* // Nano Lett. Acs. V.20, 7803-7810 (2020).

Диодные структуры на основе магнитных гетеропереходов (A3,Fe)B5/GaAs

М.В. Дорохин¹, М.В. Ведь¹, П.Б. Дёмина¹, А.В. Здоровейщев¹, А.В. Кудрин^{1,2}, В.П. Лесников¹

¹ Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, 603950, Россия, Нижний Новгород, проспект Гагарина 23/3.

² Физический факультет Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, 603950, Россия, Нижний Новгород, проспект Гагарина 23/3. *dorokhin@nifti.unn.ru.

Исследованы вольтамперные характеристики и электролюминесценция в структурах (In,Fe)Sb/n-GaAs и (Ga,Fe)Sb/p-GaAs. Показано, что протекание тока в системе (In,Fe)Sb/n-GaAs аналогично протеканию тока в диодах с барьером Шоттки, а прямое смещение диода соответствует инжекции электронов из магнитного слоя. В системе (Ga,Fe)Sb/p-GaAs формируется сложный гетеропереход, протекание тока через который определяется итоговой зонной структурой этого перехода.

Введение

Разбавленные магнитные полупроводники - полупроводниковые ферромагнитные материалы, легированные атомами переходных элементов - считаются перспективными для применения в качестве элементов спинтроники, т.к. характеризуются высокой степенью спиновой поляризации носителей заряда (основная характеристика для приборов спинтроники) [1]. Наиболее перспективными считаются разбавленные магнитные полупроводники (А3, Fe) В5. В отличие от подробно изученных материалов (А3,Мn)В5, обладающих ферромагнитными свойствами до 170К [1], для ряда материалов (А3, Fe)В5 температура Кюри превышает 300К (например, (Ga,Fe)As, (In,Fe)Sb [2]). Это включает (А3,Fe)B5 в число базовых материалов для построения приборов спинтроники. На текущем этапе развития технологии (A3,Fe)В5 важнейшей задачей является их эффективная интеграция в оптоэлектронные приборы на основе GaAs.

Основной целью настоящей работы является введение функционального слоя разбавленного магнитного полупроводника (A3,Fe)B5 в приборные структуры, а именно в качестве ферромагнитного инжектора спиновых светоизлучающих диодов. Для этого были сформированы гетероструктуры (A3,Fe)B5/GaAs/InGaAs и исследованы возможные механизмы токопереноса.

Методика эксперимента

Исследуемые структуры были выращены на подложках *n*+-GaAs и *p*+-GaAs комбинированным методом, совмещающим газофазную эпитаксию из металлоорганических соединений (МОСГЭ) и импульсное лазерное осаждение. Для этой цели выбраны подложки GaAs с ориентацией (100). На первом этапе методом МОСГЭ при температуре 600°С в атмосфере водорода выращивались следующие слои: буферный слой n-GaAs или p-GaAs, квантовая яма InGaAs толщиной 10 нм, слой нелегированного GaAs толщиной 20 нм. Уровень как донорного, так и акцепторного легирования буферного слоя составил (6-8)•10¹⁶ см⁻³. Конструкция полупроводниковой части структуры соответствовала конструкции спинового светоизлучающего диода с контактом ферромагнетик/полупроводник. Использование именно такой конструкции необходимо как задел для последующей интеграции слоев с контактом (A3,Fe)B5 в приборы со спиновой инжекцией. На втором этапе формирования структур методом импульсного лазерного осаждения в вакууме из составной мишени АЗВ5/Fe при температуре в диапазоне 200-350 °C был сформирован инжектор (A3,Fe)В5 толщиной 40-60 нм, содержание Fe составило 10-20 ат.%. Сформированы структуры (In,Fe)Sb/n-GaAs (структура 1) и (Ga,Fe)Sb/p-GaAs (структура 2). На заключительном этапе методами фотолитографии и химического травления были сформированы меза-структуры диаметром 500 мкм.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 и 2 представлены вольтамперные характеристики структур с инжектором (In,Fe)Sb/n-GaAs и (Ga,Fe)Sb/p-GaAs, соответственно, измеренные в диапазоне температур 10-300 К. Обе характеристики носят выпрямляющий характер: при прямом смещении диода регистрируется резкое повышение тока.



Рис. 1. Вольтамперные характеристики диода на основе структуры (In,Fe)Sb/n-GaAs

Для структуры (In,Fe)Sb/n-GaAs прямое смещение соответствует инжекции электронов в n-GaAs, для структуры 2 – инжекции электронов в p-GaAs.



Рис. 2. Вольтамперные характеристики диода на основе структуры (Ga,Fe)Sb/p-GaAs. На вставке показаны спектры ЭЛ, измеренные при прямом смещении структуры

Вольтамперные характеристики Структуры 2 характеризуются точкой перегиба при \sim 1,25 В и высоким значением коэффициента неидеальности (n \sim 2), что может свидетельствовать о биполярной инжекции в структуре 2. Биполярная инжекция подтверждается наличием электролюминесценции в структуре 2 (Вставка к Рис.2). Электролюминесценция структуры 2 наблюдается при токе выше 10 мА в диапазоне температур 10-200 К, при температуре выше 200 К имеет место термический выброс носителей из активной области и гашение электролюминесценции.

Согласно работе [3], механизмы протекания тока в гетеропереходах InSb/n-GaAs аналогичны механиз-

мам токопереноса в диодах Шоттки. В рассматриваемом случае контактов (In,Fe)Sb/n-GaAs вид BAX подобен характеристикам диодов Шоттки, что позволяет сделать предположение о подобии механизмов протекания тока и в этом случае. Диоды Шоттки являются приборами с униполярной инжекцией, интенсивность электролюминесценции в которых сравнительно невелика.

Данных относительно токопереноса в структурах 2го вида нами обнаружено не было, однако вид зонной диаграммы для гетеропереходов GaSb/p-GaAs хорошо известен [4]. Подобный вид гетероперехода обеспечивает эффективную инжекцию электронов при подаче отрицательного потенциала на (Ga,Fe)Sb (рис. 3).



Рис. 3. Предполагаемый вид зонной диаграммы -GaSb/p-GaAs. В режиме прямого смещение имеет место спрямление потенциального барьера и протекание тока электронов le, это направление отображено стрелкой

В результате регистрируется электролюминесцентное излучение. Таким образом, гетеропереход (Ga,Fe)Sb/GaAs близок по свойствам диодам с p-n переходом.

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект № 18-79-10088).

- Jungwirth T., Sinova J., Masek J., *et.al.* // Rev. Mod. Phys. V.78, 809 (2006).
- Kudrin A.V., Danilov Yu.A., Lesnikov V.P., *et.al.* // Physics of the Solid State. V.59, 2220 (2017).
- Chyi J.-I., Mui D., Chen J., Morkoc H. // Solid-State Electronics. V.34, 747 (1991).
- 4. Kiravittaya S., Kunrugsa M., Thainoi S., *et.al.* // Int. Elect. Eng. Congress (iEECON), P.1-4 (2014).

Циркулярно-поляризованная фотолюминесценция наногетероструктур InGaAs/GaAs/дельта<Mn>

М.В. Дорохин^{1,§}, П.Б. Дёмина^{1,*}, М.В. Ведь¹, Б.Н. Звонков¹, F. likawa², М.А.G. Balanta³

¹ Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, 603950, Россия, Нижний Новгород, проспект Гагарина 23/3.

² Instituto do Fisica "Gleb Watagin", UNICAMP, 777 Sérgio Buarque de Holanda Street - Cidade Universitária Zeferino Vaz, Barão Geraldo, Campinas, Brazil *demina@phys.unn.ru, §dorokhin@nifti.unn.ru

В работе представлены результаты исследований низкотемпературной циркулярно-поляризованной фотолюминесценции в наногетероструктурах InGaAs/GaAs/дельта<Mn>, возбуждаемой как одним, так и последовательно двумя поляризованными импульсами непосредственно в квантовой яме. На основании полученных спектров были проведены расчеты времени жизни носителей в квантовой яме и времени спиновой релаксации в зависимости от температуры и от расстояния между квантовой ямой и дельта-слоем марганца.

Введение

Локализация ферромагнитных (ФМ) включений в узкой области полупроводниковых структур – это один из наиболее перспективных способов придания этим структурам магнитных свойств. В этом случае ФМ включения, оказывают влияние на спин носителей заряда, но не влияют на другие полупроводниковые свойства, например – на подвижность. В настоящей работе представлены результаты исследования гетероструктур InGaAs/GaAs/ δ
Mn> слой. Наличие ферромагнитного δ
Mn> оказывает влияние на спин носителей в квантовой яме InGaAs, а пространственное разделение дельта-слоя и активной области позволяет сохранить на высоком уровне излучательные характеристики.

Методика эксперимента

Образцы для исследования были выращены комбинированным методом МОС-гидридной эпитаксии и лазерного распыления при атмосферном давлении водорода и представляли собой квантовую яму In-GaAs в матрице GaAs с дельта-слоем Mn, расположенным на расстоянии d = 2-12 нм от квантовой ямы в приповерхностной области.

Фотолюминесценция (ФЛ) в образцах возбуждалась импульсным Ті-сапфировым лазером $\lambda_{возб} = 850-870$ нм (непосредственно в квантовой яме) с длительностью импульса 100 фс. Для анализа спиновой поляризации носителей возбуждение ФЛ осуществлялось последовательно двумя поляризованными импульсами с разным знаком поляризации. Варьировались: мощность лазерных импульсов (от 0,4 до 15 мВт), время между импульсами (от 100 до 2000 пс), циркулярная поляризация возбуждающих импульсов (σ +, σ -). Возбуждённое лазерными импульсами ФЛ излучение квантовой ямы регистрировалось посредством стрик-камеры Нататаtsu C4334. Образцы помещались в гелиевый криостат, температура измерений варьировалась от 7 до 80 К.

Результаты и обсуждение

Ранее нами была продемонстрирована магнитоуправляемая циркулярная поляризация исследованных структур, которая обусловлена в большей степени дальнодействующим взаимодействием ионов марганца с носителями (дырками), локализованными в КЯ, и которая наблюдается при пространственном разнесении активной области и магнитного слоя на величину вплоть до 12 нм. Слабая зависимость степени поляризации от расстояния позволяет предположить, что характерная длина взаимодействия значительно превышает 12 нм.

Спектры фотолюминесценции с разрешением по времени при импульсной накачке последовательно двумя импульсами с разной поляризацией показаны на рис.1. Как результат воздействия, структура испускает циркулярно-поляризованное излучение, степень поляризации которого уменьшается с течением времени. Первый возбуждающий импульс обеспечивает генерацию спин-поляризованных электронов и тяжёлых дырок в квантовой яме. По мере рекомбинации этих носителей протекают процессы спиновой релаксации электронов и дырок с характерными временами te и th, соответственно, а также процессы взаимодействия спинполяризованных дырок с ионами Mn, обеспечивающими спиновую поляризацию примесных центров Mn в GaAs [1,2]. Согласно [1,2] время спиновой релаксации Mn значительно выше всех остальных характерных времён системы, поэтому даже после окончания рекомбинации атомы Mn остаются ориентированными по спину.



Рис. 1. Зависимость от времени интенсивности компонент циркулярно-поляризованной люминесценции и степени циркулярной поляризации ФЛ при возбуждении двумя импульсами разных поляризаций

Второй циркулярно-поляризованный лазерный импульс облучает систему через 100-2000 пс после первого. В этом случае фотовозбуждённые электроны и дырки испытывают воздействие ориентированных по спину атомов Mn, что оказывает существенное влияние на динамику спиновой поляризации. Для электронов и дырок рассчитанные временные характеристики соответствуют типичным значениям для квантовых ям InGaAs (порядка 0,5 нс для электронов). Время спиновой релаксации ионов Mn значительно выше (до 5 нс), поэтому спиновая поляризация марганца оказывает значительное влияние на поляризационные характеристики системы. Наиболее ярко это проявляется на временных масштабах порядка 1 нс после окончания действия импульса возбуждения.

Для оценки различия отклика системы на возбуждения с разной поляризацией вводим параметр dP, определяемый как модуль разности степени поляризации ФЛ при одинаковой поляризации импульсов и степени поляризации ФЛ при разной поляризации импульсов (вставка к рис.2). Практически для всех структур, величина dP уменьшается с увеличением времени задержки (рис.2). Уменьшение величины dP с повышением времени задержки связано со спиновой релаксацией марганца, которая уменьшает воздействие магнитных моментов примесных атомов на электрон-дырочную систему в квантовой яме



Рис. 2. Зависимость от времени задержки разности поляризаций при условиях накачки импульсами одинаковой поляризации (σ+- σ+) и импульсами разной поляризации (σ+- σ-), полученная для структур с разным расстоянием от КЯ до дельта-Мп: 1 – 2нм, 2 – 4нм, 3 – 6нм, 4 – 8нм. На вставке показана временная зависимость степени циркулярной поляризации ФЛ при возбуждении импульсами (σ+σ+) и (σ+- σ-)

На температурной зависимости величины dP до 20 К величина эффекта практически не меняется, при T>20 К значение dP резко уменьшается и при 80 К становится сравнимым с погрешностью измерений. Значение T=20 К близко к значению температуры Кюри исследованных структур (30 К по данным [3]). При этом отметим, что эффект наиболее сильно проявляется в том случае, когда дельта-слой Mn находится в ферромагнитном состоянии.

Работа выполнена при поддержке Гранта Президента РФ (МД-1708.2019.2) и фонда РНФ (грант № 19-19-00545).

- Balanta M.A.G., Brasil M.J.S.P., Iikawa F., *et al.* // Nature. Scientific Reports, V.6, P.24537 (2016).
- Moraes F.C.D., Ullah S., Balanta M.A.G., et al. // Scientific Reports, V.9, P.7294 (2019).
- Дорохин М.В., Дёмина П.Б., Малышева Е.И., и др. // Письма в ЖТФ, Т.46, В.2, С.40 (2020).

Экспериментальное и теоретическое исследование кинетики фотолюминесценции в квантовой яме InGaAs/GaAs с монослоем марганца: эффект спиновой памяти

М.В. Дорохин¹, П.Б. Дёмина¹, Д.В. Хомицкий^{2,*}, К.С. Кабаев²

¹ Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, г. Нижний Новгород, 603950.

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

*khomitsky@phys.unn.ru

Построена модель кинетики фотолюминесценции для процессов генерации и рекомбинации носителей в квантовой яме InGaAs/GaAs с монослоем атомов марганца вблизи ямы. Показано, что взаимодействие дырок в квантовой яме с марганцем в форме членов со спин-зависимой релаксацией приводит к модификации интенсивностей и поляризации рекомбинационного излучения, достаточно близко воспроизводящей экспериментальные данные. Физическая причина наблюдаемых эффектов обусловлена также медленной спиновой релаксацией марганца, что приводит к своеобразному эффекту «спиновой памяти».

Введение

Влияние магнитных материалов на спин-зависимые свойства излучающих полупроводниковых структур является одной из центральных задач, решение которой обещает перспективные приложения в спинтронике, фотонике, в создании новых поколений светоизлучающих устройств. Одним из интересных эффектов, наблюдения которого представлены в недавней работе [1], является взаимодействие спинов фотогенерируемых в квантовой яме InGaAs/GaAs носителей с монослоем марганца, расположенного в непосредственной близости от ямы. Медленная спиновая релаксация марганца приводила к возникновению своеобразного эффекта «спиновой памяти» в экспериментах по облучению двумя импульсами лазера с противоположной циркулярной поляризацией. Именно, при воздействии импульсом лазера с противоположной циркулярной поляризацией доля носителей с соответствующей проекцией спина уменьшается по сравнению с откликом на первый лазерный импульс, что приводит к уменьшению поляризации излучения фотолюминесценции. Физическая причина такого эффекта заключается в долгоживущей спиновой поляризации монослоя марганца, обусловленной предыдущим импульсом лазера и взаимодействием с носителями в яме. Эта поляризация влияет на вновь генерируемые носители, выделяя преимущественное направление их поляризации. Недавно авторами работы [1] были выполнены новые эксперименты со структурами, имеющими иные параметры по сравнению с использованными в цитированной работе.

Модель и основные результаты

Целью данной работы является получение экспериментальных данных по фотолюминесценции и построение теоретической модели кинетики фотолюминесценции. В наших структурах до облучения лазером в яме локализованы электроны, а не дырки, как в экспериментах из [1]. Для решения задачи о моделировании кинетики фотолюминесценции был выбран подход с построением кинетических уравнений, который включает в себя уравнения баланса в присутствии лазерных импульсов, который использовался в аналогичных задачах [2,3].

Наша система кинетических уравнений записывается для шести компонент, включающих спинзависимые концентрации электронов Ne_{1,2}, дырок Nh1,2 и атомов марганца Nmn1,2. Разности соответствующих концентраций обозначены как $\Delta Ne_1 = Ne_1 - Ne_2$. Она имеет следующий вид в присутствии генерации носителей под действием импульсов лазера с циркулярной поляризацией $\sigma_{1,2}(t)$, процессов релаксации со скоростями уе,h,Mn, процесса рекомбинации электронов и дырок со скоростью В, процесса спиновой ориентации дырок при их взаимодействии с атомами марганца с переменной скоростью $C = C(Nh_{1,2})$, и процесса ориентации спинов марганца со скоростью *D* вследствие взаимодействия с дырками:

$$dNe_{1,2}/dt = A\sigma_{2,1}(t) - B\min\{Ne_{1,2}, Nh_{2,1}\} - \gamma_e \Delta Ne_{1,2}$$
$$dNh_{1,2}/dt = A\sigma_{1,2}(t) + C(Nh_{1,2})\Delta Nmn_{1,2} - B\min\{Ne_{2,1}, Nh_{1,2}\} - \gamma_h \Delta Nh_{1,2}$$
$$dNmn_{1,2}/dt = D \cdot \Delta Nh_{1,2} - \gamma_{Mn} \Delta Nmn_{1,2}$$
(1)

Система (1) представляет собой систему нелинейных (из-за зависимости $C = C(Nh_{1,2})$) дифференциальных уравнений, которая может быть решена численно. Параметры, входящие в (1), частично известны из таблиц для соответствующих материалов, частично берутся из данных конкретных экспериментов по фотолюминесценции.

Пример решения системы (1) для последовательности импульсов лазера σ_1 , σ_2 с противоположными циркулярными поляризацией показан на рис.1 для окна между импульсами лазера $\tau = 0.5$ нс. Здесь возникает разность поляризаций для излучения фотолюминесценции по сравнению с последовательностью одинаковых импульсов (не показана на рис.1). Зависимость поляризации излучения P_{1,2} от времени вместе с их разностью ΔP показана на рис.2. Ненулевая ΔP обусловлена наведённой первым импульсом σ₁ спиновой поляризацией марганца, которая имеет достаточно большое время релаксации (порядка 4 нс) и влияет на поляризацию дырок вторым импульсом σ₂, производя своеобразный эффект «спиновой памяти». Это влияние, как следует из решения системы (1), носит противоположный по поляризации характер, что приводит к уменьшению степени поляризации. Подобные результаты, наблюдавшиеся в [1] на ином типе структур, получили объяснение и в наших новых экспериментах с помощью модели (1). Количественное согласие максимальной ΔP , взятой в момент времени to, когда интенсивности максимальны, составляет на рис.2 величину 34%, что находится в удовлетворительном согласии с экспериментальными результатами, где эта разность варьировалась в интервале 32-42%.

Исследованные характеристики фотолюминесценции и построенная модель могут служить инструментом для оптического исследования намагниченности слоёв материалов вблизи полупроводниковых квантовых ям, что перспективно для приложений в спинтронике и фотонике.



Рис. 1. Интенсивности фотолюминесценции *I*_{1,2} с левой и правой циркулярной поляризацией после двух импульсов лазера с противоположной циркулярной поляризацией и окном между импульсами лазера 0.5 нс. Поляризация после второго импульса меньше, чем после первого



2. Поляризации Рис. излучения **P**_{1,2} для фотолюминесценции после импульсов лазера С одинаковой (синяя кривая P1) и противоположной (зелёная кривая P2) циркулярной поляризацией и разность поляризаций Δ*P* (красная кривая). В момент времени t₀ максимума интенсивностей ΔP достигает 34%, что согласуется с экспериментальными данными

Работа поддержана грантом РФФИ 18-29-19173.

- Balanta M.A.G., Brasil M.J.S.P., Iikawa F. *et al.* // Phys. Rep., V. 6, 24537 (2016).
- Shamirzaev T.S., Debus J., Yakovlev D.R. *et al.* // Phys. Rev. B, V. 94, 045411 (2016).
- Shamirzaev T.S., Rauter J., Yakovlev D.R. *et al.* // Phys. Rev. B, V. 96, 035302 (2017).

Магнонная логика на сфокусированных пучках спиновых волн в пленках ЖИГ

Г.М. Дудко¹, Ю.В. Хивинцев¹, В.К. Сахаров¹, А.В. Кожевников¹, М. Madami², G. Gubbiotti³, А. Khitun⁴, Ю.А. Филимонов^{1*}

¹ Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019.

² Dipartimento di Fisica e Geologia, Università di Perugia, Perugia, Italy

³ Istituto Officina dei Materiali del CNR , sede secondaria di Perugia, Perugia, Italy

⁴ Electrical Engineering Department, University of California - Riverside, Riverside, CA, USA, 92521.

*yuri.a.filimonov@gmail.com

С помощью микромагнитного моделирования и метода микросфокусированного Мандельштам-бриллюэновского рассеяния света рассмотрены эффекты распространения и интерференции сфокусированных пучков спиновых волн в пленках железоиттриевого граната (ЖИГ). Показано, что на основе интерференции сфокусированных пучков могут быть построены устройства магнонной логики аналогичные мультипортовым устройствам на основе пленочных микроволноводов ЖИГ. ..

Введение

Эффекты интерференции спиновых волн (СВ) в структурах на основе магнитных пленок могут быть использованы для выполнения логических операций [1,2], построения магнитной голографической памяти [3], магнитных сенсоров [4]. Для реализации таких элементов могут быть использованы мультипортовые структуры на основе системы микроволноводов типа интерферометра Маха-Цендера и магнонных сетей на их основе [1-4]. Цель данной работы с помощью микромагнитного моделирования и метода микросфокусированного Мандельштамбриллюэновского рассеяния света (МБРС) рассмотреть возможность реализации магнонных вычислений на принципах магнонной оптики, где интерференция СВ организуется не в решетках микроволноводов, а с помощью узконаправленных и сфокусированных пучков СВ, формируемых преобразователями, размещенными на поверхности магнитной пленки.

Отметим, что подходы к формированию узконаправленных и сфокусированных пучков CB активно исследуются [5,6]. Показано, что характер дисперсии CB существенно определяет форму фокусируюцих преобразователей [5]. Фокусирующие антенны для CB с изотропным характером дисперсии, как, например, прямые объемные CB в нормально намагниченных пленках, имеют вогнутую форму со стороны фокуса, как и в случае обычной оптики. Для CB с анизотропным характером дисперсии, таких как поверхностные (ПСВ) и обратные объемные (ООСВ) спиновые волны в касательно намагниченных пленках, фокусирующие преобразователи имеют выпуклую форму [5]. Известно также [6], что в касательно намагниченных пленках с помощью прямолинейных преобразователей, ориентированные под некоторым углом θ к направлению магнитного поля H, могут формироваться узконаправленные пучки ПСВ и ООСВ.

Структуры и результаты.

Исследовалась фокусировка, распространение и интерференция поверхностных (ПСВ) и обратных объемных (ООСВ) спиновых волн при возбуждении криволинейными фокусирующими преобразователями, интегрированными на поверхность пленки железоиттриевого граната (ЖИГ), рис.1.



Рис. 1. Фокусирующие преобразователи СВ. Пунктирным прямоугольником в центре показана область сканирования лазерного пятна при измерении интерференции встречных СВ методом МБРС

Пленка ЖИГ имела толщину d \approx 3.9 µm, намагниченность 4 π M \approx 1750 G, ширину линии ФМР Δ H \approx

0.5 Ос. Медные копланарные волноводные преобразователи изготавливались с помощью магнетронного распыления, фотолитографии и ионного травления. Преобразователи имели вид арки с радиусом $r \approx 300 \ \mu\text{m}$, расстояние S между концами составляло $S \approx 430 \ \mu\text{m}$. Проводники имели ширину $w_C \approx 7 \ \mu\text{m}$, ширина воздушного зазора между проводниками $w_g \approx 4 \ \mu\text{m}$. Контактные площадки на концах антенн 100 $\ \mu\text{m} \times 100 \ \mu\text{m}$ разнесенные на 150 $\ \mu\text{m}$ использовались для посадки CBЧ микрозондов. Расстояние *l* между центрами "левого" и «правого» преобразователей составляло $l \approx 200 \ \mu\text{m}$.



Рис. 2. Результаты измерений (а) и микромагнитного моделирования (b) интерференции встречных ООСВ при возбуждении преобразователями, показанными на рис.1. Левая колонка f=1.4GHz, H=200 Oe. Правая колонка f = 5.8GHz, H =1.5 kOe

На рис.2 приведены результаты измерений методом МБРС (a) и микромагнитного моделирования (b) распределения квадрата амплитуды СВЧ намагниченности при интерференции двух встречных ООСВ, возбуждаемых преобразователями, показанными на рис.1. Левая колонка отвечает ООСВ частотой f =1.4GHz и полю H=200 Oe. При этом фокусное расстояние F преобразователей составляет F $\approx 20 \mu m$ «l≈200µm – случай «короткофокусных» антенн. Правая колонка на рис.2 отвечает ООСВ f = 5.8GHz, H=1.5kOe, при которых F \approx 100µm \approx 1/2. Интерференция имеет деструктивный характер, т.к. «левый» и «правый» преобразователи на рис.1 работают в противофазе. Из-за хроматической аберрации фокусирующих антенн положение локальных интерференционных максимумов и минимумов частотно-зависимо.

Рисунок 3 иллюстрирует подход к построению мультпортовой структуры на основе интерференции каустик ООСВ возбуждаемых прямолинейными антеннами длиной 100 µm, расположенных под углом θ=40° к направлению поля. Можно видеть, что изменяя фазу ООСВ на входных преобразователях можно менять характер интерференции с конструктивного на деструктивный в местах расположения выходных антенн.



Рис. 3. Микромагнитное моделирование интерференции ООСВ f=5.8 GHz в мультипортовой структуре. 1-4 входные антенны длиной 100 µm. Римскими I-IV показаны выходные антенны. На рисунках обозначены фазы входных сигналов на антеннах 1-4. Стрелкой показано направление поля H=1.5rOe

Обсуждается возможность использования интерференции сфокусированных пучков спиновых волн в информационных технологиях на принципах магнонной оптики: для спиновой логики, вычислений резервуара, считывания магнитных битов.

Работа поддержана грантом РНФ № 17-19-01673

- A Mahmoud., Ciubotaru F. *et al.* // J. Appl. Phys. 128, 161101 (2020).
- Khitun A.G., Kozhanov A.E. // Известия саратовского университета. Новая серия. Серия Физика, 17, 216 (2017).
- 3. Kozhevnikov A., et al. // APL, 106, 142409 (2015).
- 4. Balynsky M., et al. // Sci. Reports. 7, 11539 (2017).
- А.В. Вашковский, А.В. Стальмахов, Д.Г. Шахназарян // Известия ВУЗОВ. Физика. 31, 67 (1988).
- A. Yu. Annenkov, S.V. Gerus, E. H. Lock// EPL, 123, 44003 (2018).

Дискретные магнитные бризеры в одноосном киральном гелимагнетике

Е.Г. Екомасов^{1, *}, И.Г. Бострем², А.С. Овчинников^{2, 3}, В.Е. Синицын², М.И. Фахретдинов¹

¹ Башкирский государственный университет, ул. Заки Валиди, 32, Уфа, 450076.

² Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, ул. Куйбышева, 48, Екатеринбург, 620083.

³ Институт физики металлов, УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620219.

*ekomasoveg@gmail.com

В работе рассмотрена возможность пространственно локализованных возбуждений бризерного типа для модели гейзенберговской спиновой цепочки, которая включает антисимметричное обменное взаимодействие, одноионную анизотропию типа легкая плоскость и зеемановское взаимодействие с внешним магнитным полем. Предполагалось, что внешнее магнитное поле превосходит критическое поле перехода в состояние вынужденного ферромагнетизма. Рассмотрен случай, когда частота возбуждения магнитных дискретных бризеров должна находиться выше верхнего края спектра спиновых волн.

Введение

Изучение нелинейной динамики локализованных волн в физике конденсированного состояния привлекает к себе повышенное внимание благодаря новой физике и возможным интересным практическим приложениям. Например, важным шагом при учете нелинейности в физике конденсированного состояния было связано с введением солитона, как нового типа элементарных возбуждений. Выяснилось, что дискретные нелинейные решетки также обнаруживают пространственно локализованные колебательные режимы, которые были названы дискретными бризерами (ДБ) или внутренними локализованными нелинейными модами [1]. Дискретные бризеры представляют собой периодические по времени и пространственно локализованные возбуждения, которые обычно могут создаваться в дискретных массивах слабосвязанных нелинейных элементов. В одномерной цепочке связанных осцилляторов выделены два типа внутренних локализованных нелинейных мод: симметричная (мода Сиверса-Такено) и антисимметричная (мода Пейджа). ДБ уже экспериментально наблюдались в нескольких различных физических системах: оптические волноводы, конденсаты Бозе-Эйнштейна, антиферромагнитные цепочки, гранулированные кристаллы, джозефсоновские переходы [2-5]. До настоящего времени недостаточно теоретических исследований проведено по нахождению локализованных спиновых волн типа ДБ в магнитных системах, являющихся одними из наиболее переспективных в плане их экспериментального изучения. В спиновых системах была продемонстрирована возможность возникновения ДБ в дискретных гейзенберговских цепочках с одноионной магнитной анизотропией [6-8]. Существование ДБ в дискретном ферромагнетике Гейзенберга с взаимодействием Дзялошинского-Мория (ДМ) пока не исследовано. Так же пока совсем не исследован на наличие локализованных спиновых волн типа ДБ такой интересный класс современных магнитных материалов, как гелимагнетики [9]. Интерес к изучению этих материалов связан с наблюдением в этих магнетиках нетривиальных форм магнитного порядка, в частности, скирмионов и солитонной решетки. Детальное исследование вопроса о существовании магнтных дискретных бризеров может добавить еще один класс нелинейных возбуждений, возникающих в этих материалах.

Результаты

Нами исследованы дискретные бризерные моды в фазе вынужденного ферромагнетизма моноаксиального кирального гелимагнетика в рамках модели спиновой цепочки с антисимметричным обменным взаимодействием [10, 11]. Предложен способ численного поиска этих мод и представлено соответствующее аналитическое описание. Пространственное распределение спиновых моментов в конечной цепочке показано на рис. 1 как без учёта взаимодействия Дзялошинского-Мория (a-c), так и при его наличии (d-f) для различного числа пар кинк-антикинк.

В отсутствии ДМ взаимодействия поперечные компоненты спинов упорядочены строго антиферромагнитным образом внутри области локализации каждой пары кинк-антикинк. При ненулевом антисимметричном обмене возникает вращательная модуляция этого антиферромагнитного упорядочения. Как видно из Рис. 1 антисимметричный обмен нарушает инверсионную симметрию расположения связанных пар магнитных кинк-антикинк относительно центра системы. Регулярное расположение этих пар позволяет ввести понятие бризерной решетки.



Рис. 1. Пространственное распределение спиновых моментов

Энергия бризерной решетки демонстрирует линейную зависимость от числа связанных пар кинк-антикинк (рис. 2), означающую, что данное решение представляет состояние с соответствующим числом несвязанных частиц (бозонов). В присутствии ДМ взаимодействия меньший наклон линейной зависимости (синяя линия) связан с меньшей амплитудой бризерных решений в сравнении со случаем нулевого антисимметричного обмена (красная линия).



Рис. 2. Зависимость энергии бризерной решетки от числа связанных пар кинк-антикинк

Исследование выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-02-00213.

- Dmitriev S.V., Korznikova E.A., Baimova J.A., Velarde M.G. // Phys. Usp. 59, 446 (2016).
- Eiermann B., Anker T., Albiez M., *et al.* // Phys. Rev. Lett. **92**, 230401 (2004).
- Boechler N., Theocharis G., Job S., *et al.* // Phys. Rev. Lett. **104**, 244302 (2010).
- Trias E., Mazo J., Orlando T.P. // Phys. Rev. Lett. 84, 741 (2000).
- Backes D., Macia F., Bonetti S., *et al.* // Phys. Rev. Lett. **115**, 127205 (2015).
- Rakhmanova S., Mills D.L. // Phys. Rev. B, 54, 9225 (1996).
- Kamburova R.S., Varbev S.K., Primatarowa M.T. // Phys. Lett. A 383, 471 (2019).
- Djoufack Z.I., Nguenang J.P., Kenfack-Jiotsa A. // Physica B 598, 412437 (2020).
- Kishine J.J., Ovchinnikov A.S. Theory of Monoaxial Chiral Helimagnet // In: Solid State Physics, vol. 66, (Eds. R.E. Camley and R.L. Stamps). Academic Press, New York (2015), P. 1-130.
- Bostrem I.G., Ekomasov E.G., Kishine J.-i., *et al.* // Chelyab. Fiz.-Mat. Zh., V. 5, no. 2, pp. 194-200 (2020).
- Bostrem I.G., Sinitsyn VI.E., Ovchinnikov A.S., *et al.* // AIP Advances **11**, 015208 (2021).

Магнитотранспортные свойства спинового клапана, содержащего нанослой гольмия

Р.С. Заворницын^{1, *}, Л.И. Наумова¹, М.А. Миляев¹, М.В. Макарова¹, В.В. Проглядо¹, И.К. Максимова¹, В.В. Устинов¹

¹ Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108

*zavornitsyn@imp.uran.ru

Спиновые клапаны, содержащие слой гольмия и трехслойные структуры металл/Но/металл приготовлены методом магнетронного напыления. Проведены исследования микроструктуры и измерения электросопротивления. Определена температура Нееля нанослоя гольмия. Полевые зависимости магнитосопротивления спиновых клапанов измерены при разных фиксированных температурах. Изменение формы магниторезистивных кривых спинового клапана, содержащего нанослой гольмия используется для идентификации изменения магнитного упорядочения в слое гольмия.

Введение

Гольмий – редкоземельный металл, обладает тремя температурными областями магнитного упорядочения. Выше температуры Нееля ($T_{\rm N} = 132$ K) объемный монокристалл гольмия - парамагнетик. Для тонких пленок гольмия значение $T_{\rm N}$ зависит от толщины пленки. В интервале $T_{\rm C}$ - $T_{\rm N}$, где $T_{\rm C} = 20$ K – температура Кюри, формируется геликоидальная антиферромагнитная структура, в которой угол (α_0) между моментами соседних базовых плоскостей зависит от температуры. Ниже температуры Кюри гольмий ферромагнетик [1].

Методика эксперимента

Спиновые клапаны композиции NiFeCr(5)/ СоFe(4.5)/Сu(4)/СоFe(2)/Но(50)/[СоFе или Ru](2)/ FeMn(15)/NiFeCr(6) и NiFeCr(5)/СоFe(4.5)/Сu(4)/ СоFe(2)/Но(50)/Ru(2)/NiFeCr(6), а также трехслойные наноструктуры [NiFeCr или CoFe]/Но(t_{Ho})/ [Ni-FeCr или CoFe], где t_{Ho} = 40, 50, 60 нм, приготовлены методом магнетронного напыления на подложках из стекла, номинальная толщина слоев указана в нанометрах в скобках.

Сопротивление измерено четырехконтактным методом в интервале температур 24-210 К на образцах размера $2 \times 8 \text{ мм}^2$ и микрополосках при протекании тока в плоскости пленки. Магнитосопротивление определялось как $\Delta R/R_{\rm S} = [(R(H) - R_{\rm S})/R_{\rm S}]$, где R(H) – сопротивление в магнитном поле, $R_{\rm S}$ – сопротивление в поле насыщения.

Исследования микроструктуры и текстуры выполнены методами рентгеновской дифрактометрии.

Результаты и обсуждение

Во всех исследуемых наноструктурах слой Но является поликристаллическим, обладает слабой аксиальной текстурой <002>, а длина структурной когерентности варьируется в интервале 8-20 нм.

Для наноструктур [NiFeCr или CoFe]/Ho(t_{Ho})/[NiFeCr или CoFe] получены температурные зависимости электросопротивления, каждая из которых имеет перегиб, характерный для редкоземельных металлов вблизи температуры Нееля. По минимуму температурной зависимости dR/dT проведена оценка T_N для двух серий трехслойных наноструктур (пример – рис. 1). Для слоев Но с t_{Ho} = 40, 50, 60 нм, окруженного слоями CoFe и NiFeCr, T_N составила 99, 101, 105 К и 99, 102, 107 К, соответственно.



Рис. 1. Температурная зависимость электросопротивления и производной электросопротивления для CoFe(5)/Ho(50)/CoFe(5)

Обнаружено, что $T_{\rm N}$ уменьшается с уменьшением $t_{\rm Ho}$, что может быть связано с увеличением доли межфазных атомов и внутренней деформации.



Рис. 2. Схематичное изображение исследуемых спиновых клапанов. Магнитные моменты свободного (**M**_F), референтного (**M**_R), закрепленного (**M**_P) слоев и магнитная структура гольмия в антиферромагнитном состоянии показаны стрелками

Структура исследуемых спиновых клапанов трех типов схематично показана на рис. 2. В общем виде магнитосопротивление спинового клапана может быть описано выражением:

$$R(\varphi) = R_{\rm P} + (R_{\rm AP} - R_{\rm P})(1 - \cos(\varphi))/2,$$
 (\phi1)

где φ – угол между $\mathbf{M}_{\rm R}$ и $\mathbf{M}_{\rm F}$, $R_{\rm P}$ и $R_{\rm AP}$ — сопротивление спинового клапана при параллельном и антипараллельном взаимном расположении $\mathbf{M}_{\rm R}$ и $\mathbf{M}_{\rm F}$ [2]. Для оценки φ использовался скачок магнитосопротивления, возникающий при перемагничивании $\mathbf{M}_{\rm F}$ (рис. 3) [3].



Рис. 3. Полевая зависимость магнитосопротивления для клапана NiFeCr/CoFe/Cu/CoFe/Ho/Ru/FeMn/NiFeCr измеренная при 43 К

Используя полученные значения ϕ_1 и ϕ_2 оценили угол (ϵ) отклонения магнитного момента \mathbf{M}_{Ho} на нижней поверхности слоя гольмия от положительного направления поля **H** в малых полях для всех типов спиновых клапанов [3].



Рис. 4. Температурные зависимости углов отклонения ϵ_1 и ϵ_2 для спиновых клапанов трех типов. На вставке схематично показано вращение магнитного геликоида

Для всех спиновых клапанов зависимость ε_2 (T) показывает, что с понижением температуры отклонение \mathbf{M}_{Ho} от положительного направления поля увеличивается (рис. 4). Это можно объяснить температурной зависимостью угла α_0 между магнитными моментами соседних базовых плоскостей в магнитном геликоиде, а также вращением магнитного геликоида вокруг оси *с*.

Работа поддержана РФФИ (грант №19-02-00057)

- Witt J.D.S., Hase T.P.A., Fan R. *et al.* // J. Phys. Condens. Matter, V. 23 (6), 416006 (2011).
- Kools J.C.S. // IEEE Trans. Magn. V. 32 (4), 3165-3184 (1996).
- Zavornitsyn R.S., Naumova L.I., Milyaev M.A. *et al.* // Curr. Appl. Phys. V. 19, 1252-1258 (2019).

Магнеторезистивный светоизлучающий диод с токовым управлением

А.В. Здоровейщев^{1,*}, М.В. Ведь¹, Ю.А. Данилов¹, П.Б. Демина¹, М.В. Дорохин¹, Ю.А. Дудин¹, Д.А. Здоровейщев¹, В.Е. Котомина¹, Ю.М. Кузнецов¹, А.В. Кудрин¹

1 НИФТИ ННГУ, пр. Гагарина, 23/3, Н. Новгород, 603950.

*zdorovei@nifti.unn.ru

Рассмотрен магниторезистивный светоизлучающий диод, функционирующий за счет управления соотношением токов основных и неосновных носителей в диодной структуре с барьером Шоттки. Устройство представляет собой светодиод на основе гетероструктуры с квантовой ямой InGaAs/GaAs с контактом Шоттки Al₂O₃/Au, который последовательно соединён со спиновым клапаном, состоящим из слоёв Cr/Co₉₀Fe₁₀/Cu/Co₉₀Fe₁₀. Показано, что даже при сравнительно небольшой амплитуде модуляции магнетосопротивления (около 1,5%), возможно 100% изменение интенсивности при подборе оптимального режима работы диода.

Введение

Создание светоизлучающих приборов с возможностью управления интенсивностью электролюминесценции за счёт приложения внешнего магнитного поля является актуальной задачей спинтроники. Такие светодиоды могут выступать, например, в качестве быстродействующих датчиков магнитного поля с опторазвязкой, визуализаторов магнитного поля или оптических устройств считывания магниторезистивной оперативной памяти. Одним из вариантов создания такого прибора является конструктивное объединение магниторезистивного элемента (устройства спинтроники) и светоизлучающего диода [1,2]. В подобном приборе магниторезистивный элемент управляет током через структуру (путём переключения его состояния внешним магнитным полем), а ток через структуру задаёт интенсивность излучения светодиода, электрическое питание цепи при этом осуществляется от источника ЭДС. Максимальный процент модуляции интенсивности фотолюминесценции магнитным полем в работах [1,2] находился в диапазоне 10-60%.

Методика эксперимента

Был сформирован магниторезистивный светодиод, представляющий собой комбинацию излучающей части на основе гетероструктуры с квантовой ямой InGaAs/GaAs с контактом Шоттки Al₂O₃/Au, последовательно соединенной в интегральном исполнении со спиновым клапаном, состоящим из слоёв Cr/Co₉₀Fe₁₀/Cu/Co₉₀Fe₁₀. Базовый контакт к подложке GaAs n-типа формировался методом искрового вжигания Sn-фольги. Электрическое питание диода

осуществлялось в режиме источника тока. На рис. 1 представлена схема комбинированного прибора, отмечено направление протекания тока. Для электрической изоляции полупроводниковой структуры вокруг меза-контактов части структуры, не закрытые инжектирующими контактами, перед нанесением магниторезистивных слоёв подвергались бомбардировке ионами He⁺⁺ [3].



Рис. 1. Схема комбинированного прибора

Результаты и обсуждение

На рис. 2 представлены магнитополевые зависимости сопротивления комбинированного прибора. Измерения сопротивления выполнялись при прямом смещении диода (напряжение 3 В), которое соответствует полному спрямлению потенциального барьера. Вид кривых статического магнетосопротивления был подобен магнитополевым зависимостям сопротивления отдельного магниторезистивного элемента. Амплитуда изменения сопротивления в магнитном поле для комбинированного прибора составила 1,5% при температуре 10 К. С ростом температуры величина эффекта уменьшалась и при температуре 300 К не превышала 0,3%.



Рис. 2. Магнитополевые зависимости сопротивления для комбинированного прибора

Изменение сопротивления магниторезистивного контактного слоя приводит к модуляции интенсивности электролюминесценции структуры. На рисунке 3 представлена магнитополевая зависимость относительной интенсивности электролюминесценции прибора. Отметим, что при токе, равном 45,8 мА, имеет место работа структуры в ключевом режиме: в магнитном поле ± 30 мГл относительная интенсивность принимает максимальные значения; в нулевом магнитном поле, а также в поле выше 100 мГл равна нулю.

При введении светодиода во внешнее магнитное поле повышается сопротивление магниторезистивного контактного слоя и, следовательно, общее сопротивление структуры. Постольку измерения электролюминесценции производились в режиме постоянного тока, повышение сопротивления структуры приводит к повышению падения напряжения на ней. Основная доля этого напряжения падает на магниторезистивном контактном слое, поскольку состояние полупроводниковой части структуры слабо зависит от магнитного поля в исследованном диапазоне. Такое дополнительное падение напряжения на контактном металлическом слое приводит к повышению интенсивности электролюминесценции. Подобный эффект был рассмотрен ранее в [4-6]. В указанных работах была установлена прямая зависимость тока неосновных носителей от падения напряжения на контакте Шоттки, который включал в себя металл и туннельно-тонкий диэлектрик. Повышение тока неосновных носителей связывалось со смещением уровня Ферми в металле к потолку валентной зоны полупроводника. Это снижает барьер для неосновных носителей заряда и повышает долю тока неосновных носителей в общем токе через структуру.



Рис. 3. Магнитополевая зависимость относительной интенсивности излучения для комбинированной структуры. Ток через структуру – 45,8 мА

Таким образом, эффект модуляции интенсивности электролюминесценции магниторезистивного светодиода связан с перераспределением напряжения между магниторезистивной и полупроводниковой частями структуры, сопровождающимся увеличением отношения тока неосновных носителей к общему току. Следовательно, магниторезистивный элемент не только управляет сопротивлением устройства, но и изменяет механизм переноса тока. Это принципиально отличает наш результат от аналогов, рассмотренных в работах [1,2]. В частности, можно установить режим, в котором внешнее магнитное поле "включает" светодиод.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 18-29-19137мк, 20-38-70063, 20-02-00830, 20-32-90032), гранта Президента РФ (МК-445.220.2), гос. задания (проект 075-03-2020-191/5).

- Appelbaum I., Russel K.J., Monsma D.J. *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 83, 4571 (2003).
- Saha D., Basu D., Bhattacharya P. // Appl. Phys. Lett., V. 93, 194104 (2008).
- De Souza J.P., Danilov I., Boudinov H. // Appl. Phys. Lett., V. 68, 535 (1996).
- Card H.C., Rhoderick E.H. // Solid. State. Electr. V. 16, 365 (1973).
- Livingstone A.W., Turvey K., Allen J.W. // Solid.State.Electr., V. 16, 351 (1973).
- Dorokhin M.V., Demina P.B., Baidus' N.V. *et al.* // J. of Surface Investigation, V. 4, 390 (2010).

Получение фазы разбавленного магнитного полупроводника термодиффузией в методе импульсного лазерного осаждения

Д.А. Здоровейщев^{1,2,*}, М.В. Дорохин¹, А.В. Здоровейщев¹, Р.Н. Крюков², Ю.М. Кузнецов^{1,2}, В. П. Лесников¹

¹ Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, 603950, Россия, Нижний Новгород, проспект Гагарина 23а.

² Физический факультет Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, 603950, Россия, Нижний Новгород, проспект Гагарина 23а.

* daniel.zdorov@gmail.com

Рассмотрен новый способ формирования многофазного разбавленного магнитного полупроводника на основе арсенида галлия, легированного атомами железа и марганца, заключающийся в диффузионном легировании в процессе импульсного лазерного осаждения в вакууме. Показана зависимость распределения элементов по глубине от относительной концентрации элементов в распыляемой мишени. Приводится анализ влияния магнитных фаз на вид магнитополевой зависимости сопротивления Холла. Подобранны технологические параметры роста структуры, проявляющей ферромагнитные свойства при 300 К.

Одним из основных направлений развития современной микроэлектроники является спинтроника. Для реализации электронных приборов, принцип работы которых основан на использовании спина носителей заряда, необходимы полупроводники с ферромагнитными свойствами и температурой Кюри близкой к комнатной. Наиболее перспективными являются разбавленные магнитные полупроводники группы A_3B_5 , легированные атомами переходных элементов. Например, в структурах, содержащих марганец, таких как GaMnAs [1] и GaMnSb [2] наблюдаются ферромагнитные свойства до температуры 240 К. На подобных слоях были созданы спиновые светоизлучающих диоды [1], работающие при низких температурах. В работах [3,4] показано, что замена марганца на железо позволяет получить ферромагнитные свойства в слоях InFeSb и GaFeAs при 300 K.

Методика эксперимента

В данной работе для формирования разбавленного магнитного полупроводника предлагается следующий способ: на подложку GaAs при температуре 500 °C методом импульсного лазерного осаждения в вакууме [5] наносятся плёнки из мишеней (Fe ~ 86,0%; Mn ~ 13,0%; C ~ 1,0% структура 1), (Fe ~ 68,0%; Mn ~ 31,2%; C ~ 0,8% структура 2), (Fe ~ 100,0% структура 3). Время распыления 30 минут. На образцах исследовались магнитные свойства путём регистрации магнитополевой зависимости со-

противления Холла, пропорционального компоненте намагниченности перпендикулярной плёнке [6]. В качестве основного метода контроля состава структур использовался метод рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС), дополненный возможностью ионного травления. [7].

Результаты эксперимента

На всех исследованных структурах зарегистрирован аномальный эффект Холла – искажение линейной магнитополевой зависимости сопротивления Холла, связанное с наличием спин-зависимого рассеяния носителей заряда (рис. 1), свидетельствующее о ферромагнетизме системы. На рис. 2а-2в показаны профили распределения химических элементов по глубине.



Рис. 1. Магнитополевая зависимость сопротивления Холла исследуемых структур



Рис. 2. РФЭС профиль распределения элементов по глубине в структуре: а – 1, б – 2, в – 3

Видно, что профили концентрации «размыты», при этом наличие атомов Fe и Mn регистрируется в объёме GaAs на сравнительно большом удалении от границы. Последнее связывается с диффузией переходных элементов в GaAs, которая протекает в процессе формирования плёнки и имеет место во всех структурах вне зависимости от состава мишени.

В результате диффузии, вероятно, происходит формирование фаз разбавленного магнитного полупроводника (Ga,Fe)As и (Ga,Mn)As, что вносит вклад в измерения аномального эффекта Холла. Отметим, что в структуре 3 (без марганца) глубина проникновения железа составила ≈ 100 нм (рис. 2а), что значительно меньше чем в структуре 1 (с марганцем) ≈ 160 нм (рис. 2с).При этом глубина проникновения атомов железа и марганца в структуре 1 совпадают, это говорит о взаимосвязи процессов диффузии этих элементов. Интересным представляет факт: что увеличение концентрации марганца относительно структуры 1 приводит к уменьшению глубины проникновения Mn и Fe до ≈ 75 нм и к повышению максимальной концентрации марганца в плёнке от 8 ат. % (для структуры 1) до 13 ат. % (рис. 2а-б). Это сопровождается изменением магнитополевой зависимости сопротивления Холла в структуре 2 (рис. 1): появляется широкая петля гистерезиса. Анализ рис. 1 и 2 позволяет предположить, что магнитные свойства структуры 2 являются суперпозицией трёх составляющих: двух магнитных фаз, связанных с плёнкой Fe и соединениями вида (Ga,Fe)As, обуславливающих наличие аномального эффекта Холла, а также дополнительной ферромагнитной фазы, обуславливающей появление петли гистерезиса. В ходе проведённого химического анализа в структуре 2, описанного в [7], была обнаружена связь Mn-As, которая может свидетельствовать о том, что таковой ферромагнитной фазой является интерметаллическое соединение MnAs [8], проявляющее ферромагнитные свойства вплоть до 340 К [9].

Выводы

В работе продемонстрировано наличие диффузии атомов переходных элементов железа и марганца в подложку при росте пленки сплава Fe-Mn-C на GaAs методом импульсного лазерного осаждения, приводящее к перемешиванию материала пленки и материала подложки. Сформированные структуры обладают магнитными свойствами при комнатной температуре. Добавление в небольших количествах примеси марганца в распыляемую мишень приводит к образованию соединения MnAs. Наличие этой фазы в плёнке приводит к появлению петли гистерезиса на магнитополевой зависимости сопротивления Холла.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (20-38-70063, 20-32-90032, 20-02-00830).

- Zvonkov B.N., Vikhrova O.V., Danilov Yu.A. *et al.* // Phys. Sol. St., V. 62, 3, 423, (2020).
- Talantsev A.D., Koplak O.V., Morgunov R.B. // Phys. Solid State, V. 57, 322, (2015).
- Goel S., Anh L.D., Tu N.D. *et al.* // Phys. B, V. 3, 084417 (2019).
- Khludkov S.S., Prudaev I.A., Tolbanov O.P. // Russ. Phys. J., V. 61, 3, 491, (2018).
- Trelenberg T.W., Dinh L.N., Sawet C.K. *et al.* // Surf. Sci., V. 221, 364, (2004).
- Khludkov S.S. *et al.* // Russ. Phys. J., 61, **3**, P.491, (2018).
- Boryakov A.V. *et al.* // J. of Elect. Spectr. and Related Phen, 50, **11**, P.1443, (2018).
- Daweritz L. *et al.* // J. Appl. Phys., 96, 9, P.5056, (2004).
- 9. Govor G.A.// Phys. Stat. Sol, 91, **59**, P.90, (1985).

Структура и механизмы образования наноразмерных пленок примесного металла кобальта и никеля в монокристаллах LiF и MgF₂

Н.А. Иванов^{1, *}, С.А. Небогин¹, С.С. Колесников¹, Л.И. Брюквина²

¹Иркутский национальный исследовательский технический университет, ул. Лермонтова, 83, Иркутск, 664074. ²Институт лазерной физики СО РАН (Иркутский филиал), ул. Лермонтова, 130А, Иркутск, 664033.

*ivnik@istu.edu

Экспериментально обнаружено, что примеси никеля и кобальта выходят преимущественно из дислокаций кристаллов LiF и MgF₂. Термическое травление на воздухе и в вакууме создает поверхностную наноразмерную примесную пленку с разрывами, расположенными случайным и упорядоченным образом. Примесь металла, покидая дислокации после высокотемпературного отжига, оставляет кристаллографически ориентированные террасированные ямки травления.

Введение

Легирование кристаллов LiF и MgF_2 примесями двухвалентных металлов магния, кобальта, никеля и других (Mg^{2+} , Co^{2+} , Ni^{2+} и др.) производится с целью получения их определенных оптических характеристик. Актуальность исследования поверхностных наноразмерных металлических пленок, созданных вследствие термического травления на воздухе и в вакууме, обусловлена использованием кристаллов в лазерной физике, дозиметрии, в фундаментальной физике центров окраски и молекулярных точечных дефектов [1-3].

Термическое травление в вакууме

На рис. 1 представлена поверхность скола кристалла LiF:Со после отжига в вакууме 10^{-5} Торр при 750°С в течение 2 часов и изображение поверхности кристалла MgF₂:Ni после термического травления при 900 °С в вакууме в течение 2-х часов.

Видно, что примесь кобальта распределяется в отдельных точках и на границе зерен поверхности. Картирование элементов показало, что примесные преципитаты содержат кобальт и кислород.

Выход кобальт-содержащих преципитатов происходит из ямок термического травления, которые имеют кристаллографически ориентированную террасчатую форму и реже без определенной формы. Ямка термического травления и выход примеси из нее связан с отдельной дислокацией. На рис. 1 представлены почти периодически расположенные ямки и борозды травления в кристалле MgF₂:Ni. Элементный анализ в ямках показал концентрацию Ni – 1.00 вес%. Примесные преципитаты никеля покрывают поверхность кристалла, выходя из ямок и бороздок.



Рис. 1. Изображения поверхности отожженного кристалла LiF:Co (масштаб 400 мкм) и поверхности отожженного кристалла MgF₂:Ni (масштаб 40 мкм).



Рис. 2. Изображение поверхностной пленки кристалла LiF:Ni после термического травления при 750°С в воздухе: (а) квадратные ямки термического травления, (б) картирование элемента никеля в квадратных ямках, (в) квадратная ямка травления в пленке кристалла LiF:Co с террасами, и точки, расположенные в ямках, в которых проводился элементный анализ.

О том, что примесь никеля на поверхностях кристаллов, подвергнутых высокотемпературному отжигу, содержится в пленке, а не в областях разрыва пленки свидетельствует элементный анализ, представленный в табл. 1.

Таблица 1. Содержание примесей никеля, кислорода и фтора в пленке (рис.2в, спектр 1) и в промежутках пленки (спектр 2) кристалла LiF:Ni после термического травления в вакууме

Примесь, вес.%	0	F	Ni	Итог
Спектр 1	3,4	92,8	3,6	100
Спектр 2	0,6	98,6	0,6	100

Термическое травление в воздухе

Кристалл LiF:Ni был отожжен при температуре 750 °C в воздухе в течение 2 часов.

Металлические атомы никеля, вышедшие под действием отжига на поверхность скола кристалла не только из ближайших к поверхности, но и из последующих слоев кристалла (при термическом травлении в любой атмосфере примесь выходит не только из поверхностного слоя, но и из всего объема кристалла), создают пленку оксида никеля (рис. 2). В пленке присутствуют квадратные ямки травления в месте выхода дислокаций (рис. 2а).

Как показал элементный анализ, в квадратных ямках термического травления наблюдается повышенное содержание никеля (до 16,78 вес%) и фтора (максимально до 90.63 вес%) и пониженное содержание кислорода (минимально до 1.17 вес%). Значит, в квадратных ямках или местах выхода дислокаций содержится не окисленная примесь никеля (рис. 26). Поверхность пленки, исключая ямки травления, имеет повышенное содержание кислорода.

На рис. 2в представлена квадратная ямка термического травления с террасами. Размер ямки травления равен приблизительно 2.5×2.5 мкм². Примесные кобальтовые преципитаты либо испарились из ямки в воздух, либо приняли участие в формировании оксидной пленки кобальта на поверхности образца. Контуры террас имеют идеальную квадратную форму со сторонами, параллельными скорее направлению <110>, чем <100>. Несмотря на то, что отжиг проводился достаточно продолжительное время 2 часа, форма ямки осталась квадратной.

Заключение

Проведенные нами эксперименты показали, что в результате термического травления преципитаты примеси в ионных кристаллах LiF:Ni, LiF:Co и MgF₂:Co выходят из дислокаций и скоплений дислокаций, образуя среди прочих квадратные и квадратные террасчатые ямки травления. Таким образом, примесь играет определяющую роль в образовании термических ямок в обоих случаях: при адсорбции извне (например, при химическом травлении) и при ее наличии внутри кристалла.

- 1. Ivanov N.A., Inshakov D.V., Partianovich I.A., *et al.* // Pisma Zhur. Tekhn. Fiz., V. 12, 1250 (1986).
- Bryukvina L.I., Ivanov N.A. // J. Fluorine Chem., V. 192 124 (2016).
- Bryukvina L. // Open Access Journal of Chemistry, V. 4, 01 (2020).
Влияние ионного облучения на свойства и доменную структуру тонких пленок CoPt

И.Л. Калентьева^{1, *}, О.В. Вихрова¹, Ю.А. Данилов¹, Ю.А. Дудин¹, А.В. Здоровейщев¹, А.В. Кудрин¹, М.В. Дорохин¹, Ю.М. Кузнецов¹, М.П. Темирязева², А.Г. Темирязев², А.В. Садовников³, П.А. Юнин⁴

1 НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

2 Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, 141190.

3 Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, 125009.

4 Институт физики микроструктур РАН, д. Афонино, Кстовский район, 603087.

*istery@rambler.ru

Исследованы возможности управляемого радиационного воздействия ионного обучения (Не⁺ с энергией 20 кэВ и флюенсом в диапазоне от 2×10¹⁴ до 1×10¹⁵ см⁻²) как способа модифицирования магнитных свойств и доменной структуры пленок CoPt. Установлены условия активации образования скирмионных состояний в данных пленках.

Введение

Одним из способов получения скирмионов является формирование дефектов в магнитной многослойной пленке. Известно, что наличие дефектов в пленках не только локализует зарождение скирмионов, но и снижает энергетический барьер их формирования. Так, ранее было показано, что при облучении ионами He⁺ с энергией 20 кэВ и флюенсом 3×10^{14} см⁻² в пленке Co_{0.45}Pt_{0.55} создаются условия, способствующие образованию магнитных скирмионов [1]. В данной работе исследовано влияние ионной имплантации на магнитные свойства и доменную структуру пленок сплава Co_{0.35}Pt_{0.65}.

Методика эксперимента

Исследуемые образцы были получены методом электронно-лучевого испарения при 200°С: поверх тонкого диэлектрического слоя Al_2O_3 (~ 1 нм) на подложки i-GaAs поочередно наносились слои Pt и Co с десятикратным повтором: $[Co(0.2 \text{ нм})/Pt(0.5 \text{ нм})]_{\times 10}$. Таким образом, были сформированы металлические пленки сплава CoPt(2/5) общей толщиной ~ 7 нм. Кристаллическая структура изготовленных пленок была исследована методом рентгеновской дифракции в симметричной геометрии Брэгга-Брентано.

Образцы слоев CoPt(2/5) облучались на ускорителе ИЛУ-3 ионами He⁺ с энергией 20 кэВ, при этом значение флюенса (F) варьировалось от 2×10^{14} до 1×10^{15} см⁻². Исследовались магнитооптический эффект Фарадея $Q_F(H)$ (на длине волны 980 нм), намагниченность M(H) с использованием магнитометра с переменным градиентом поля и планарный эффект Холла. Доменная структура исходных и облученных образцов изучалась методом магнитно-силовой микроскопии (MCM) по «стандартной» методике с использованием зонда с низким магнитным моментом.

Изучение изменений доменной структуры, приводящее к формированию скирмионов, осуществлялось при МСМ-сканировании зондом с высоким магнитным моментом согласно методу, описанному в работе [2]. По анализу сдвигов стоксовой и антистоксовой частот рассеяния Мандельштам–Бриллюэна оценивалась величина энергии взаимодействия Дзялошинского–Мория (ВДМ) – основной параметр при интерпретации скирмионных состояний в магнитной среде.

Результаты и обсуждение

По результатам рентгено-дифракционных измерений наиболее интенсивный пик регистрируется вблизи $2\theta = 41$ град. (рис.1а), что соответствует фазе (111) сплава CoPt с ГЦК решеткой.



Рис. 1. Характеристики исходной пленки CoPt (2/5): а) рентгенограмма (отмечены табличные положения пиков для разной стехиометрии); б) магнитополевые зависимости Q_F и *М*. Магнитное поле приложено перпендикулярно поверхности пленки. в) МСМ-изображение (при сканировании зондом с низким магнитным моментом). На рисунке показаны положения пиков сплавов $Co_{0.25}Pt_{0.75}$ и $Co_{0.5}Pt_{0.5}$, что дает возможность, используя линейную аппроксимацию, оценить состав полученного сплава - $Co_{0.35}Pt_{0.65}$.

Зависимости $Q_{\rm F}(H)$ и M(H) исходного образца подобны и содержат петлю гистерезиса с коэрцитивным полем ~ 700 Э (рис.1б). Для облученных образцов CoPt(2/5) остаточная намагниченность ($M_{\rm R}$) совпадает с намагниченностью насыщения (*M*_S) вплоть до значения $F = 7 \times 10^{14}$ см⁻². При более высоких значениях флюенса наблюдается уменьшение относительной величины остаточной намагниченности (рис.2) и появление наклона петли гистерезиса, что связано с постепенным увеличением латеральной составляющей оси легкого намагничивания. Данный факт подтверждается измерениями планарного эффекта Холла: наблюдается монотонное уменьшение величины поля насыщения с 9000 Э для исходного образца до 3000 Э для структуры, облученной $c F = 1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$.

Как видно из МСМ-изображения, исходная пленка CoPt(2/5) имеет крупную лабиринтную доменную структуру (рис. 1в). В результате облучения ионами с *F* в диапазоне от 2×10^{14} до 4×10^{14} см⁻² заметных изменений доменной структуры не наблюдается. МСМ-измерения зондом с высоким магнитным моментом исходной пленки CoPt(2/5) не выявили образования скирмионов (рис. 3а). При $F = 2 \times 10^{14}$ см⁻² пленка начинает перемагничиваться, и в ней формируются темные достаточно локальные области, более широкие по сравнению с характерным изображением 360-градусных доменных границ (рис. 36).



Рис. 2. Зависимости коэрцитивного поля $H_{\rm C}$ и относительных величин остаточной намагниченности $M_{\rm R}/M_{\rm S}$ от флюенса ионов гелия для структуры CoPt(2/5)

Аналогичная картина сохраняется и при $F = 3 \times 10^{14}$ см⁻² (рис. 3в). Для пленки, облученной He⁺ с $F = 4 \times 10^{14}$ см⁻², на МСМ-изображении видно небольшое количество изолированных круглых доменов (скирмионов), а также узкие (~ 100 нм) полоски с «обратной» намагниченностью, которые интерпретируются как 360-градусные доменные стенки или 1D-скирмионы (рис. 3г).

Облученные слои демонстрируют монотонное увеличение сдвига стоксовой и антистоксовой компонент спектра для диапазона изменения F от 2×10^{14} до 4×10^{14} см⁻², что соответствует увеличению константы ВДМ с 0.281 до 0.644 мДж/м². Наиболее вероятной причиной усиления ВДМ может служить ассиметричное перемешивание атомов Со и Рt вследствие ионного облучения, что приводит к снижению перпендикулярной анизотропии намагниченности и способствует активации образования скирмионных состояний.





Работа выполнена при частичной поддержке грантов президента РФ (МК-445.2020.2), РФФИ (гранты 18-29-19137_мк, 20-38-70063-Стабильность) и гос. задания (проект 075-03-2020-191/5).

- 1. Калентьева И.Л., Вихрова О.В., Данилов Ю.А., *и др.* // ФТТ, Т. 61, 1694 (2019).
- 2. Темирязев А.Г., Темирязева М.П., Здоровейщев А.В., *и др. //* ФТТ, Т. 60, 2158 (2018).

Генерация электромагнитного излучения в неколлинеарном ферромагнетике

Е.А. Караштин^{1,*}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. eugenk@ipmras.ru

В данной работе теоретически исследуется возможность генерации электромагнитного излучения за счёт перехода электронов проводимости между спиновыми подзонами в ферромагнетике. Рассмотрены различные механизмы перехода электронов между спиновыми подзонами: переходы в электродипольном приближении в неколлинеарном ферромагнетике с геликоидальным распределением намагниченности, а также в однородном ферромагнетике со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы; переходы под действием магнитного поля волны. Сделаны оценки для реалистичных параметров и проведено сравнение указанных механизмов.

Явление переходов электронов проводимости между спиновыми подзонами ферромагнитного металла с излучением электромагнитной волны представляет несомненный интерес в связи с возможностью практических применений: во-первых, им можно управлять с помощью внешнего магнитного поля; во-вторых, частота электромагнитного излучения, которое генерируется при таких переходах, соответствует инфракрасному или терагерцовому диапазону. Однако, в случае однородного ферромагнетика, в котором создан неравновесный спин, указанные переходы в электродипольном приближении запрещены (без учёта спин-орбитального взаимодействия). Это нетрудно понять в рамках s-d модели обменного взаимодействия Вонсовского. Обменный гамильтониан электронов проводимости имеет вид

$$\hat{H}_{ex} = -J(\hat{\vec{\sigma}} \cdot \vec{M}), \qquad (1)$$

где J — обменная константа, \vec{M} — вектор намагниченности среды, $\hat{\vec{\sigma}}$ — вектор матриц Паули. В равновесии собственные функции электронов имеют спин, параллельный либо антипараллельный \vec{M} . Они образуют две спиновые подзоны, волновые функции которых взаимно ортогональны. Оператор взаимодействия электронов с электромагнитной волной в электродипольном приближении имеет вид

$$\hat{H}_{e-m} = \frac{e\hbar}{2m_e\omega} \left(\vec{E}_{\omega} \cdot \nabla \right), \qquad (2)$$

где e и m_e — модуль заряда и масса электрона, $\vec{E}_{\omega} = \vec{E} \exp(-i\omega t)$ и ω — вектор электрического поля и частота волны. При получении (2) не учитывалась зависимость поля волны от пространственных координат \vec{r} , т.е. пространственная дисперсия волны. Поскольку оператор (2) не меняет спина электронов, вероятность переходов электронов между спиновыми подзонами равна нулю.

Ранее был предсказан эффект излучения электромагнитных волн в ферромагнетике, в который инжектировались неравновесные по спину электроны, за счёт электродипольных переходов между спиновыми подзонами, которые становятся разрешёнными при учёте зависимости обменной константы Ј от квазиимпульса электронов $\hbar k$ [1-3]. Позднее проведены некоторые эксперименты по обнаружению такой генерации, наиболее убелительные результаты изложены в работе [4]. Предложенный в [1] механизм является обменным для электронов проводимости. Однако, очевидно, что для появления зависимости обменной константы от квазиимпульса электронов необходимо учесть спинорбитальное взаимодействие в системе локализованных электронов. Поэтому данный механизм нельзя считать чисто обменным.

Кроме рассмотренного ранее эффекта излучения света за счёт зависимости обменной константы от квазиимпульса электронов, существуют и другие механизмы. Одним из них являются переходы электронов между спиновыми подзонами за счёт обменного взаимодействия в среде с неколлинеарным распределением магнитного момента $\vec{M} = \vec{M}(\vec{r})$. Другой обусловлен наличием спинорбитального взаимодействия в среде. Наконец, существуют переходы электронов за счёт магнитного поля волны. В данной работе теоретически рассмотрены указанные механизмы и сделаны

оценки их эффективности для реалистичных параметров.

Для изучения первого из указанных механизмов был рассмотрен неколлинеарный ферромагнетик с геликоидальным распределением намагниченности:

$$M = \vec{e}_x \cos qz + \vec{e}_y \sin qz \,, \tag{3}$$

где *q* обратно пропорционально шагу спирали и введена декартова система координат с осью z, параллельной оси спирали. Такое распределение реализуется, например, в гольмии при температуре ниже температуры Нееля (133К), а также в искусственных многослойных магнитных структурах. Волновые функции электронов проводимости с гамильтонианом (1) и намагниченностью (3) могут быть найдены точно [5]. Спин электронов в двух спиновых подзонах оказывается связан с их квазиимпульсом, и гамильтониан (2) даёт переходы электронов между подзонами. Вероятность таких переходов определяется формулой

$$W_{nu}^{\pm} = \frac{2}{\hbar} \left(\frac{e\hbar E_z}{2m_e \omega} \right)^2 q^2 \frac{J^2}{\Delta \varepsilon^2} \frac{\Delta \delta(\vec{k} - \vec{k'})}{(\Delta \varepsilon - \hbar \omega)^2 + \Delta^2}, \quad (4)$$

где $\Delta \varepsilon$ — изменение энергии электрона при переходе между спиновыми подзонами, $\Delta = 2\pi \hbar / \tau_s$ (τ_s — время релаксации спина).

Переходы электронов между спиновыми подзонами в результате взаимодействия с магнитным полем волны описываются гамильтонианом

$$\hat{H}_m = \mu_0 g \Big(\hat{\vec{\sigma}} \cdot \vec{B}_\omega \Big), \tag{5}$$

где g = 2 — g-фактор электронов, \vec{B}_{00} — вектор магнитного поля волны. Для расчёта переходов под действием (5) можно считать намагниченность однородной ($\vec{M} = \vec{e}_z$). Вероятность таких переходов определяется выражением

$$W_m^{\pm} = \frac{2}{\hbar} \left(\frac{e\hbar \left[\vec{B}_{\omega} \times \vec{M} \right]}{m_e c} \right)^2 \frac{\Delta \delta \left(\vec{k} - \vec{k}' \right)}{(\Delta \varepsilon - \hbar \omega)^2 + \Delta^2} \tag{6}$$

Соотношение величин вероятностей переходов (4) и (6) можно грубо оценить при $\hbar \omega \sim 2J$ как $W_m^{\pm}/W_{nu}^{\pm} \sim (4k_{\omega}/q)^2$, где $k_{\omega} = \omega/c$ — волновой вектор волны в вакууме. Для параметров гольмия $q \sim 10^7 c M^{-1}$, $J \sim 0.185 \beta B$ эта величина составляет $5.6 \cdot 10^{-5}$. Таким образом, вероятность перехода электронов между спиновыми подзонами под действием магнитного поля волны крайне мала и ей можно пренебречь. Также вычислена вероятность переходов электронов между спиновыми подзонами в однородном ферромагнетике со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы:

$$\hat{H}_{R} = i \left(\vec{\alpha}_{R} \cdot \left[\nabla \times \hat{\vec{\sigma}} \right] \right).$$
⁽⁷⁾

Гамильтониан (2) не даёт переходов между спиновыми подзонами с учётом (7) (точнее, переходы появляются только при учёте пространственной дисперсии волны). Однако, необходимо удлинить импульс в (7), и в результате получаем добавку к гамильтониану взаимодействия электронов с электрическим полем волны

$$\hat{H}'_{e-m} = \frac{ie}{2\hbar\omega} \left(\vec{\alpha}_R \cdot \left[\hat{\vec{\sigma}} \times \vec{E} \right] \right).$$
(8)

Считая, что намагниченность параллельна оси z, а вектор Рашбы $\vec{\alpha}_R$ лежит в плоскости xz (угол между $\vec{\alpha}_R$ и \vec{M} равен θ), получаем вероятность переходов

$$W_{R}^{\pm} = \frac{2}{\hbar} \left(\frac{e\alpha_{R}}{2\hbar\omega} \right)^{2} \times \\ \times \left(E_{\tau}^{2} + E_{y}^{2} \sin^{2} \theta \right) \frac{\Delta \delta(\vec{k} - \vec{k}')}{(\Delta \varepsilon - \hbar \omega)^{2} + \Delta^{2}},$$
⁽⁹⁾

где E_{τ} — компонента электрического поля волны, перпендикулярная вектору Рашбы $\vec{\alpha}_R$. Соотношение $W_R^{\pm} / W_{nu}^{\pm} \sim (m_e / \hbar^2)^2 (|\alpha_R / q|)^2$ составляет для $\alpha_R = \ln 3B \cdot M$ (характерное значение для [Co/Pt]) величину ~0.013. Однако, например, для интерфейса Bi/Ag $\alpha_R \sim 305n_3B \cdot M$ и соотношение $W_R^{\pm} / W_{nu}^{\pm} \sim 4$. Таким образом, данный механизм может быть весьма существенным для гибридных структур.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (грант №19-72-00130).

- 1. Kadigrobov A. et al. // EPL 67, 948 (2004).
- Гуляев Ю.В. и др. // Письма в ЖЭТФ 98, 837 (2013).
- Виглин Н.А. и др. // Письма в ЖЭТФ 84, 84 (2006)
- 4. Korenivski V. et al. // EPL 104, 27011 (2013).
- Матвеев В.М., Нагаев Э.Л. // ЖЭТФ 69, 2151 (1975).

Аморфные, нанокристаллические и частично кристаллизованные микропровода: особенности формирования свойств и современные приложения

В.Г. Колесникова¹, Л.В. Панина^{1, 2}, В.В. Родионова¹

¹Балтийский федеральный университет имени И. Канта, НТП Фабрика, ул. Гайдара, 6, Калининград, 236041.

¹Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Россия, 119049, Москва, Ленинский проспект, 4.

*vvrodionova@kantiana.ru

Экспериментально исследовано влияние условий изготовления ферромагнитного микропровода на его структурные и магнитные свойства. Определены технологические параметры, при которых формируется аморфная и кристаллизованная жилы. Установлена зависимость структурных и магнитных свойств от технологических параметров, состава металлической жилы, числа проводов в системе.

Многофазные системы широко используются как для улучшения понимания механизмов формирования магнитных свойств, как и для практических приложений. В данной работе мы рассматривали три типа систем на основе микропроводов: 1) аморфные ферромагнитные микропровода в стеклянной оболочке с металлической жилой из сплавов на основе Со, Fe и CoFe, плотно упакованные в пучки [1, 2]. Конкуренция между магнитостатическим и магнитоупругим взаимодействием приводит к возможности изменять механизм перемагничивания и, как результат, число и величину полей переключения; 2) полностью и частично покрытые поликристаллической оболочкой из сплава FeNi или Со микропровода с кристаллической или аморфной металлической жилой из сплава на основе Со, Fe и CoFe [3, 4]. Использование материалов для жилы и оболочки с разным знаком коэффициента магнитострикции приводит к возможности управления изгибом микропровода; 3) частично кристаллизованные микропровода в стеклянной оболочке из сплавов на основе Со, Fe и CoFe [5]. Взаимодействие между структурами и магнитными фазами системы приводит к принципиальному изменению механизма перемагничивания.

Возможность прецизионного изменения свойств микропровода может быть использована для широкого спектра приложений. Рассмотрены возможности применения микропроводов в качестве 1D и 2D манипулятора клетками, нагруженными наночастицами, датчика магнитного поля, элемента кодирующей системы.

ТЕМ, SEM, XRD анализы были использованы для исследования структурных свойств. Полевые зависимости скорости распространения доменной стенки были исследованы с помощью метода Синксуса-Тонкса, петли гистерезиса – индукционным методом и методом вибрационной магнитометрии, распределение полей зарождения доменной стенки и коэффициент магнитострикции были исследованы на специально разработанных установках. Методом FORCанализа исследовано взаимодействие магнитных фаз системы. Установлены пределы применимости индукционного метода и метода вибрационной магнитометрии для проведения анализа.

- Rodionova V., Ipatov M., Ilyn M., Zhukova V., Perov N., Panina L., Gonzalez J., and Zhukov A. // J. Appl. Phys.108 016103 (2010).
- Rodionova V., Ilyn M., Ipatov M., Zhukova V., Perov N., Zhukov A. // JAP 111 07E735 (2012).
- Vazquez M., ElKammouni R., Rodionova V., Chichay K., Perov N., Baraban I. // Spain patent, EP17382418.62017.
- Kammouni R., Iglesias I., Chichay K., Svec P., Rodionova V., Vazquez M. // JAP, 116 (2014) 093902.
- 5. Baraban I., *et al.* // J. Magn. Magn. Mat., https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2017.12.048.

Структура и магнетизм редкоземельных сверхрешеток

Е.А. Кравцов^{1, 2, *}, Д.И. Девятериков¹, Н.О. Антропов^{1, 2}, В.Д. Жакетов³, Ю.В. Никитенко³

¹ Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108.

² Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002.

³ Объединенный Институт Ядерных Исследований, ул. Жолио Кюри, д. 6, Дубна, 141980.

*petrov@mail.ru

Представлены результаты структурных и магнитных исследований сверхрешеток Dy/Gd и Dy/Ho, полученные комплементарным применением рефлектометрии поляризованных нейтронов и рентгеновской дифрактометрии. Было установлено, что в этих сверхрешетках формируется магнитный порядок, когерентно распространяющийся по всей сверхрешетке. Сложная магнитная структура в сверхрешетках приводит к появлению дополнительных пиков магнитного происхождения на спектрах нейтронной рефлектометрии. В сверхрешетках Dy/Ho в обоих слоях формируется геликоидально-упорядоченная магнитная структура, причем период геликоид в слоях Dy и Ho различен. В сверхрешетках Dy/Gd магнитные моменты слоев Gd упорядочены ферромагнитно, в то время как в слоях Dy формируются геликоидольно-упорядоченная магнитная структура

Введение

Тяжелые редкоземельные металлы (от Gd до Tm) проявляют уникальные магнитные свойства, что обусловлено формированием в них сложных типов магнитного упорядочения и их модификацией с температурой или при приложении магнитных полей. В качестве примеров таких свойств можно отметить зависящую от температуры магнитную анизотропию в Gd, геликоидальное и веерное магнитное упорядочение в Dy и Ho. В последнее время возрастает интерес к магнитным наноструктурам, образованным чередующимися слоями различных редкоземельных металлов, магнитная структура которых может существенно отличаться от структуры объемных образцов образующих их металлов. В настоящей работе мы представляем результаты исследований структурных и магнитных свойств сверхрещеток Dy(60 Å)/Gd(60 Å) и Dy(60 Å)/Ho (60 Å), выращенных методом высоковакуумного магнетронного распыления на монокристаллических подложках Al₂O₃ с буферным слоем Nb.

Поскольку традиционные методы, основанные на классической нейтронной дифрактометрии, неприменимы к исследуемым системам ввиду малого количества рассеивающего материала, для определения магнитного упорядочения в сверхрешетках была использована рефлектометрия поляризованных нейтронов. Нейтронные измерения были выполнены на времяпролетном рефлектометре РЕ-МУР, функционирующем на базе импульсного быстрого реактора ИБР-2М в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Результаты и обсуждение

Сверхрешетки были выращены на монокристаллических подложках $[1\overline{1}02]Al_2O_3$ и $[11\overline{2}0]Al_2O_3$ с буферным слоем Nb толщиной 400 Å. Типичные скорости роста выдерживались 2-4 Å в секунду для Nb и редкоземельных металлов. На рис. 1 представлена типичная рентгеновская дифрактограмма, измеренная в зеркальной геометрии Θ -2 Θ , для сверхрешетки Dy(60 Å)/Gd (60 Å), выращенной на подложке $[11\overline{2}0]Al_2O_3$.



Рис. 1. Рентгеновская дифрактограмма от сверхрешетки Dy(60 Å)/Gd (60 Å), выращенной на подложке и [1120]Al₂O₃

На дифрактограмме видны рефлексы от подложки, от (110)Nb и от многослойной структуры (0002)Dy/Gd. Осцилляции вблизи рефлексов (0002)Dy/Gd и (0004)Dy/Gd обусловлены наличием периодической структуры вдоль нормали к поверхности, расстояние между сверхрешеточными сателлитами определяется периодом сверхрешетки. В данном случае реализуются хорошо известные из литературы эпитаксиальные соотношения [1120]Al₂O₃ || [011]Nb || [0001]RE. При росте сверхрешеток на монокристаллических подложках [1102]Al₂O₃ реализуются другие эпитаксиальные соотношения [1102]Al₂O₃ || [110]Nb || [0001]RE. В обоих случаях плоскость (0001)Re ориентирована вдоль нормали к поверхности образца, что позволяет использовать рефлектометрию поляризованных нейтронов для детектирования геликоидальной магнитной структуры в сверхрешетках.

Формирование геликоидальной магнитной структуры в сверхрешетках приведет к тому, что на нейтронограммах вблизи фундаментальных брегговских пиков от редкоземельной структуры, например, (0002), (0004) и т.п. будут наблюдаться сателлитные рефлексы, положение которых определяется периодом и направлением распространения геликоиды, а интегральная интенсивность может служить параметром порядка геликоидальной фазы. Такие сателлитные рефлексы будут наблюдаться также и вблизи (0000), т.е. положения прямого нейтронного пучка, проходящего через образец, один из таких рефлексов (0000)⁺ может быть детектирован в нейтронной рефлектометрии.

На рис. 2 представлены спектры поляризационной нейтронной рефлектометрии, измеренные при различных температурах, от сверхрешетки Dy(60 Å)/Ho (60 Å). На нейтронограмме виден пик при $Q_z\sim0.05$ Å, положение которого не меняется с изменением температуры, он определяется периодом сверхрешетки. Кроме того, наблюдаются пики магнитного происхождения в интервале переданных импульсов $Q_z=0.15 - 0.22$ Å, положение и интенсивность которых меняется с изменением температуры. Данные пики как раз и представляют собой сателлитный рефлекс (0000)⁺ от геликоидальной структуры в слоях Dy и Ho.

Отметим, что период геликоидального упорядочения в слоях Dy и Ho различен, но в обоих случаях реализуется когерентно распространяющаяся в сверхрешетке геликоида, т.е., при переходе от слоя к слою сохраняется период и фаза геликоидальной волны. Период геликоида в Dy и Ho возрастает с уменьшением температуры, причем в Ho он меньше, чем в Dy.



Рис. 2. Спектры поляризационной нейтронной рефлектометрии, измеренные при различных температурах, от сверхрешетки Dy(60 Å)/Ho (60 Å), выращенной на подложке [1102]Al₂O₃.

Заключение

Нами представлены результаты структурных и магнитных исследований сверхрешеток Dy/Gd и Dy/Ho, полученные комплементарным применением рефлектометрии поляризованных нейтронов и рентгеновской дифрактометрии.

Было установлено, что в этих сверхрешетках формируется магнитный порядок, когерентно распространяющийся по всей сверхрешетке. В сверхрешетках Dy/Gd магнитные моменты слоев Gd упорядочены ферромагнитно, в то время как в слоях Dy формируются геликоидольно-упорядоченная магнитная структура, когерентно распространяющаяся при переходе от одного слоя к другому. Сложная магнитная структура в сверхрешетках приводит к появлению дополнительных пиков магнитного происхождения на спектрах нейтронной рефлектометрии.

В сверхрешетках Dy/Ho в обоих слоях формируется геликоидально-упорядоченная магнитная структура, причем период геликоид в слоях Dy и Ho различен. Размерные эффекты в сверхрешетках Dy/Ho приводят к подавлению магнитных фазовых переходов, наблюдаемых в объемных кристаллах Dy и Ho и, таким образом, геликоидальное упорядочение в сверхрешетке сохраняется до самых низких температур.

Исследование выполнено при поддержке РФФИ (проекты № 19-02-00674, 19-32-90007).

Геликоидальное магнитное упорядочение и электронный транспорт в PdCrO₂

Ю.Б. Кудасов

Саровский физико-технический институт НИЯУ «МИФИ», ул. Духова, 6, Саров, 607186. Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, пр. Мира, 37, Саров, 607188. yu_kudasov@yahoo.com, kudasov@ntc.vniief.ru

Исследовано влияние геликоидального магнитного поля на дисперсию электронов проводимости в одно- и двумерных системах. В киральном периодическом магнитном поле, например, в геликоиде, возникает специфическая симметрия относительно обращения времени, которая приводит к особенностям зонной структуры. В PdCrO₂ геликоидальное магнитное упорядочение в диэлектрических прослойках CrO₂ создает необычную спиновую структуру на поверхности Ферми в зоне проводимости. При этом электрон-фононное рассеяние с перебросом оказывается сильно подавленным, что приводит к аномально высокой проводимости при низких температурах, наблюдаемой экспериментально.

Введение

Металлические делафосситы (PdCoO₂, PtCoO₂ и PdCrO₂) привлекли в последнее время значительное внимание из-за необычных транспортных свойств [1]. Электропроводность при комнатных температурах в этих веществах сравнима со значениями характерными для таких металлов, как медь и серебро. Это предполагает необычный механизм электронного транспорта.

Среди металлических делафосситов выделяется соединение PdCrO₃, которое обладает сложным дальним магнитным порядком: в двумерных слоях CrO₂ возникает 120^{0} структура, причём киральность в соседних слоях предполагается противоположной Таким образом, всего возникает 18 магнитных подрешеток [2]. При переходе в магнитоупорядоченную фазу при $T_N \approx 38$ К проводимость резко увеличивается, что говорит о сильной связи магнитного порядка с аномальными транспортными свойствами.

Обращение времени в геликоидальном магнитном поле

Уравнения движения свободных электронов в геликоидальном магнитном поле имеют необычные свойства по отношению к операции обращения времени. В однородном магнитном поле, ориентированном вдоль оси Z, система симметрична по отношению к комбинации операторов обращения времени $\hat{\theta}$ и операции, изменяющей направление магнитного поля на противоположное ($\mathbf{H} \rightarrow -\mathbf{H}$), например, отражение в плоскости, проходящей ось Z [3]. Для периодического геликоидального поля с компонентами

$$H_{x} = H_{0} \cos\left(Kz\right), H_{y} = H_{0} \sin\left(Kz\right), \quad (1)$$

где H_0 и $K=2\pi/a_m$ - константы, единственной операцией, приводящей к $\mathbf{H} \rightarrow -\mathbf{H}$, является трансляция вдоль оси Z на половину периода спирали $\hat{\mathbf{T}}_{1/2}$. Таким образом, в геликоидальном магнитном поле имеет место симметрия относительно операции $\hat{\mathbf{\theta}}\hat{\mathbf{T}}_{1/2}$.

С другой стороны, действие оператора $\hat{\boldsymbol{\theta}}\hat{\mathbf{T}}_{1/2}$ на волновую функцию частицы спина ½ приводит к замене волнового вектора частицы на противоположное $\mathbf{k} \rightarrow -\mathbf{k}$ и перестановке спинов. Таким образом, мы получаем соотношение

$$\varepsilon_{\mathbf{k}\sigma} = \varepsilon_{-\mathbf{k}-\sigma},\tag{2}$$

которое обычно характерно для систем со спинорбитальным взаимодействием.

Электронная структура

1D система

Воздействие периодического геликоидального магнитного (1) на подвижные носители заряда со спином ¹/₂ было подробно исследовано в работе [4] в приближении слабой связи. Уравнение, определяющее дисперсию электронов в этом случае, имеет вид

$$\left(\varepsilon_{\mathbf{k}} - \varepsilon_{\mathbf{k}}^{0}\right) \left(\varepsilon_{\mathbf{k}} - \varepsilon_{\mathbf{k}-\mathbf{K}}^{0}\right) \hat{\mathbf{I}} = \hat{\mathbf{U}}_{\mathbf{K}} \hat{\mathbf{U}}_{\mathbf{K}}^{\dagger}, \qquad (3)$$

где \mathcal{E}_k^0 энергия невозмущенных электронов, I и \hat{U}_K – спиноры: единичный и коэффициенты Фурье, K – вектор обратной (магнитной) решетки.



Рис. 1. (а) Зонная структура в 1D и 2D моделях, (б) фрагмент структуры PdCrO₂ (синие сферы – ионы палладия, оранжевые – хрома, малые красные – кислорода), (в) поверхность Ферми и рассеяние электронов с перебросом

Можно показать, что киральность магнитного поля приводит к тому, что оператор $\hat{\mathbf{U}}_{\mathbf{K}}$ не является нормальным [4]. Дисперсионные кривые для одномерной системы, ориентированной вдоль оси Z, в магнитном поле (2) в приближении слабой связи (3) представлены на рис. 1а.

2D система

В PdCrO₂ гексагональные слои палладия, обеспечивающие электропроводность, чередуются с магнитными слоями CrO₂ (рис. 16) Таким образом, электроны проводимости в палладии находятся в эффективном поле, которое создается магнитными ионами хрома и имеет 120⁰ структуру.

Если рассматривать только один магнитный слой (например, нижний), прилегающий к слою палладия, то операторы U_к оказываются аналогичными рассмотренным в случае одномерной системы [4]. Тогда структура поверхности приобретает вид, показанный на рис. 1в. Сплошной жирной линией показан ү-лист, а цветом выделены спиновые состояний (они также помечены стрелками). Пунктирной линией обозначены карманы (α-листы), возникающие при реконструкции поверхности Ферми при переходе в магнитную фазу [1]. Когда к слою палладия прилегает пара магнитных слоев, спиновая структура поверхности зависит от взаимной киральности в магнитных слоях. Отметим также, в области пересечения линии Г-К с поверхностью Ферми, в правой части уравнения (3) необходимо учитывать два слагаемых, которые приводят к перемешиванию спинов.

Транспортные свойства

При низкой температуре релаксацию импульса электрон-фононной системы в целом и, следова-

тельно, температурную зависимость удельного сопротивления определяет рассеяние с перебросом (umklapp) [5]. Причем основной вклад вносят фононы с минимальным вектором рассеянием $\mathbf{q} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$. Для зонной структуры, изображенной на рис. 1в такими процессами должны были бы быть перебросы между дугами ab и a'b', однако они оказываются запрещенными, потому что электронфононное рассеяние должно сохранять спин. Таким образом, процессы переброса без переворота спина с малыми волновыми векторами q возможны только для состояний вблизи точки К. Вариационный расчет [5] в двумерной модели показывает [4], что удельное сопротивление при переходе в магнитное упорядочение имеет вид $ho \propto T^{-1/2} \exp(E_0/T)$, где *T* – температура, *E*₀ – энергия фонона с волновым вектором, соответствующим расстоянию между дугами ab и a'b'. При переходе в магнитоупорядоченную фазу удельное сопротивление может снизиться примерно на порядок.

- Mackenzie A.P. // Rep. Prog. Phys. V. 80, 032501 (2017).
- Takatsu H., Nénert G., Kadowaki H., *et al.* // Phys. Rev. B, V. 89, 104408 (2014).
- Вигнер Е. Теория групп и ее приложения к квантовомеханической теории атомных спектров. М.: ИЛ (1961).
- Кудасов Ю.Б. // Письма в ЖЭТФ Т.113, вып.3, 168 (2021).
- Ziman J.M. Electrons and Phonons. Oxford University Press, 1960.

Невзаимные спиновые волны в системе «сильный»/«слабый» ферромагнетик

М.А. Кузнецов^{1, *}, А.А. Фраерман^{2, §}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087 *kuznetsovm@ipmras.ru, §andr@ipmras.ru

Теоретически исследован спектр спиновых волн в системе с неоднородной магнитной восприимчивостью: «сильный»/«слабый» ферромагнетик, где «сильный» ферромагнетик находится в ферромагнитной фазе, а «слабый» — в парамагнитной. Показано, что в спектре присутствует невзаимное слагаемое, вызванное магнитостатическим взаимодействием (подобно системам с поверхностным взаимодействием Дзялошинского-Мории). Величиной невзаимности в рассматриваемой системе можно управлять посредством изменения температуры.

Введение

В магнитных материалах, кристаллическая структура которых не обладает центральной симметрией, происходит снятие кирального вырождения, что связано со взаимодействием Дзялошинского-Мории (ДМ)[1,2]. Известно[3], что это взаимодействие отвечает за возникновение киральных магнитных распределений, в том числе скирмионов, которые принципиально можно применять в качестве носителей информации в устройствах магнитной памяти [4]. Наряду со взаимодействием ДМ, существует и другой механизм образования киральных магнитных распределений. К снятию кирального вырождения приводит также магнитостатическое взаимодействие в системах с неоднородной магнитной восприимчивостью. Так, например, в работе [5] были определены условия формирования киральных распределений намагниченности в системах ферромагнетик/сверхпроводник и ферромагнетик/парамагнетик. Этой работе предшествовали и другие[6,7].

Отсутствие киральной симметрии в магнитных системах также приводит и к невзаимности спиновых волн: зависимости свойств волн от направления распространения. В статье [8] были описаны невзаимные волны, распространяющихся в тонкой ферромагнитной пленке, связанной поверхностным взаимодействием ДМ с подложкой из нормального металла. Представляется интересным исследование спектра спиновых волн в системе «сильный»/«слабый» ферромагнетик и сравнение результатов с приведенными в [8]. Здесь под «слабым» ферромагнетиком (далее — подложка) понимается ферромагнетик со значительной меньшей температурой Кюри T_c, чем у «сильного» ферромагнетика (далее — пленка). Можно показать, что магнитостатическое взаимодействие пленки и подложки приводит к возникновению в энергии пленки слагаемого, аналогичного слагаемому, описывающему поверхностное взаимодействие ДМ. Важной особенностью спиновых волн в рассматриваемой здесь системе является температурная чувствительность величины невзаимного слагаемого, что может быть полезным с фундаментальной точки зрения и для приложений.

Модель

Пусть ось zдекартовой системы координатпо направлению совпадает с нормалью к плоскостям слоев, а внешнее магнитное поле H_{ext} параллельно направлению оси x. Пленка занимает область0 < z < h, а подложка — полупространство z < 0. Пусть температура системы $T > T_c$, так что подложка находится в парамагнитной фазе, а пленка — в ферромагнитной. Тогда свободную энергию системы можно написать в следующем виде:

$$F = F_0 + F_- + F_H,$$

$$F_{0} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{0}^{h} \left(\frac{L_{0}^{2}}{2} \sum_{i=1}^{3} \left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_{i}} \right)^{2} - \mathbf{M} (\mathbf{H}_{\text{ext}} + \mathbf{H}_{0}) \right) d\mathbf{\rho} dz,$$

$$F_{-} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{0} \left(\frac{l_{0}^{2}}{2} \sum_{i=1}^{3} \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x_{i}} \right)^{2} + \frac{1}{2\chi} \mathbf{m}^{2} - \mathbf{m} \mathbf{H}_{-} \right) d\mathbf{\rho} dz,$$

$$\stackrel{+\infty}{\leftarrow} \left(\int_{0}^{0} \mathbf{H}^{2} - \int_{0}^{h} \mathbf{H}^{2} - \int_{0}^{+\infty} \mathbf{H}^{2} \right)$$

$$F_{H} = -\int_{-\infty}^{+\infty} \left(\int_{-\infty}^{0} \frac{H_{-}^{2}}{8\pi} dz + \int_{0}^{\pi} \frac{H_{0}^{2}}{8\pi} dz + \int_{h}^{+\infty} \frac{H_{+}^{2}}{8\pi} dz \right) d\rho.$$

Здесь M и m – намагниченности пленки и подложки соответственно. Первые слагаемые в F_0 и $F_$ описывают обменное взаимодействие в пленке и подложке, характеризуемое постоянными L_0 и $l_0.H_-$ (z < 0), H_0 (0 < z < h) и H_+ (z > 0) — напряженности магнитостатических полей, индуцированных намагниченностями пленкиM и подложки m совместно. Эти поля определяются уравнениями Максвелла. $\chi = c/(T - T_c)$ обозначает восприимчивость подложки, где c – постоянная Кюри. Мы считаем, что пленка достаточно тонкая ($h \ll L_0$), чтобы ее намагниченность можно было считать независимой от координаты z.

Считая намагниченность M и магнитостатические поля заданными, мы можем получить посредством варьирования функционала F уравнение на m:

$$\Delta \boldsymbol{m} - \frac{1}{l^2} \boldsymbol{m} = -\frac{\boldsymbol{H}_{-}}{l_0^2}, l = l_0 \sqrt{\chi},$$
$$\frac{\partial \boldsymbol{m}}{\partial z} (z = 0) = 0.$$

Используя полученное уравнение и граничное условие, можем привести свободную энергию к значительно более простому виду

$$F = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{0}^{h} \left(\frac{L_0^2}{2} \sum_{i=1}^{3} \left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_i} \right)^2 - \mathbf{M} \left(\mathbf{H}_{\text{ext}} + \frac{1}{2} \mathbf{H}_0 \right) \right) d\mathbf{\rho} dz.$$

Для определения спектра спиновых волн остается только найти поле **H**₀получить решение уравнения Ландау-Лифшица.

Результаты и обсуждения

Спектр спиновых волн $\omega_0(q)$ оказывается невзаимным, т.е. зависит от направления волнового вектора q (точнее, от его *у*-компоненты для данной геометрии). Здесь мы приведем невзаимный вклад в $\omega_0(q)$ для следующих приближений: $ql_0 \ll 1$, $\chi \gg 1$, $ql \ll 1$. Этот вклад выражается в ненулевой разности $\omega_0(q)$ и $\omega_0(-q)$ и имеет вид

$$\Delta f_0(\boldsymbol{q}) = \left(\omega_0(\boldsymbol{q}) - \omega_0(-\boldsymbol{q})\right)/2\pi = 2\kappa\gamma M_0 h q_y$$

здесь γ – гиромагнитное отношение, M_0 – постоянная составляющая M,

$$\kappa = \frac{2\pi\chi}{1 + 2\pi\chi}$$

Заметим, что в рамках нашей модели мы также должны потребовать выполнения условия $qh \ll 1$. Это условие совместно с условием малости *h*по сравнению с L_0 обеспечивает независимость намагниченности пленки от координаты *z*. Тогда для оценки величины $\Delta f_0(q)$ возьмем qh = 0.1 и $\kappa \sim 1$ ($T \sim T_c$). Для $M_0 = 800$ эрг/Гс/см³ имеем $\Delta f_0 \approx 1400$ МГц, что чуть более чем в полтора раза больше, чем Δf_0 из[8].

Таким образом, мы имеем невзаимный вклад в спектр спиновых волн, величина которого может изменяться посредством изменения температуры (в отличие от невзаимности на основе поверхностного взаимодействия ДМ).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (# 20-02-00356).

- Dzialoshinskii I.E. // Sov. Phys. JETP 5, 1259 (1957).
- 2. Moriya T. // Phys. Rev. 120, 91 (1960).
- Muhlbauer S., Binz B., Jonietz F. *et al.* // Science 323, 915 (2009).
- 4. Iwasaki J., Mochizuki M. and Nagaosa N. // Nature Nanotech. **8**,742 (2013).
- Фраерман А.А., Мухаматчин К.Р. // ЖЭТФ 158, 1109 (2020).
- Мухаматчин К.Р., Фраерман А.А. // Письма в ЖЭТФ 93, 797 (2011).
- 7. Нефедов И.М., Фраерман А.А., Шерешевский И.А. // ФТТ **58**, 490 (2016).
- Moon J.-H., Seo S.-M., Lee K.-J. *et al.* // Phys. Rev. B. 88, 184404 (2013).

Магнитные наночастицы, полученные электрофизическими методами: фокус на биомедицинские приложения

Г.В. Курляндская^{1,2*}, А.П. Сафронов^{1,3,§}, И.В. Бекетов^{1,3}, Ф.А. Бляхман^{1,4}, Э.Б. Макарова^{4,5}, М.А. Корч⁶,С.В. Щербинин^{1,3}

¹ Уральский федеральный университет, ул. Мира, д. 2, Екатеринбург, 620002, Россия.

²University of the Basque Country UPV-EHU, Barrio Sarriena s/n, Leioa, 48940, Spain.

³ Институт электрофизики РАН, ул. Амундсена, д. 106, Екатеринбург, 620016, Россия.

⁴Уральский государственный медицинский университет, ул. Репина, д. 3, Екатеринбург, 620028, Россия.

5Уральский институт травматологии и ортопедиипер. Банковский, д. 7, 620014, Екатеринбург, Россия.

⁶Уральский государственный аграрный университет, ул. Карла Либкнехта, д. 42, Екатеринбург, 620075, Россия.

*galinakurlyandskaya@urfu.ru, §safronov@iep.uran.ru

В работе представлены технологии получения магнитных наночастиц (МНЧ) с помощью электрофизических методов. Рассмотрены некоторые вопросы взаимодействия МНЧ с биосистемами, возможность использования феррогелей на основе МНЧ для нужд инженерии тканей и регенеративной медицины, а также в качестве биомиметиков при создании магнитных биосенсоров.

Введение

Биоприложения магнитных наночастиц (МНЧ) вызывают особый интерес [1, 2]. По статистике около 92% МНЧ оксидов железа получают химическими, 7% – физическими и 2% биологическими методами синтеза [3], но именно физические методы обеспечивают получение больших партий, востребованных в биомедицине [4]. В данной работе описаны электрофизические методы получения МНЧ электрического взрыва проволоки (ЭВП), лазерного испарения мишени (ЛИМ) и искрового разряда (ИР) и обсуждаютсянекоторые их биоприложения.

Электрофизические методы получениянаночастиц

МНЧ оксида железа были получены электрофизическими методами. Метод электрического взрыва проволоки позволяет синтезировать партии до 200 г порошка в час. При этом, в ходе получения возможно разделение размерных фракций со средним диаметром частиц в 22 нм, или 12 нм [5]. Метод лазерного испарения мишени с последующей конденсацией паров в газовой фазепозволяет синтезироватьдо 50 г порошкав час. Средний диаметр ЛИММНЧ составлял около 10 нм [6]. Метод искрового разряда был разработан давно, но в настоящее время появилась возможность использоватьискровые генераторы с циклом порядка микросекунд [7]. Средний диаметр ИРМНЧ составлял около 7 нм (рис. 1).

Примеры биоприложений

Исследования по выяснению возможности использования МНЧ в биоприложениях были выполнены с использованием феррогелей (ФГ). В качестве биосовместимого полимера был выбранполиакриламид, широко используемый в медицине. Растворителем служила стабилизированная в водной среде суспензия ЛИ МНЧ ү-Fe₂O₃[5]. В экспериментах с культурами клеток invitro тестировалась биосовместимость ФГ с различными механическими и электрическими свойствами в диапазоне концентраций МНЧ 0-2 мас. %. Испытания проводилисьс МНЧ из одной партии на лейкоцитах периферической крови, дермальных фибробластах, стволовых мезенхимальных клетках человека и хондроцитах хрящевой ткани крыс. Установлено, что биологическая активность клеток на ФГ критически возрастала с увеличением концентрации МНЧ, но в меньшей степени зависела от электрических и механических свойств материала. Тестирована биологическая активность фибробластов, хондроцитов и мезенхимальных стволовых клеток на поверхности ФГ в присутствии постоянного магнитного поля ~ 450 Э [8].

В *invivo*экспериментах на кроликах породы «Советская Шиншилла» исследовалось взаимодействие



Рис. 1. Наночастицы FexOy: ЭВП - (а), ЛИМ - (б) и ИР - (в). Просвечивающая электронная микроскопия

ФГ с биологически агрессивными средами живого организма, путем оценки стойкости имплантов к разрушающему воздействию, реакции периимплантационных тканей и периферических органов иммунной

системы, а также особенностей регенераторного процесса хрящевой и костной тканей при замещении костно-хрящевого дефекта имплантатами. Для этого кроликам в области передней поверхности дистального эпиметафиза бедренной кости, были сформированы цилиндрические костно-хрящевые дефекты. Контролем являлись незамещенные дефекты, в опытной серии-1 дефекты были замещены цилиндрическими имплантатами из ФГ с плотностью сшивки 1:100 и концентрацией МНЧ 1,3мас. %, в серии-2 - имплантатами из ФГ с адгезированными на их поверхности аллогенными хондроцитами. Установлено, что ФГ не интегрировали с костной и хрящевой тканями. В области модельного дефекта наблюдались новообразованные хрящевая, костная и соединительная ткани. Композиты проявили себя как легкий раздражитель по сравнению с отрицательным контролем. При внедрении ФГ с аллогенными хондроцитами было выявлено ускорение регенерации костной ткани, дающее основание полагать, что в определенных условиях ФГ могут быть использованы в качестве имплантатов [9].

Возможность детектирования ФГ имплантатов/средств адресной доставки лекарств на их основе была продемонстрирована нами в экспериментах с ультразвуковой локацией образцов композитов различной формы [10]. Полученыобнадеживающие результаты детектирования магнитных композитов с помощью разработанного нами автономного детектора слабых магнитных полей на основе квадратурного демодулятора сигналов ГМИ-датчика с пленочным элементом [9].

Заключение и перспективы развития

Рассмотрены возможности получения МНЧ с помощью электрофизических методов. Обсуждаются некоторые вопросы взаимодействия МНЧ с биологическими системами, возможность использования феррогелейв клеточных технологиях, регенеративной медицине, а также как биомиметиков при создании магнитных биосенсоров.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 18-19-00090.Авторы благодарят А.М. Мурзакаева, А.И. Медведева, А.В. Багазеева, А.В. Свалова, Н.А. Бузникова, В.Н. Лепаловского, AnaMartinez-Amesti за сотрудничество Selected measurements were made atSGIKERUPV-EHU.

- Фролов Г.И., Бачина О.И., Завьялова М.М., Равочкин С.И. // ЖТФ, V. 78, 8, 101 (2008).
- Pankhurst Q.A., Connolly A.J., Jones S.K., Dobson J. // J. Phys. D: Appl. Phys. V. 36, R167 (2003).
- KhawjaAnsari S.A.M., Ficiara E., Ruffinatti F.A., Stura I., *et al.* // Materials, V. 12, 465 (2019).
- Blyakhman F.A., Makarova E.B., Fadeyev F.A., *et al.* // Nanomaterials, V. 9, 232 (2019).
- 5. Beketov I., et al. // AIP Adv., V. 2, 022154 (2012).
- Safronov A.P., Beketov I.V., Komogortsev S.V., *et al.* // AIP Advances, V. 3, 052135 (2013).
- Kurlyandskaya G.V., Portnov D.S., *et al.* // Biochimica et Biophysica Acta, V. 1861 1494 (2017).
- Blyakhman F.A., Melnikov G.Y., Makarova E.B., et al. // Nanomaterials, V. 10, 1697 (2020).
- Kurlyandskaya G.V., Blyakhman F.A., Maka-rova E.B., et al. // AIP Advances V. 10, 125128 (2020).
- Blyakhman F.A., Sokolov S.Yu., Safronov A.P., *et al.* //Sensors 2019, V. 19, 3959 (2019).

Диодные гетероструктуры с ферромагнитными узкозонными А³FeB⁵ областями разного типа проводимости

В.П. Лесников, М.В. Ведь, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков,

А.В. Здоровейщев, А.В. Кудрин, Р.Н. Крюков

НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950 *vikhrova@nifti.unn.ru

Методом импульсного лазерного нанесения в вакууме изготовлены диодные структуры с ферромагнитными узкозонными слоями А³FeB⁵ в качестве только p-области (p-GaFeSb/n-InGaAs/n⁺-GaAs), только n-области (n-InFeSb/p-InGaAs/p⁺-GaAs), p- и nобластей (p-GaFeSb/n-InFeSb/n⁺-GaAs, p-GaFeSb/n-InFeAs/n⁺-GaAs) p-n перехода, исследованы их структурные и гальваномагнитные свойства.

Введение

Вопросы спин-поляризованного транспорта в полупроводниковых диодах с ферромагнитными р- и/или п-областями являются актуальными и нуждаются в экспериментальном исследовании. В данной работе представлены результаты исследований диодных гетероструктур с ферромагнитными узкозонными областями разного типа проводимости (GaFeSb, InFeSb и InFeAs).

Методика эксперимента

Структуры изготавливались методом импульсного лазерного нанесения (ИЛН) в вакууме на подложках n^+ -GaAs(100) и p^+ -GaAs(100) с предварительно сформированными методом МОС-гидридной эпитаксии буферными слоями In0.1Ga0.9As толщиной ~ 1 мкм. Содержание атомов Fe варьировалось в пределах от 13 до 25 ат.%, толщина слоев А³FeB⁵ составляла 25-30 нм. Были выращены диодные структуры со слоями A³FeB⁵ в качестве только р-области (p-GaFeSb/n-InGaAs/n⁺-GaAs), только n-области (n-InFeSb/p-InGaAs/p⁺-GaAs), p- и n-областей (p-GaFeSb/n-InFeSb/n⁺-GaAs, p-GaFeSb/n-InFeAs/n⁺-GaAs) p-n перехода. По измерениям эффекта Холла ранее было показано, что изготовленные методом ИЛН в вакууме слои p-GaFeSb, n-InFeSb и n-InFeAs обладают ферромагнитными свойствами вплоть до комнатной температуры [1-3].

Изготовление меза-структур диодов (диаметром 500 мкм) включало в себя формирование омических металлических контактов методом электронно-лучевого испарения в вакууме, фотолитографию и химическое травление. Методом рентгеновской

фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) изучались профили состава слоев. С использованием криостата замкнутого цикла изучались вольтамперные характеристики (ВАХ) и магнитополевые зависимости сопротивления диодов при температурах от 10 до 300 К. Магнитное поле, варьируемое с помощью электромагнита в диапазоне $H = \pm 3600$ Э, прикладывалось перпендикулярно поверхности структур, параллельно протекающему току. Магнетосопротивление определялось по формуле MR = (R(H) - R(H))R(0))/R(0)·100%, где R(H) и R(0) — значения сопротивления диода в магнитном поле и без магнитного поля. В качестве R(0) и R(H) брались статические значения сопротивления, то есть отношение напряжения на диоде к току через диод R(0,H) =U/I(0,H), причем напряжение на диоде не изменялось, следовательно, изменение сопротивления связано с изменением тока, протекающего через диод.

Результаты и обсуждение

Состав ферромагнитных полупроводниковых слоев и их толщины, определенные по результатам РФЭС, хорошо соответствуют технологическим данным для диодных структур. Исследования диодных гетероструктур p-GaFeSb/n-InGaAs/n⁺-GaAs показали наличие отрицательного магнетосопротивления (ОМС), которое регистрировалось в диапазоне напряжений прямого смещения от 0.4 до 0.7 В. Обнаружено, что температура формирования слоя GaFeSb влияла на величину и характер зависимости ОМС от напряжения прямого смещения. В случае использования слоя GaFeSb, изготовленного при температуре 350°С, сопротивление диода уменьшалось на 0.3 % при приложении внешнего магнитного поля 3600 Э во всем диапазоне указанных напряжений при температуре 10 К. Для структуры со слоем GaFeSb, выращенным при пониженной температуре 200°С, отрицательное магнетосопротивление достигало 1.4 % в магнитном поле 3600 Э при напряжении смещения 0.4 В и уменьшалось до 0.3 % при 0.6 В. Эффект ОМС сохранялся при температурах от 10 до 70 К.

Анализ гальваномагнитных свойств диодных гетероструктур n-InFeSb/p-InGaAs/p⁺-GaAs показал значительное уменьшение сопротивления n-р перехода в магнитном поле в диапазоне напряжений от -2 до 2 В, т.е., при прямом и обратном смещении (рис. 1).



Рис. 1. Вольтамперная характеристика диода при температуре 10 К и зависимость модуля *MR* диода n-InFeSb/p-InGaAs/p⁺-GaAs от подаваемого напряжения при 10 К. Величина приложенного магнитного поля составляет 3600 Э

Представленные ВАХ и зависимости MR(U) позволяют предположить, что наибольший эффект ОМС регистрируется при протекании туннельных токов через n-р переход n-InFeSb/p-InGaAs. Повышенное содержание атомов железа приводит к увеличению количества дефектов донорного типа в узкозонном полупроводнике InSb, значительному возрастанию концентрации электронов в InFeSb и способствует созданию условий для туннелирования носителей заряда. Величина ОМС достигает 3 %, а его зависимость от магнитного поля имеет гистерезисный вид (рис. 2).

В случае диодов, содержащих ферромагнитные области обоих типов проводимости (p-GaFeSb/n-InFeSb/n⁺-GaAs, p-GaFeSb/n-InFeAs/n⁺-GaAs) с увеличением температуры измерений от 10 К до 300 К наблюдалось изменение диапазона напряжений прямого смещения, при котором эффект ОМС проявлялся сильнее. Так, для диода p-GaFeSb/nInFeSb/n⁺-GaAs при температуре 10 К в магнитном поле $\pm 3600 \ \Im \ MR = 0.6 \cdot 0.7\%$ регистрируется при напряжении прямого смещения 0.3 \cdot 0.4 В, при комнатной температуре измерений такие же значения *MR* получены для *U*=0.05 В (рис. 3).



Рис. 2. Магнитополевые зависимости магнетосопротивления для различных напряжений прямого смещения для диода n-InFeSb/p-InGaAs/p⁺-GaAs при 10 К

Гистерезисный вид MR(H) позволяет предполагать воздействие ферромагнитных свойств слоев узкозонных полупроводников на транспорт носителей в структуре.



Рис. 3. Магнитополевые зависимости магнетосопротивления для диода p-GaFeSb/n-InFeSb/n⁺-GaAs при *U*=0.05 В и комнатной температуре измерений

Работа выполнена при поддержке РНФ (гранты № 19-19-00545 и №18-79-10088).

- Данилов Ю.А., Кудрин А.В., Лесников В.П. и *др.* // ФТТ, Т. 60, 2137 (2018).
- Kudrin A.V., Danilov Yu.A., Lesnikov V.P. *et al.* // J. Appl. Phys., V. 122, 183901 (2017).
- Кудрин А.В., Данилов Ю.А., Лесников В.П. и *др.* // Письма в ЖТФ, Т. 42 (2), 63 (2016).

Магнитный фазовый переход в нормальном состоянии оксидов меди. Сопоставление резистивных и магнитных данных

Л.С. Мазов^{1,*}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680 *mazov@ipmras.ru

Проведено детальное сопоставление наших предыдущих резистивных данных с результатами недавней работы по исследованию магнитного (АФ ВСП) фазового перехода в нормальном состоянии оксидов меди. Проведенный анализ позволяет более детально определить характер магнитных моментов, формирующих наблюдаемую магнитную структуру, и исследовать их динамическую природу. Показано, что исследуемая картина согласуется с моделью фазового перехода металл-изолятор Келдыша-Копаева при частичной диэлектризации поверхности Ферми.

Введение

В 1991 г. нами были получены свидетельства того, что в нормальном состоянии оксидов меди, ниже некоторой температуры Т*, происходит формирование модулированной магнитной структуры типа волны спиновой плотности (АФ ВСП) (см., напр., [1]). Свидетельства такого магнитного (АФ ВСП) фазового перехода из спин-разупорядоченного состояния ($T > T^*$) в состояние типа АФ ВСП ($T < T^*$) в CuO2-плоскости были получены на основе детального анализа доступных магниторезистивных данных для совершенных монокристаллов оксидов меди. Фактором, указывающим на формирование периодической магнитной структуры в CuO2плоскости было исчезновение (на нижней границе нормального состояния) магнитного вклада в планарное электросопротивление, связанное с дополнительным (к фононному) рассеянием подвижных носителей заряда на АФ спиновых флуктуациях [2]. Как было затем показано, несоизмеримость ВСП с периодом решетки, приводит к формированию волны зарядовой плотности (ВЗП) с половинным периодом и формированию в CuO2-плоскости страйп-наноструктуры с чередующимися проводящими, зарядовыми (С) и полуизолирующими, спиновыми (S) нанострайпами, а на симметричных участках поверхности Ферми открывается щель (псевдощель (PG)). Кроме того, это ВСП/ВЗП состояние в оксидах меди является динамическим, флуктуирующим с характерной частотой ~ 1 ТГц и может быть детектировано только с помощью локальных и быстрых методик, например, с помощью электронов проводимости с характерными временами ~ 1 фс. Именно это обстоятельство и явилось препятствием для получения прямых свидетельств магнитного упорядочения в оксидах меди при $T < T^*$ (PG-состояние) с помощью рассеяния нейтронов. – первая такая работа [3] появилась только 15 лет спустя после [1].

Анализ экспериментальных данных

В работе [3] были проведены эксперименты по упругому рассеянию поляризованных нейтронов для тестирования магнитных моментов в PG-фазе, где были обнаружены первые признаки нового магнитного порядка в PG-состоянии оксидов меди.



Рис. 1. Схема установки по рассеянию поляризованных нейтронов (см., напр. [3])

Картина наблюдаемого магнитного рассеяния соответствует тому, что ожидается в теории циркулирующих токов для PG-состояния с двумя токовыми петлями на элементарную ячейку CuO₂. Ввиду малости магнитных моментов, измерения проводились на слабейших ядерных брэгговских пиках, имеющих правильную симметрию для этой токовой геометрии. С другой стороны, декорирование элементарной ячейки с разнесенными моментами на кислородных узлах также могут объяснить измерения. Наблюдаемый магнитный порядок поверх ядерных брэгговских пиков не нарушает трансляционную симметрию решетки, что указывает на магнитную картину антипараллельных магнитных моментов внутри каждой элементарной ячейки. С другой стороны, это может соответствовать модели с коллинеарными спиновыми моментами, расположенными на узлах кислорода, ферромагнитными вдоль обоих направлений квадратной решетки, но антипараллельно друг другу. Из их экспериментов также следует, что магнитные моменты имеют компоненты как в CuO₂-плоскости, так и вдоль оси c. Такая картина согласуется с результатами нашего анализа магнитосопротивления и аномального эффекта Холла [1,2,4-6].



Рис. 2. Магнитный (АФ ВСП) фазовый переход в нормальном состоянии оксидов меди. а) резистивные данные [1,2]; б) схематическая доменная структура в CuO₂-плоскости; в) нейтронные данные [3]

Обсуждение и выводы

Как следует из магниторезистивных данных (рис. 2a), величина планарного электросопротивления (ЭС) в оксидах меди значительно превышает соответствующие значения, кривой Блоха-Грюнайзена (БГ), характерной для многих металлов, включая магнитные. Кюри-вейссовский характер постоянной Холла в нормальном состоянии оксидов меди указывает на магнитную природу дополнительного вклада в ЭС (заштриховано на рис. 2а). Как показал дальнейший анализ, этот вклад обусловлен рассеянием электронов проводимости на АФ спиновых флуктуациях, сохраняющихся в системе при допировании, и находящихся при $T > T^*$ в режиме термически-индуцированных локальных магнитных моментов (ТИ ЛММ). При Т < T* (PG-состояние) магнитный вклад в ЭС уменьшается, исчезая в точке пересечения резистивной кривой с БГ-кривой. В этой же точке исчезает и аномальный вклад в ЭС, что фактически и означает завершение формирования магнитного порядка типа модулированной магнитной структуры типа АФ ВСП. Эта структура реализуется в виде страйп-наноструктуры в CuO₂-плоскости (рис. 2б). Она состоит из АФ-упорядоченных Sстрайпов (доменов), разделенных С-страйпами, играющими роль доменных стенок. В целом картина согласуется с моделью фазового перехода металл-изолятор Келдыша-Копаева [7], реализующегося в оксидах меди как магнитный (АФ ВСП) фазовый переход в нормальном состоянии при частичной диэлектризации поверхности Ферми.

Сравнительный анализ наших результатов с результатами работы [3], приведенный в настоящей работе, позволяет более детально определить характер магнитных моментов, формирующих наблюдаемую структуру, и исследовать их природу. Недавние исследования магнитных формфакторов в PG-состоянии оксидов меди, позволяют дифференцировать рассеяние от спинового и орбитального моментов.

- 1. Мазов Л.С. // ФНТ Т.17, 1376 (1991).
- Mazov L.S. // Phys. Met. Metallogr., V.93, S137 (2002).
- Fauque B. *et al.* // Phys. Rev. Lett. V.96, 197001 (2006).
- 4. Mazov L.S. // Phys. Lett. A, V.148, 115 (1990).
- Mazov L.S. // J. Supercond. Nov. Magn. V.20, 583 (2007).
- Mazov L.S. // J. Supercond. Nov. Magn. V.18, 713 (2005).
- Келдыш Л.В., Копаев Ю.В. // ФТТ Т.6, 1372 (1964).

Магнитное упорядочение сверхрешёток Dy/Co

М.В. Макарова^{1,2,*}, Е.К. Кравцов^{1,2}, В.В. Проглядо¹, В.В. Устинов¹, Ю.Н. Хайдуков³

¹ Институт физики металлов УрО РАН, 620137 Екатеринбург, Россия

² Уральский федеральный университет, 620002 Екатеринбург, Россия

³ Институт физики твердого тела общества Макса Планка, 70569, Штутгарт, Германия

*makarova@imp.uran.ru

Исследовалась магнитная структура сверхрешёток Dy/Co с разными толщинами слоёв Dy. Установлено, что перпендикулярная магнитная анизотропия в сверхрешётках обусловлена перпендикулярной ориентацией магнитных моментов в переходных областях DyCo вблизи межслойных границ, в то время как магнитные моменты слоев Co упорядочены в плоскости образца.

Введение

Наноструктуры Dy/Co могут обладать перпендикулярной магнитной анизотропией (ПМА). Это позволяет рассматривать мультислои Dy и Co как перспективный материал для перпендикулярной, в том числе магнитооптической, записи информации. На данный момент имеют только несколько работ 90-х годов по исследованию данных структур [1,2], где было обнаружено наличие перпендикулярной магнитной анизотропии, формирующейся в структурах с тонкими слоями Со и Dy. За последние 10 лет возрос интерес к системе Dy/Co, так как появилась возможность переключения намагниченности системы без внешнего магнитного поля с помощью фемтосекундного пульсирующего лазера. [3]. Одно из важных условий данного переключения, это наличие перпендикулярной магнитной анизотропии. На данный момент нет деталей по структурным и магнитным свойствам таких систем. Для понимания механизмов эффектов, наблюдаемых в магнитных наноструктурах, необходимо определение на атомном уровне профилей намагниченности внутри отдельных слоев. Недавно мы показали, что перпендикулярная магнитная анизотропия наблюдается в структурах Dy(X)/Co(Y), где X = 12, 20 Å, Y = 12, 30 Å [4, 5]. В данной работе демонстрируются результаты исследования магнитных свойств сверхрешёток Dy/Co с толщиной слоя Dy от 4 Å до 20 Å.

Экспериментальная часть

Исследования проведены на серии сверхрешетках: Nb//[Dy(X)/Co(30 Å]₄₀, где X= 4 – 20 Å. Образцы были изготовлены методом высоковакуумного

магнетронного распыления на монокристаллических подложках (001)Si. Магнитные измерения проводили на вибрационном магнитометре Lake Shore 7407 во внешнем магнитном поле до 17 кЭ, которое прикладывалось как перпендикулярно, так и в плоскости образца. Измерения рефлектометрии поляризованных нейтронов проводили в стандартной геометрии θ -2 θ на рефлектометре NREX на исследовательском реакторе FRM II.

Результаты и обсуждения

Раннее нами установлено, что сверхрешетки Со/Dy представляют собой композиционно-модулированный сплав, в котором, с одной стороны, выдерживается строгая периодичность в толщинах и композиции слоев, а с другой стороны, интердиффузия Со и Dy на межслойных границах приводит к периодическому изменению с глубиной концентрации Со и Dy [4, 5]. На рис. 1 (а) представлены зависимости магнитного момента на единицу площади от приложенного магнитного поля систем Dy(20 Å)/Co, Dy(12 Å)/Co, Dy(4 Å)/Co. При проведении эксперимента методом рефлектометрии поляризованных нейтронов измерялись четыре коэффициента отражения две с переворотом спина (R^{+-} и R^{-+}).

?? нейтронов в зависимости от переданного импульса: две зависимости без переворота спина (R^{++} и R^{--}) и Измерения Dy(20 Å)/Со проводились при T = 90 K в магнитном поле H = 4600 Э (рис. 1 б). Результаты нейтронных экспериментов хорошо согласуются с магнитометрическими результатами. Следует подчеркнуть, что намагниченность в слоях неоднородна из-за разного содержания атомов Со.



Рис. 1 Слева: зависимость намагниченности от внешнего магнитного поля для систем Dy(20 Å)/Co (красный), Dy(12 Å)/Co (синий), Dy(4 Å)/Co (черный). Справа:рефлектометрические кривые (символы) и результаты их обработки (сплошные линии), измеренные в магнитном поле 4.6 кОе при температуре T = 90 К для сверхрешетки Dy(20 Å)/Co(30 Å)

В Dy(20 Å)/Co(30 Å) магнитные моменты Dy, Co слоя DyCo ориентированы антиферромагнитно относительно друг друга и перпендикулярно плоскости образца. Магнитные моменты слоя Co равны $1.05 \mu_B/at$. B Dy(4 Å)/Co(30 Å) и Dy(12 Å)/Co(30 Å) магнитные моменты Dy и Co упорядочены антипараллельно друг другу и перпендикулярно плоскости пленки в слое сплава Dy–Co и равны 2.2 µB/at. Магнитные моменты слоя Co ориентированы вдоль плоскости образца m = 1.7 µB/at.

Заключение

Проведены комплексные экспериментальные исследования сверхрешёток Dy(4-20 Å)/Co(30 Å), синтезированных методом магнетронного распыления. Приведены результаты комбинированных магнитометрических и нейтронографических исследований сверхрешеток Dy/Co, выполненные при комнатной температуре. В сверхрешетках наблюдается перпендикулярное упорядочение магнитных моментов Dy и Co в слоях Dy–Co. Установлено, что перпендикулярная магнитная анизотропия в сверхрешетках обусловлена магнитными свойствами переходных слоев Dy–Co, в то время как магнитные моменты слоев Co ориентированы в плоскости образца.

Исследование выполнено в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема "Спин" № АААА-А18- 118020290104-2) и при частичной поддержке РФФИ (проект № 20-42-660024).

- Shan Z.S., Sellmyer D.J., Jaswal S.S. *et al.* // Phys. Rev. Letters. V. 63. № 4. P.443. (1989).
- Shan Z.S., Sellmyer D.J. // Phys. Rev. B. V. 42. №16. P.10433. (1990).
- Mangin S., Gottwald M., Lambert C-H., Steil D. // Nature Materials. V. 13. P. (2014).
- Subbotin I.A., Pashaev E.M., Vasiliev A.L. *et al.* // Physica B. V. 573. P. 28. (2019).
- Макарова М.В., Кравцов Е.А.,. Проглядо В.В и *др.* // ФТТ. Т. 62. № 9. С. 1499. (2020).

Демультиплексор спин-волнового сигнала на основе магнитной пленки

А.А. Мартышкин^{1,*}, Д.В. Романенко¹, Э.Г. Локк², А.В. Садовников¹

¹ Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г.Чернышевского, ул. Астраханская, 83, г. Саратов, 410012

² Фрязинский филиал института радиотехники и электроники РАН

*aamartyshkin@gmail.com

С помощью микромагнитного моделирования основанного исследовано влияние неоднородного распределения намагниченности на спин-волновые пучки в магнитной Т-образной пленке с металлизацией. Показаны механизмы управления направлением распространения дифрагирующих на отверстии пучков спин-волнового сигнала с помощью изменения направления внешнего намагничивающего поля.

Введение

Проектирование и реализация различных магнонных устройств требует поиска эффективных механизмов, позволяющих управлять распространением спин-волновых пучков [1,2]. Одной из таких задач является исследование методов управления сфокусированных пучков спин-волнового сигнала в неструктурированных тонких магнитных пленках с металлизацией.

Основная часть

Схема исследуемой структуры для создания сфокусированных пучков спин-волнового сигнала представлена на рис. 1а. Волноводедущая структура представляет собой последовательно соединенные магнитные пленки S1 и S2. Ширина секции S1 составляет $w_1 = 400$ мкм и длинна $l_1 = 600$ мкм, толщина z = 10 мкм. В качестве секции S₂ использовалась неструктурированная магнитная пленка с напыленным в поперечном направлении металлизированном слое шириной w_m = 10 мкм. Такой металлизированный слой создаёт потенциальный барьер в магнитной пленке. Возбуждение спинволнового сигнала осуществлялось с помощью микрополосковой антенны шириной 30 мкм, расположенной на входе секции S₁. С помощью микромагнитного моделирования основанного на решении уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта было получено распределение динамической компоненты намагниченности $I = \sqrt{m_x^2 + m_z^2}$ при внешнем магнитном поле $H_0 = 806 \ \Im$ отклоненном от оси х на угол $\phi = 5^{\circ}$ (рис. 26). Проходя через сочленение секций спин-волновой сигнал непрерывно распространяется в поперечном направлении вдоль оси у из-за влияния дифракции [3]. На основе формирования пучков возможно реализовывать метод демультиплексирования сигнала [3].



Рис. 1. а) Схематическое изображение исследуемой структуры. б) Распределение динамической намагниченности

Представленная конфигурация устройства позволяет управлять направлением распространения спин волнового сигнала или блокировать в зависимости от направления внешнего однородного магнитного поля. Таким образом, мы демонстрируем один из методов управления сфокусированными пучками спиновых волн в неструктурированных магнитных пленках, который может найти своё применение в интегральных схемах, основанных на принципах магноники.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ (№ 20-79-10191).

- Martyshkin A.A., Odintsov S.A., Gubanova Yu.A et al. // Jetp Lett, 110, 533–539 (2019).
- Sadovnikov A.V., Davies C.S., Grishin S.V. *et al.* // Appl. Phys. Lett., 106, 192406 (2015).
- Dzyapko O., Borisenko I.V., Demidov V.E. *et al.* // Appl. Phys. Lett., 109, 232407 (2016).

Зарядовое упорядочение в соединениях RFe₂O₄ и многокомпонентный параметр порядка

Д.А. Маслов^{1, 2, *}, Ю.Б. Кудасов^{1, 2, §}

¹ Российский Федеральный Ядерный Центр – ВНИИЭФ, пр.Мира 37, Саров, 607188

² Саровский физико-технический институт НИЯУ «МИФИ», ул. Духова, 6, Саров, 607186.

*maslov_dem@mail.ru, §yu_kudasov@yahoo.com

Предложен новый подход к описанию зарядового в соединениях RFe₂O₄ в терминах многокомпонентного параметра порядка. Данный метод позволяет аналитически установить структуру равновесных фаз. На примере LuFe₂O₄ выполняется анализ возможных зарядовых структур, анализируется его фазовая диаграмма. Полученные результаты используются для объяснения пироэлектрических измерений спонтанной поляризации LuFe₂O₄ и, в частности, её изменения, зарегистрированного вблизи температуры магнитного упорядочения.

Введение

В настоящее время высок интерес к классу веществ RFe_2O_4 (R = Y, Dy, Ho, Er, Tm, Yb, Lu, Sc, In) [1] с переменой валентностью ионов железа. Наиболее экспериментально изученным соединением является $LuFe_2O_4$ – мультиферроик [2] с особыми сегнетоэлектрическими свойствами [3]. Сегнетоэлектричество в данном соединении связывают не со смещением ионов, как у обычных сегнетоэлектриков, например BaTiO₃, а с установлением особого зарядового упорядочения (ЗУ) ионов железа. Структурно соединение образовано чередующимися гексагональными бислоями из ионов железа, в пространстве между которыми располагаются ионы лютеция

При понижении температуры LuFe₂O₄ претерпевает несколько фазовых переходов [4]. Ниже 500 К наблюдаются 2D зарядовые корреляции. 3D зарядовое упорядочение устанавливается при температуре ниже 320 К, что, приблизительно, совпадает с температурой возникновения спонтанной поляризации. Ферримагнитное 2D упорядочение наблюдается ниже 240 К.

Ранее авторами были разработаны подходы к описанию зарядового упорядочения в рамках модели Изинга в стехиометрическом [5] и нестехиометрическом [6] соединении LuFe₂O₄, выполнено моделирование ЗУ при повышенном давлении [7], исследована комплексная диэлектрическая проницаемость [8]. При этом в работах [5,6] средние заряды подрешёток были определены путём численного решения системы нелинейных уравнений. В данной работе предложен способ описания зарядового упорядочения в терминах многокомпонентного параметра порядка. Новый подход позволяет аналитически установить структуру возможных фаз.

Метод расчета

Зарядовые степени свободы ионов железа описываются моделью Изинга

$$W = 1/2\Sigma_{ii}\sigma_i \sigma_i, \qquad (1)$$

 J_{ii} – параметр взаимодействия между ионами *i* и *j*, суммирование проводится по всем ионам железа, заряд иона σ_i принимает значения +1 для Fe^{3+} и -1 для Fe²⁺. Согласно методу среднего поля воздействие системы узлов на некоторый узел может быть представлено как воздействие на данный узел нескольких выделенных подрешёток. Потенциал узла *n*-ой подрешётки при этом может быть представлен в виде $\phi_n = \sum_{n'=1..\nu} A_{nn'} \langle \sigma_{n'} \rangle$, $A_{nn'}$ – константа взаимодействия узла подрешётки n с подрешёткой n', $\langle \sigma_n \rangle$ - средний заряд *n*-ой подрешётки, *v* - количество подрешеток. В случае чисто кулоновского взаимодействия $A_{nn'} = \sum 1/r_{i0}$, где суммирование проводится по узлам подрешётки n', r_{i0} – расстояние между некоторым узлом подрешётки *n* и *i*-ым узлом подрешётки п'. Используя стандартные методы статистической физики [5], можно получить систему уравнений для определения зарядов подрешёток

$$\langle \sigma_n \rangle = -\text{th}(\varphi_n/t),$$

или, в векторной форме

$$\vec{\sigma} = -\Sigma_{n=1..v} \text{th}(\vec{e}_n \vec{A} \ \vec{\sigma} \ / t) \vec{e}_n , \qquad (2)$$

где $\vec{\sigma} = \{\langle \sigma_1 \rangle, \langle \sigma_2 \rangle, ..., \langle \sigma_v \rangle\} = \sum_{n=1..v} \langle \sigma_n \rangle \vec{e}_n$ — вектор, задающий средние заряды подрешёток, \hat{A} — матрица констант взаимодействия, t — нормированная температура, $\vec{e}_i = \{0, ..., 0, 1_i, 0, ..., 0\}$ — орт в vмерном пространстве. Для решения системы (2) предложена следующая замена переменных

$$\vec{\sigma} = -\sum_{i=1..\nu} \eta_i \vec{e}_i^{\prime sat} , \qquad (3)$$

где $\vec{e}_i^{'sat}$ — ортонормированная система собственных векторов матрицы \hat{A} , η_i - новые параметры порядка, характеризующие упорядочение в структуры, задаваемые векторами $\vec{e}_i^{'sat}$. Также, удобство данных параметров порядка заключается в том, что они, зачастую представляют собой нормированные проекции дипольного момента элементарной ячейки. В результате замены (3) система (2) принимает вид

$$\Sigma_{k=1..\nu} V_{mk} \eta_k = \operatorname{th}(\Sigma_{k=1..\nu} t_k V_{mk} \eta_k / t), \qquad (4)$$

где $V_{mk} = (\vec{e}_m \cdot \vec{e}'_k^{sat})$. Выражение для свободной энергии (на узел)

$$f = -t \ln 2 - [t \Sigma_{n=1..v} \ln[ch(\Sigma_{k=1..v} t_k V_{mk} \eta_k/t)] - \Sigma_{k=1..v} t_k b_k^2 \eta_k^2/2]/v,$$

где t_k – собственные числа матрицы – \hat{A} , b_k – норма вектора \vec{e}_k^{isat} . Определение равновесного зарядового упорядочения заключается в поиске решений системы (4) и определении решения, обладающего наименьшей свободной энергией.

Результаты

Предварительный анализ собственных векторов \vec{e}_i^{isat} позволяет установить возможные структуры решений системы (4) без её решения. Наиболее важными типами решений системы (4) для рассмотренных 4- и 6-подрешёточной моделей бислоя являются:

1) однокомпонентное решение (все η_i , кроме η_1 равны 0), определяемое уравнением

$$\eta_1 = \operatorname{th}(t_1\eta_1/t),$$

здесь, температура упорядочения равна t_1 ;

 двухкомпонентное решение (только два параметра порядка отличны от нуля)

$$V_{11}\eta_1 + V_{12}\eta_2 = \operatorname{th}((t_1V_{11}\eta_1 + t_2V_{12}\eta_2)/t)$$

$$V_{21}\eta_1 + V_{22}\eta_2 = \operatorname{th}((t_1V_{21}\eta_1 + t_2V_{22}\eta_2)/t)$$



Рис. 1. Фазы зарядового упорядочения бислоя. а – ферроэлектрическая фаза (FE), б – ферриэлектрическая фаза (FIE), в – PDA(DPDA) фазы, г – страйп-фаза 1 (S1), д – страйп-фаза 2 (S2). Белым цветом обозначены ионы Fe²⁺, чёрным – Fe³⁺, серым – разупорядоченные ионы

К данным структурам сводятся полученные ранее в [5] структуры (рис. 1.), а также, новые решения, являющиеся суперпозициями однокомпонентных фаз: FE+PDA, FE+S1, FE+S2.

Обнаруженные новые решения обладают ненулевой проекцией дипольного момента на ось, перпендикулярную бислою и открывают возможность для объяснения результатов пироэлектрических измерений поляризации в соединении LuFe2O4 [3]. Построена новая фазовая диаграмма соединения.

- Ikeda N., Nagata T., Kano J., Mori S.// J. Phys.: Cond. Matt., 27, 053201 (2015).
- Van den Brink J., Khomskii D. // J. Phys.: Cond. Matt., 20, 434217 (2008).
- Ikeda N., Ohsumi H., Ohwada K. *et al.* // Nature, 436, 1136 (2005).
- Iida J., Tanaka M., Nakagawa Y. et al. // J. Phys Soc. Jap., 62, 1723 (1993).
- Kudasov Yu.B., Maslov D.A. // PRB, 86, 214427 (2012).
- Maslov D.A., Kudasov Yu.B. // Sol. St. Phen., 233, 375 (2015).
- Hearne G.R., Carleschi E., Sibanda W.N., Musyimi P., Diguet G., Kudasov Yu.B., Maslov D.A., Korshunov A. S. // PRB 93, 105101 (2016).
- Kudasov Yu.B., Markelova M., Maslov D.A., Platonov V.V., Surdin O.M., Kaul A.// Phys. Lett. A, 380, 3932 (2016).

Эффективные тройные сплавы CoFeNi для спинтроники

М.А. Миляев*, Н.С. Банникова, Л.И. Наумова, Е.И. Патраков, В.В. Устинов

¹ Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108. *milyaev@imp.uran.ru

Исследованы магниторезистивные свойства сверхрешеток CoFeNi/Cu, полученных с использованием двух серий богатых кобальтом тройных сплавов. Проведена оптимизация композиций сверхрешеток для получения максимального магнитосопротивления и минимального гистерезиса. Показано, что величина магнитосопротивления сверхрешеток слабо изменяется в зависимости от состава использованных сплавов CoFeNi, в то время как гистерезис на кривой магнитосопротивления значительно увеличивается при отклонении состава сплава от оптимального Co₇₀Fe₂₀Ni₁₀.

Введение

Тройные сплавы CoFeNi, за редким исключением, не находят своего применения в устройствах спинтроники. Наиболее часто в них используют двойные сплавы, такие как: Ni₈₀Fe₂₀, Co₉₀Fe₁₀, Co₇₀Fe₃₀ и другие. Это связано с тем, что при переходе от двойных ферромагнитных сплавов на основе Со, Fe и Ni к тройным сплавам увеличивается удельное электрическое сопротивление и уменьшается степень спиновой поляризации. В обменно-связанных магнитных сверхрешетках такие изменения приводят к уменьшению магнитосопротивления (МС). В сравнении со сверхрешетками $Co_{90}Fe_{10}/Cu(20-23\text{\AA})$, в которых МС достигает 25 – 33%, во многих работах для различных сверхрешеток CoFeNi/Cu(20-23Å) получено более низкое магнитосопротивление 10-15% [1-3]. В настоящих исследованиях установлено, что в узком участке тройной диаграммы Со-Fe-Ni существуют богатые кобальтом сплавы, характеризуемые как высокой спиновой поляризацией, так и низкой коэрцитивностью. Сверхрешетки на основе таких сплавов обладают высоким МС в сочетании со слабым гистерезисом, что представляет интерес для практических приложений.

Эксперимент

В исследованиях были использованы две серии ферромагнитных (FM) сплавов, отмеченных на тройной диаграмме символами \blacktriangle и \square – рис. 1. Серия I: (1) Co₉₀Fe₁₀, (2) Co₈₅Fe₁₂Ni₃, (3) Co₇₇Fe₁₇Ni₆, (4) Co₇₅Fe₁₅Ni₁₀, (5) Co₇₀Fe₂₀Ni₁₀, (6) Co₆₇Fe₂₀Ni₁₃; серия II: (7) Co₇₀Fe₂₅Ni₅, (8) Co₇₀Fe₂₀Ni₁₀, (9) Co₇₀Fe₁₅Ni₁₅, (10) Co₇₀Fe₁₀Ni₂₀. Выбор композиции сплавов серии (I) обусловлен тем, что они располагаются на тройной диаграмме вблизи линии, со-

ответствующей сплавам с нулевой константой магнитострикции [2]. Линия, относящаяся к сплавам серии (II), пересекает предыдущую линию в точке, относящейся к сплаву Со₇₀Fe₂₀Ni₁₀. На основе каждого сплава методом магнетронного напыления изготовлены сверхрешетки состава Та(5 нм)/ Ni₄₈Fe₁₂Cr₄₀(5нм)/[FM(1.3 нм)/Сu(2.2 нм)]_n/Та(5 нм), где FM – ферромагнитный сплав, t_{FM} – толщина, число бислоев n = (6 - 16). Магнитосопротивление определялось как $\Delta R/R_s = [(R(H) - R_s)/R_s] \cdot 100\%$, где R(H) – сопротивление в магнитном поле, R_s – в поле насыщения. Для максимальной величины МС использовано обозначение $r = (\Delta R/R_s)_{max}$. Гистерезис магнитосопротивления ΔH определялся на полувысоте кривой $\Delta R(H)/R_{\rm s}$, измеренной при прямом и обратном направлении магнитного поля. Измерения выполнены при комнатной температуре.



Рис. 1. Распределение на тройной диаграмме двух серий использованных сплавов, расположенных вдоль линии (1) и линии (2), соответственно

Результаты и обсуждение

Важный этап оптимизации магниторезистивных свойств сверхрешеток связан с нахождением оптимального числа бислоев. Для серии сплавов серии II изменение максимального MC от числа бислоев показано на рисунке 2. Видно, что при n = 12 наибольшее значения r наблюдается при использовании сплава Co₇₀Fe₂₀Ni₁₀. Если число бислоев n = 16, то у сверхрешетки с тем же самым сплавом наблюдается наименьшее r.



Рис. 2. Изменение максимального МС от числа бислоев для сверхрешеток со сплавами серии (II)

Величины *r* были определены для сверхрешеток со всеми типами использованных тройных сплавов. В оптимизированных сверхрешетках со сплавами первой серии MC укладывается в диапазон значений r = 30 - 33%, со сплавами второй серии r = 25 - 31% [3]. Изменение гистерезиса на кривых магнитосопротивления для оптимизированных сверхрешеток показано на рисунке 3. При изменении состава сплава вдоль линии (1) на тройной диаграмме у сверхрешеток наблюдается систематическое уменьшение гистерезиса. При изменении состава сплава вдоль линии (2) наблюдается резкое увеличение ΔH при отклонении состава сплава от оптимального Со₇₀Fe₂₀Ni₁₀. Важно отметить, что значительное изменение гистерезиса в зависимости



Рис. 3. Зависимость Δ*H* от типа тройного сплава. Шагом по оси абсцисс является номер сплава, указанный в скобках. Для наглядности кривая (II) совмещена с кривой (I) в точке, соответствующей сплаву Co₇₀Fe₂₀Ni₁₀

от состава тройного сплава слабо сказывается на величине MC. На рисунке 4 показано, что замена широко используемого в различных спинтронных устройствах сплава $Co_{90}Fe_{10}$ на $Co_{70}Fe_{20}Ni_{10}$ приводит в сверхрешетках к уменьшению гистерезиса и поля насыщения более чем в 2 раза при сохранении высокого MC. Значения r > 30% в аналогичных сверхрешетках на основе тройных сплавов CoFeNi, в том числе, близких к составу $Co_{70}Fe_{20}Ni_{10}$, ранее не наблюдали. Это обусловлено тем, что во многих работах проводили лишь частичную оптимизацию композиции сверхрешеток и использовали в них большое число бислоев n = (20-30) [2, 3].

Полученные нами результаты для величин MC оптимизированных сверхрешеток в зависимости от состава сплавов CoFeNi качественно согласуются с результатами расчетов, выполненных в модели, учитывающей в сверхрешетках спин-зависящее рассеяние электронов проводимости на интерфейсах и в объеме ферромагнитных слоев [4].



Рис. 4. Кривые магнитосопротивления сверхрешеток со сплавами $Co_{30}Fe_{10}$ и $Co_{70}Fe_{20}Ni_{10}$

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (тема «СПИН» № АААА-А18-118020290104-2) при частичной поддержке РФФИ (грант № 20-42-660018 р_а).

- Hossain S., Seale D., Qiu G., Jarratt J., *et al.* // J. Appl. Phys., V. 75, 7067 (1994).
- Meguro K., Hirano S., Jimbo M., *et al.* // J. Magn. Magn. Matter. V. 140-144, 601 (1995).
- 3. Milyaev M.A., Bannikova N.S., *et al.* // Journal of Alloys and Compounds, V. 854, 157171 (2021).
- Miyazaki T., Kondo J., Kubota H., Inoue J. // J. Appl. Phys., V. 81, 5187 (1997).

Роль границ раздела в формировании магнитооптического отклика пленок на основе нанослоев тяжелых и ферромагнитного металлов

Т.В. Мурзина^{1, *}, Е.А. Мамонов¹, В.Б. Новиков¹, Д.А. Копылов¹, Н.С. Гусев², И.Ю. Пашенькин²

1 МГУ имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Ленинские горы 1, Москва, 119991

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680

*murzina@mail.ru

Экспериментально изучены магнитоиндуцированные эффекты при генерации оптической второй гармоники (ВГ), проходящей через нанопленки из ферромагнитного и тяжелых металлов. Показано, что зависимости интенсивности р-поляризованной второй гармоники от меридионального магнитного поля различны для нанопленок Pt/Co/W и W/Co/Pt с одинаковыми толщинами слоев, рассмотрены возможные механизмы эффектов.

Введение

Пленки на основе тяжелых и ферромагнитных металлов стабильно привлекают внимание исследователей как уникальные системы, в которых возможно формирование нетривиальных спиновых конфигураций, интересных как с фундаментальной, так и прикладной точек зрения [1]. Основную роль в появлении уникальных свойств такого рода структур играют границы раздела между металлами, что определяет важность исследования и развития методов диагностики их свойств. Известно, что высокой чувствительностью к свойствам границ раздела центросимметричных сред обладает метод генерации второй оптической гармоники (ВГ), причем в случае магнитных сред возникают нелинейнооптические аналоги магнитооптических (MO) эффектов Керра и Фарадея на частоте ВГ, их величина значительно превосходит эффекты в линейном МО отклике [2]; таким образом появляется возособенностей магнитных можность изучения свойств границ раздела.

В данной работе, в продолжение исследований слоистых пленок на основе ферромагнитного и тяжелого металлов, проводившихся нашим коллективом в последние годы⁴, изучались зависимости прошедшей через структуру интенсивности ВГ от магнитного поля в двух- и трехслойных пленках на основе кобальта, платины и вольфрама.

Экспериментальные результаты и обсуждение

Пленки кобальта толщиной 2-4 нм, расположенные между слоями платины и вольфрама с толщинами также 3 нм, изготовлены методом магнетронного напыления на стеклянных подложках методом магнетронного напыления на химически очищенных стеклянных подложках, вращающихся с частотой 30об/мин; скорость напыления Со, Рt и W составляла 1 A/sec, 2A/sec и 0.5А/sec соответственно. Были изготовлены две серии пленок с разной последовательностью слоев, т.е. Pt/Co/W и W/Co/Pt. Измерения магнитооптического эффекта Керра для разных азимутальных положений пленки относительно меридионального магнитного поля показали отсутствие выраженной оси легкого намагничивания. При изучении магнитоиндуцированных эффектов на частоте ВГ в качестве накачки было использовано излучение Ti-sapphire лазера с длиной волны 820 нм, длительностью импульса 40 фс, средней мощностью 50 мВт, направлявшееся на образец под разными углами падения; излучение ВГ с длиной волны 410 нм проходило через систему фильтров, анализатор, и регистрировалось с помощью ФЭУ. Меридиональное магнитное поле с напряженностью *H* ≤ 1.5 кЭ создавалось электромагнитом, управляемым с компьютера. Магнитоиндуцированный поворот плоскости поляризации волны ВГ измерялся при ориентации оси анализатора под 45° к *р*-поляризации (*mixed*-поляризация),

интенсивностный эффект – для *p*-поляризованной ВГ. Отметим, что для однородно намагниченных структур в дипольном приближении не должно наблюдаться изменения интенсивности pполяризованной компоненты поля ВГ при смене знака меридионального магнитного поля.

На рис. 1, a-d, представлены зависимости интенсивности р-поляризованной ВГ от напряженности меридионального магнитного поля для углов падения ±20° для пленок состава Pt(3)Co(3)W(3) и W(3)Co(4)Pt(3), толщины слоев в нанометрах указаны в скобках. Отметим следующие свойства зависимостей, представленных на рис. 1 для рполяризованной ВГ. Резкие асимметричные максимумы интенсивности ВГ вблизи нулевого значения магнитного поля (H=0) соответствуют перемагничиванию пленки за счет разворота средней намагниченности, что приводит к появлению ее экваториальной компоненты и значительного по величине экваториального МО эффекта для излучения с частотой ВГ. Для пленки Pt(3)Co(3)W(3) магнитный гистерезис ВГ значительно более узкий, чем для W(3)Co(4)Pt(3), а максимумы ВГ вблизи H=0 имеют меньшую амплитуду. Аналогичные различия в ширинах магнитных гистерезисов получены при измерении линейного МО эффекта Керра. Эти результаты указывают на различие магнитной структуры пленок описанных составов с номинально аналогичными параметрами.



Рис. 1. Зависимости интенсивности прошедшей через пленку р-поляризованной ВГ от напряженности меридионального магнитного поля для: (a,b) Pt(3)Co(3)W(3) пленки для угла падения +20° и – 20°; (c,d) – аналогичные зависимости для структуры с обратной последовательностью нанесения слоев, W(3)Co(4)Pt(3)

Вторая особенность состоит в наличии магнитного контраста интенсивности ВГ для насыщающих значений магнитного поля разного знака. Этот эффект наблюдался и раньше для структур близкого состава. Контраст интенсивности ВГ, $\rho = [I(+H)-I(-H)]/$ [I(+H)+I(-H)] (где I(+H) и I(-H) – интенсивность ВГ для полей разного знака), также имеют разную величину для рассмотренных двух видов пленок. Как показано в [3], с точки зрения феноменологии источником эффекта для рассматриваемой геометрии эксперимента могут быть компоненты нелинейной поляризации на длине волны ВГ, пропорциональные факторам $H_z \nabla_z H_x$ и $H_x \nabla_z H_z$, т.е. градиентам намагниченности в направлении нормали к пленке (OZ), где (XOZ) - плоскость падения. Анализ знака магнитного контраста интенсивности ВГ для описанной «запрещенной» геометрии эксперимента для пленок со сходной магнитной структурой и с последовательностью расположения различной слоев тяжелых металлов может позволить выявить роль градиентного механизма в его появлении.

Заключение

Методом генерации оптической второй гармоники показано, что магнитные свойства структур Pt/Co/W и W/Co/Pt существенно зависят от последовательности нанесения слоев. Для напряженности меридионального магнитного поля, большего поля насыщения, наблюдается контраст интенсивности р-поляризованной компоненты ВГ, знак которого меняется при смене знака угла падения излучения накачки, зависит от структуры пленок и, предположительно, от градиента намагниченности в структуре в направлении нормали к ее поверхности.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 19-72-20103, с использованием оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» ИФМ РАН.

- Hellman F., Hoffmann A., Tserkovnyak Y. *et al.*// Rev. Mod. Phys. 89 (2), 025006 (2017).
- Kirilyuk A., Rasing T.// J. Opt. Soc. Am. B 22(1), 148–167 (2005).
- 3. Murzina T.V., Radovskaya V.V., Pashen'kin I.Yu. *et al.* // Optics Express. 29(2), 2106–2111 (2021).

Генерация нелокальной ЭДС в структурах Pt/ЖИГ и NiFe/ЖИГ

Ю.В. Никулин^{1,2*}, А.В. Кожевников¹, Ю.В. Хивинцев^{1,2}, М.Е. Селезнев ^{1,2}, Ю.А. Филимонов^{1,2,3}

¹ СФИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019. ² СГУ им. Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012 ³ СГТУ им. Гагарина Ю.А., ул. Политехническая, 77, Саратов, 410054 *yvnikulin@gmail.com

В структурах Pt/ЖИГ и NiFe/ЖИГ состоящих из 4-х электрически изолированных микрополосок ферромагнитного (NiFe) или парамагнитного металла (Pt) сформированных на поверхности эпитаксиальной пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ) исследован эффект генерации нелокального напряжения U в зависимости от величины и направления инжекции постоянного тока I при температурах 300 и 8 К. Обнаружено, что при температуре T=300 К зависимость ΔU(I), где ΔU=U(H)-U(H=0), H – внешнее магнитное поле, характеризуется наличием критического тока I_c, при достижении которого происходит резкий рост значений ΔU. При T=8 К зависимость ΔU(I) характеризуется отсутствием I_c, кроме того наблюдается рост значений ΔU по сравнению с T=300 К.

Введение

Структуры метал-магнитный диэлектрик представляют интерес для разработки элементной базы информационных систем на принципах магноной спинтроники [1]. Одной из основных задач исследований, направленных на создание энергоэффективной элементной базы электроники является задача эффективного взаимного преобразования спинового и электрического тока на границе ферритметалл. В последнее время наиболее широко исследуются структуры на основе пленок железоиттриевого граната (ЖИГ) и парамагнитных металлов (Pt) [2,3], где возникновение нелокальной ЭДС (U) связывается с абсорбцией спинового углового момента электронов проводимости металла (инжектирующий электрод) пленкой ЖИГ и формированием в диффузного потока магнонов переносящих ней спиновую информацию (спиновый ток) до детектирующего металлического электрода, с последующим преобразованием спинового тока в напряжение U за счет действия обратного спинового эффекта Холла на интерфейсе ЖИГ/металл [1-3].

На сегодняшний день эксперименты по детектированию нелокальной ЭДС U (нелокального сопротивления R_{nl}) в основном выполнялись в условиях инжекции переменного тока или спиновой накачки [2,3]. В данной работе рассматривается эффект генерации нелокальной ЭДС в структурах Pt/ЖИГ и NiFe/ЖИГ в зависимости от величины и направления инжекции постоянного тока I при температурах T= 8 и 300 К.

Исследуемая структура представляла собой систе-

Методика эксперимента

му из 4-х металлических (М – Рt или NiFe) электродов длиной 190 мкм (1_2 и 7_8) и 210 мкм (3_4 и 5_6) шириной 2 мкм сформированных на поверхности эпитаксиальной пленки ЖИГ (толщина d≈17.6 мкм, ширина линии ФМР 2 Δ H≈0.6 Э) методами магнетронного распыления (толщина пленки Pt – 4 нм, NiFe – 6 нм), фотолитографии и ионного травления (рис. 1). Детектирующие электроды 3_4, 5_6, 7_8, на которых измерялось напряжение U, располагались от инжектирующего электрода 1_2 на расстоянии S=2, 6 и 10 мкм, соответственно.



Рис. 1. Фотография структуры ЖИГ/металл. Цифрами обозначены система металлических (Рt или NiFe) инжектирующего (1_2) и детектирующих (3_4, 5_6, 7_8) электродов с контактными площадками из меди

В электрод 1_2 инжектировался постоянный ток I =50÷1400 мкА, что соответствовало плотности тока $j=6\div175\cdot10^9$ А/м². Магнитное поле Н прикладывалось в плоскости структуры перпендикулярно (H[⊥]I) или параллельно (H || I) металлическим микрополоскам.

В локальной геометрии измерения ток пропускается через электрод 1_2, напряжение U (сопротивление R) измеряется на нем же. Строились зависимости сопротивления металлических микрополосок от H при T=300 K. В нелокальной геометрии измерения ток I пропускается через электрод 1_2, напряжение U измеряется на электродах 3_4, 5_6 и 7_8. Строились зависимости генерируемого напряжения U от H, расстояния L до детектирующих электродов и от величины и направления I при температурах 8 и 300 K.

Результаты эксперимента

На рис. 2 приведены типичные зависимости сопротивления R микрополоски (1_2) (а – Pt, б – NiFe) и генерируемого напряжения U на микрополоске 3_4 (в – Pt, Γ – NiFe) от величины и направления магнитного поля H при T=300 K. Видно, что в локальной геометрии измерения микрополоски Pt и NiFe показывают качественно различные зависимости R(H) и характеризуются на порядок различающимися значениями магнитосопротивления (спин-Холл магнитосопротивления для Pt и анизотропного магнитосопротивления для NiFe). В нелокальной геометрии измерения (рис.2 в, Γ) вид зависимостей U(H) качественно совпадает для обоих типов структур и характеризуется скачком напряжения 2 Δ U при перемагничивании ЖИГ (рис. 2 в, Γ).



Рис. 2. (а, б) Зависимости сопротивления R микрополоски Pt (1_2) (а) и NiFe (1_2) (б) и генерируемого напряжения U на микрополоске 3_4 (в – Pt, г – NiFe) от величины и направления магнитного поля H при 300 К

На рис. 3 и 4 приведены зависимости генерируемого напряжения ΔU от величины и направления тока инжекции I (I₊ и L – положительное и отрицательное направления тока I) при T=8 и 300 K и расстояния L от инжектирующего до детектирующих

электродов (см. вставки) при T=300 К для структур Pt/ЖИГ(рис. 3) и NiFe/ЖИГ (рис.4). Для обоих типов структур зависимости $\Delta U(I)$ при T=300 К характеризуются наличием критического тока I_c, при достижении которого происходит резкое увеличение ΔU , что связывается с влиянием нагрева структуры. Это подтверждается измерениями при 8 К, для которых наблюдается, наряду с отсутствием I_c, увеличение ΔU по сравнению с T=300 К.



Рис. 3. Зависимости генерируемой на электроде 3_4 ЭДС ΔU от величины и направления (I₊ и L) тока инжекции I при T=8 и 300 K для структуры Pt/ЖИГ. На вставке показана зависимость ΔU от расстояния L до детектирующего электрода при T=300 K



Рис. 4. Зависимости генерируемой на электроде 3_4 ЭДС ΔU от тока инжекции I, при T=8 и 300 К для структуры NiFe/ЖИГ. На вставке показана зависимость ΔU от расстояния L до детектирующего электрода при T=300 К

Работа выполнена в рамках государственного задания и частично поддержана РФФИ (проект № 20-07-00968).

- Chumak A.V., Vasyuchka V.I., Serga A.A., Hillebrands B. // Nature Phys., V. 11, 453 (2015).
- Kajiwara Y., Harii K., Takahashi S., Ohe J. *et al //* Nature, V. 464, 262 (2010).
- Cornelissen L.J., Liu J., Duine R.A., Ben Youssef J., VanWees B. J. // Nature, V. 11, 1022 (2015).

Отрицательное магнитосопротивление в структуре n-InSb/ЖИГ

Ю.В. Никулин^{1,2}, А.В. Кожевников¹, Ю.В. Хивинцев^{1,2}, Ю.А. Филимонов^{1,2,3}

¹ СФИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019.

² СГУ им. Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012

³ СГТУ им. Гагарина Ю.А., ул. Политехническая, 77, Саратов, 410054

*yvnikulin@gmail.com

Установлено, что в структуре InSb/ЖИГ/ГГГ при температуре 300 К в касательной к плоскости подложки геометрии намагничивания проявляется эффект отрицательного магнитосопротивления (MC), тогда как для структуры InSb/ГГГ в касательной к плоскости подложки геометрии намагничивания наблюдается положительное магнитосопротивление. Эффект возникновения отрицательного магнитосопротивления в структуре InSb/ЖИГ/ГГГ обусловлен эффектом влияния намагниченности ЖИГ на электроны проводимости InSb (эффект близости) и определяется величиной намагниченности ЖИГ.

Введение

Структуры полупроводник-магнитный диэлектрик представляют интерес для разработки элементной базы информационных систем на принципах магноной спинтроники. Одним из перспективных материалов для этой области исследований является InSb, который среди полупроводников $A^{III}B^{\vee}$ характеризуется наибольшей подвижностью электронов и длиной спиновой диффузии. С точки зрения разработки электронной элементной базы представляют интерес магниторезистивные свойства InSb. В данной работе исследовано влияние подложки на возникновение отрицательного магнитосопротивления в поликристаллических пленках InSb при комнатной температуре

Методика эксперимента

Структуры на основе текстурированных пленок InSb, термически выращенных на эпитаксиальных пленках ЖИГ различной толщины $d_{\mathcal{K}}$ и намагниченности насыщения $4\pi M_{\mathcal{K}}$ изготавливались методами фотолитографии и ионного травления (рис.1). Также, в качестве тестового образца, структуры изготавливались на подложке гадолиний галлиевого граната (ГГГ). В таблице приведены параметры пленок ЖИГ и InSb, на основе которых изготавливались исследуемые структуры. Электрические параметры пленок InSb (ρ – удельное сопротивление, $R_{\rm H}$ – коэффициент Холла, $\mu_{\rm H}$ – подвижность электронов и $n_{\rm e}$ – концентрация электронов) определялись методом Ван дер Пау при T=300 К.



Рис. 1. Изображение структуры InSb/ЖИГ (InSb/ГГГ). Цифрами 1 и 2 обозначены контакты, через которые пропускался постоянный ток I, цифрами 3 и 4 – контакты, на которых измерялось напряжение U

Таблица 1. Параметры структур на основе пленок ЖИГ и InSb.

Nº	dж	4πМж	dinSb	ρ·10-6	R _H ·10⁻⁵	μн	n _e ·10 ²³
	мкм	Гс	nm	Ом∙м	м³/Кл	м²/В∙с	M ⁻³
1	InSb/ГГГ		700	24	42	1.75	1.4
2	20.2	430	650	137	146	1.07	0.4
3	7	1750	600	33.6	60	1.78	1
4	18.5	1750	90	25	7.6	0.3	8.1

При проведении магниторезистивных измерений через контакты 1_2 пропускался постоянный ток I=10 мкА. Внешнее магнитное поле Н прикладывалось как в плоскости структуры перпендикулярно (H \perp I) или параллельно (H \parallel I) микрополоске 1_2, так и по нормали *и* к плоскости структуры (H \parallel n). Строились зависимости сопротивления R=U/I микрополосок InSb от Н при T=300 K, где напряжение измерялось на контактах 3 и 4, см. рис. 1.

Результаты эксперимента

На рис. 2–5 приведены зависимости R(H) для структур №1–4 из таблицы, где на рис. 2а–5а кривыми 1 и 2 показаны зависимости R⊥ и R_{||}, измеренные при ориентации магнитного поля H[⊥]I и H || I, соответственно. На рис. 2б – 5б показаны зависимости R_n(H) при H || n, характер которых отвечает положительному MC (увеличение R в магнитном поле). Величина MC δ =(R(H)-R(0))/R(0) для структур №1–4 намагниченных по нормали к поверхности не зависит от выбора подложки и составляет 48%, 46%, 136% и 12% соответственно, что согласуется с параметрами пленок, определяющих классический эффект Холла.

Поведение зависимостей $R_{\perp}(H)$ и $R_{\parallel}(H)$ существенно определяется параметрами подложки, см. рис. 2a - 5a. Так для структуры InSb/ГГГ наблюдается положительное MC для $R_{\perp}(H)$ и $R_{\parallel}(H)$ (рис. 2a), тогда как в структуре InSb/ЖИГ($4\pi M$ =430 Гс)/ГГГ при |H|<2 кЭ проявляется слабое отрицательное MC (уменьшение R в магнитном поле) величиной около 0.01% (см. вставку к рис.3а). С ростом H происходит изменение знака магниторезистивной зависимости (рис.3а) и величина положительного MC составляет около 2.5% и 0.7% для $R_{\perp}(H)$ и $R_{\parallel}(H)$ соответственно.

Для структур №3 и №4, изготовленных на подложке ЖИГ с 4 π M=1750 Гс для R_⊥(H) и R_{||}(H) наблюдается отрицательное MC, величина которого определяется параметрами пленок InSb. Для структуры №3 на основе пленки InSb толщиной 600 нм с $\mu_{\rm H}$ = 1.78 м²/В·с и n_e=10²³ м⁻³ величина MC составляет около 1% (см. вставку на рис. 4а), а для структуры №4 на основе пленки InSb толщиной около 90 нм ($\mu_{\rm H}$ =0.3 м²/В·с и n_e=8.1·10²³ м⁻³) величина отрицательного MC почти на порядок меньше – MC=0.03% для R_{||}(H) и 0.1% для R_⊥(H).

Полученные результаты позволяют сделать вывод, что эффект возникновения отрицательного магнитосопротивления в структуре поликристаллическая пленка n-InSb на подложке ЖИГ/ГГГ обусловлен эффектом влияния намагниченности ЖИГ на электроны проводимости InSb (эффект близости), при этом величина MC определяется как величиной намагниченности ЖИГ, так и подвижностью и концентрацией электронов в InSb.





Рис. 3. Структура №2







Рис. 5. Структура №4

Работа выполнена в рамках государственного задания и частично поддержана РФФИ (проект № 20-07-00968)

Спиновый ток на границе платина/железоиттриевый гранат: влияние амплитуды СВЧ поля и температуры

Г.А. Овсянников¹, К.И. Константинян¹, К.Л. Станкевич¹, Т.А. Шайхулов¹, В.А. Шмаков¹, А.А. Климов^{1,2}

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая 11 строение 7, Москва, 125009.

² Российский технологический университет -МИРЭА, Москва, 119454.

*gena@hitech.cplire.ru

Исследовались спектры ферромагнитного резонанса и спинового тока гетероструктуры, состоящей из эпитаксиальной пленки железо иттриевого граната $Y_3Fe_5O_{12}$ (YIG), выращенного на подложки из галлий-гадолиниевого граната $Gd_3Ga_5O_{12}$, и пленки платины Pt нанометровой толщины. Измерения проводились в диапазоне частот f = 2 - 18 GHz при вариации CBЧ мощности 20 μ W - 50 mW. На частотах f = 2-3 GHz проводились температурные измерения спинового тока в температурном диапазоне T = 77 - 300 K. Спин-волновые резонансы модифицируют спектр спинового тока. При увеличении мощности CBЧ сигнала вклад в спиновый ток от спиновых волновых резонансов поверхностных спиновых волн сравнивается со спиновым током от ферромагнитного резонанса.

Введение

Было показано, что в гетероструктуре, состоящей из ферромагнетика и немагнитного металла в условиях ферромагнитного резонанса (ФМР) в направлении поперек границы возникает чисто спиновый ток, детектируемый с помощью обратного спинового эффекта Холла (ISHE) [1, 2]. В Pt/YIG гетероструктурах при воздействии СВЧ облучения наряду с ферромагнитным резонансом (волновой вектор k = 0) на спектре поглощения возникают особенности, вызванные спин-волновыми резонансами (k ≠ 0), которые приводят к искажению спектра спинового тока [3-5]. В данной работе, изменяя мощность СВЧ воздействия, было определено влияние спинволновых резонансов, вызванных поверхностными и объемными спиновыми волнами, на спектр спинового тока. Исследовалось изменение амплитуды спинового тока с уменьшением температуры.

Образцы и методика эксперимента

Эпитаксиальные пленки железо иттриевого граната $Y_3Fe_5O_{12}$ (YIG) толщиной $d_{YIG} = 8$ µm были выращены молекулярной эпитаксией на обеb[сторонf[(111) Gd₃Ga₅O₁₂ (GGG) подложки толщиной 0.5 mm и размером в плане 4x3 mm². Платиновая пленка толщиной d_{Pt} =10 nm напылялась на одну из сторон подложки с помощью магнетронного распыления. Статические магнитные характеристики Pt/YIG гетероструктуры измерялись с помощью продольного эффекта Керра. С точностью до единиц про-

центов не обнаружено магнитной анизотропии при вращении гетероструктуры вокруг нормали к подложке. Спектр ферромагнитного резонанса (ФМР) определялся либо из измерений отраженного СВЧ сигнала P(H), либо производной dP/dH(H). СВЧ сигнал в частотном диапазоне 2–18 GHz подавался по микрополосковой линии с характерным сопротивлением 50 Ω . Подложка с гетероструктурой располагалась в щели под микрополосковой линией. Магнитное поле СВЧ воздействия h_{rf} и постоянное магнитное поле Н были перпендикулярны друг другу и располагались в плоскости подложки. Напряжение, вызванное протеканием спинового тока, измерялось синхронным детектором на Pt пленке при модуляции СВЧ воздействия.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис.1 показан спектр спинового напряжения $V_Q(H)$ и ФМР dP/dH(H) для f=3 GHz при T = 78 K. Видно, что положение максимума ФМР спектра, полученного из зависимости dP/dH(H) соответствует экстремуму $V_Q(H)$. Причем, $V_Q(H)$ меняет знак при изменении направления магнитного поля (в нашем случае знака), хотя ФМР спектр остается неизменным. Спин-волновые резонансы поверхностных спиновых волн (MSSW) вызывают искажение спектра спинового тока. Форму спектра $V_Q(H)$ удается хорошо аппроксимировать с помощью суммы из трех лоренцевых линий. Соотношение амплитуд лоренцевых линий A_i, ширин линий

 ΔH_i , и сдвиг линий относительно основного пика H_i, i = 0, 1, 2, 3 зависят от мощности CBЧ воздействия (см. рис.2). Отметим, что положение лоренцевых пиков H_i<H₀ соответствует спин-волновым резонансам поверхностным спиновых волн (MSSW). В нашем случае искажения спектра, вызванного спин-волновыми резонансами объемных спиновых волн ((BVMSW) не наблюдается.



Рис. 1. Спектр спинового напряжения $V_Q(H)$, возникающего на Pt пленке Pt/YIG гетероструктуры (верхняя кривая) и ФМР спектр dP/dH(H) (нижняя кривая). f = 3 GHz, T = 78K.

На рисунке 2 показано изменение формы спектра V₀(H) при изменении мощности СВЧ воздействия Р_{іп}. При максимуме Р_{іп}= 50 mW наблюдаются два пика на спектре V_Q(H) аналогично результатам, полученным в [3, 5]. Произведение амплитуды V₀(H), умноженное на полуширину, полученную из аппроксимации одной лоренцевой линией монотонно увеличивается с мощностью СВЧ воздействия вплоть до $P_{in} = 50$ mW. В тоже время при аппроксимации V₀(H) тремя лоренцевыми линиями, составляющая V₀(H), соответствующая ФМР резонансу насыщается при Р_{іп} ≈ 10 mW. Следовательно, с увеличением мощности СВЧ воздействия наблюдается перераспределение накачки спинового тока от ФМР резонанса к поверхностным спиновым волнам.

С уменьшением температуры намагниченность YIG увеличивается и достигает насыщения при $T \approx 150 K$. В тоже время V_Q с учетом сопротивления пленки Pt уменьшается, а ширина линии ΔH остается неизменной.

Возможным объяснением уменьшения амплитуды спинового тока может быть изменение с температурой величины спиновой проводимости границы g^{↑↓}, которая, в частности, зависит от намагниченности YIG пленки[6].



Рис. 2. Трансформация спектра спинового тока Pt/YIG гетерострутуры с изменением CBЧ воздействия P_{in}, указанного в единицах dBm, f = 2.1 GHz, T = 300 К. Сплошные линии – аппроксимация спектра лоренцевыми линиями, эксперимент – точки

Таким образом, при малых мощностях СВЧ воздействия (P_{in}<2 mW) присутствие спин-волновых резонансов незначительно искажает спектр спинового тока в Pt/YIG гетероструктуре. При больших мощностях компоненты спинового тока, вызванные спин-волновыми резонансами сравниваются с амплитудой спинового тока, вызванного ферромагнитным резонансом.

Работа выполнена при поддержке гос.задания и проектами РФФИ 19-07-00143, 19-07-00274.

- Saitoh E., Ueda M., Miyajima H., Tatara G. // Appl. Phys. Lett. V. 88, 182509 (2006).
- Tserkovnyak Y., Brataas A., Bauer G.E.W. // Phys. Rev. Lett. V.88,117601 (2002).
- Sandweg C.W., Kajiwara Y., Ando K., *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 97, 252504 (2010).
- Rezende S.M., Rodríguez-Suárez R.L., Soares M.M., et al. // Applied Physics Letters V.102, 012402 (2013).
- Dushenko S., Higuchi Y., *et al.* // Applied Physics Express V.8, 103002 (2015).
- Atsarkin V.A., Borisenko I.V., Demidov V.V., Shaikhulov T.A. // J. Phys. D: Appl. Phys V.51, 245002 (2018).

Мандельштам-Бриллюэновская спектроскопия в многослойных латеральных магнонных структурах

С.А. Одинцов^{1*}, А.А. Грачев¹, А.В. Садовников¹, Е.Н. Бегинин¹, С.А. Никитов²

1 СГУ им. Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012

² ИРЭ РАН, ул. Моховая, 11, корп.7, Москва, 125009

*odinoff@gmail.com,

Методом микромагнитного моделирования и Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии проведено исследование эффектов спин-волновой связи в структурах на основе массива микроволноводов, изготовленных из тонких пленок железо-иттриевого граната. Продемонстрировано изменение режимов распространения спиновых волн в латеральных структурах при добавлении в систему магнитной микрополоски, расположенной над латеральными микроволноводами. Выявлены особенности латерального и вертикального спин-волнового транспорта, и невзаимного распространения спиновых волн в исследуемой структуре.

Введение

Создание и развитие концепций магноники, новой области исследований, основанной на использовании элементарных квантов магнитных возбуждений (магнонов) и спиновых волн в качестве носителей информационных сигналов позволит разработать новое поколение приборов и устройств передачи и обработки данных, функционирующих на микроволновых частотах с характеристиками, которые невозможно было получить ранее. В отличие от обычных СВЧ приборов спин-волновые или магнонные устройства имеют расширенные возможности, благодаря управлению свойствами с помощью внешнего магнитного поля и иных воздействий [1-3]. Более того многие полупроводниковые интегральные технологии могут легко совмещаться с устройствами на основе принципов магноники. Монокристаллические плёнки железоиттриевого граната (ЖИГ) на протяжении многих лет являются одним из основных объектов для экспериментального исследования спинволновых явлений ввиду рекордно низкой величины затухания спиновых волн [1].

Структура

В настоящее время актуальной задачей является исследование спин-волновых сигналов в "вертикально" интегрированных магнитных микроструктурах, где к латеральным связям добавляются вертикальные, что обеспечивает возможность увеличения плотности пространственной упаковки базовых элементов для построения конфигурируемых магнонных сетей и также сокращение общей длины соединений между элементами [4,5].



Рис. 1.Схема исследуемой структуры

В настоящей работе рассматривается структура показанная на рис.1(а), состоящая из латерально связанных ЖИГ волноводов и третьего ЖИГ волновода над ними. Такие структуры могут быть использованы в качестве базовых элементов для создания различных устройств, таких как фильтров, ответвителей, делителей, мультиплексоров и т.д. Проведено микромагнитное моделирование исследуемой структуры методом конечных разностей, методом конечных элементов проведено численное моделирование и исследование динамики распространения СВ в данной системе. Показано, как влияют геометрические параметры на динамику спиновых волн в латеральных структурах наномасштаба. Методом Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии с послойной визуализацией стационарного пространственного распределения динамической намагниченности продемонстрирована возможность. Показано, что в трехмерных магнонных структурах величина длины связи уменьшается.

Результаты

На рис. 2(a-f) показаны результаты микромагнитного моделирования динамики спиновых волн между волноводами. Видно, что мощность спиновой волны перекачивается из микроволновода Z_1 в Z_2 , при рассмотрении системы двух латеральных волноводов (рис. 2 a,d). При введении в систему третьего волновода над латерально связанными, длина связи L уменьшается, что показано на рис. 1(b,e), при этом динамика CB в Z_3 показана на рис. 1(c,f).



Рис. 2. (а-с) распределения интенсивности спиновой волны пропорциональные величине квадрата динамической намагниченности, (d-f) распределения компоненты динамической намагниченности m_z

Проведено исследование спин-волнового транспорта в структурах на основе латеральных микроволноводов, изготовленных из тонких пленок железоиттриевого граната. Продемонстрировано изменение режимов распространения спиновых волн в латеральных структурах при добавлении в систему магнитной микрополоски, расположенной над латеральными микроволноводами.

Выявлены особенности невзаимного распространения спиновых волн в исследуемой структуре. Показано, что в трехмерных магнонных структурах величина длины связи уменьшается, что приводит к возможности увеличения плотности функциональных элементов при проектировании трехмерных магнонных сетей.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 20-79-10191

- Gurevich A.G., Melkov G.A. // Magnetization Oscillations and Waves. CRC-Press, London, New York, 1996.
- Stancil D.D., Prabhakar A. // Spin Waves: Theory and Applications. Springer, 2009.
- Vashkovskii A.V., Stal'makhov V.S., Sharaevskii Y.P. // Magnetostatic Waves in Microwave Electronics. Sarat. Gos. Univ. (in Russian), 1993.
- Sadovnikov A.V., Grachev A.A., Sheshukova S.E., Sharaevskii Y.P., Serdobintsev A.A., Mitin D.M, Nikitov S.A. // Phys. Rev. Lett., vol. 120, p. 257203, 2018.
- Sadovnikov A.V., Grachev A.A., Beginin E.N., Sheshukova S.E., Sharaevskii Y.P., Nikitov S.A. // Phys. Rev. Appl. vol. 7, p. 014013, 2017.

Распространение спиновых волн в трёхмерном магнонном кольцевом резонаторе

С.А. Одинцов^{1*}, А.В. Садовников¹, Е.Н. Бегинин¹, С.А. Никитов²

1 СГУ им. Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012

² ИРЭ РАН, ул. Моховая, 11, корп.7, Москва, 125009

*odinoff@gmail.com,

Методом микромагнитного моделирования и конечно-элементного метода проведено исследование эффектов спин-волновой связи в структурах на основе массива микроволноводов, изготовленных из тонких пленок железо-иттриевого граната. Продемонстрировано изменение режимов распространения спиновых волн в латеральных структурах при добавлении в систему микрорезонтора, расположенной над латеральными микроволноводами, помимо этого, кольцевой микрорезонатор может быть использован как реконфигурируемый спин-волновой делитель мощности.

Введение

Большой интерес представляет исследование свойств спиновых волн, так как Спиновые волны и их кванты, магноны, обычно имеют частоты в диапазоне от ГГц до ТГц и длины волн в диапазоне от микрометра до нанометра [1,2]. Они предназначены для разработки более быстрых и небольших устройств обработки информации следующего поколения, в которых информация передается магнонами, а не электронами [3]. При этом одним из преимуществ использования спиновых волн для передачи данных и вычислений на основе волн является возможность кодирования сигнала как с помощью амплитуды, так и с помощью фазы спиновой волны [4,5].

Также актуальной задачей является исследование распространения спиновых волн в "вертикально" интегрированных магнитных микроструктурах, где к латеральным связям добавляются вертикальные, что обеспечивает возможность увеличения плотности пространственной упаковки базовых элементов для построения конфигурируемых магнонных сетей и также сокращение общей длины соединений между элементами.

Структура

В настоящей работе показана возможность ответвления поверхностной магнитостатической волны в трёхмерной структуре, состоящей из латерально расположенных волноводов и кольцевого резонатора над ними (рис. 1(а)).



Рисунок 1. Схема исследуемой структуры

Проведено микромагнитное моделирование исследуемой структуры методом конечных разностей. Показана возможность ответвления.

Результаты

На рис. 1(b-c) показаны карты намагниченности спиновых волн, которые получены в результате микромагнитного моделирования распространения волн. На частоте в 5.25 ГГц СВ в результате распространения выходит из канала Р2, при том что возбуждение происходит на канале Р0. При понижении частоты входного сигнала до 5.228 ГГц СВ выходит уже из канала Р3, причём связь спиновых волн происходит через кольцевой резонатор. Таким образом, в такой системе возможно управление ответвлением сигнала с помощью частотной перестройки входного сигнала.



Рис. 2. Карты распределения компоненты динамической намагниченности m_z на частоте f = 5.25 ГГц (a), f = = 5.228 ГГц (b)

Проведено исследование спин-волнового транспорта в структурт на основе латеральных микроволноводов, изготовленных из тонких пленок железоиттриевого граната и кольцевым микрорезонатором над ними. Продемонстрировано изменение режимов распространения спиновых волн в латеральных структурах при добавлении в систему микрорезонтора, расположенной над латеральными микроволноводами, помимо этого, кольцевой микрорезонатор может быть использован как реконфигурируемый спин-волновой делитель мощности. На основе предложенной структуры возможно создание устройств демультиплексирования спин-волновых сигналов, распространяющихся в интегральных топологиях планарных магнонных сетей.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-29-27026, № 19-37-90079

- Sharaevsky Y., Sadovnikov A., Beginin E., Sharaevskaya A., Sheshukova S., Nikitov S. // Functional Magnetic Metamaterials for Spintronics". In: Functional Nanostructures and Metamaterials for Superconducting Spintronics. Springer, 2018.
- Chumak A.V., Vasyuchka V.I., Serga A.A., Hillebrands B. // Nat. Phys, vol. 11, pp. 453–461, 2015.
- 3. "International technology roadmap for semiconductors." http://www.itrs2.net/itrs-reports.htmlA.
- Sadovnikov A.V., Beginin E.N., Odincov S.A., Sheshukova S.E., Sharaevskii Y.P., Stognij A.I., Nikitov S.A. // Appl. Phys. Lett., vol. 108, p. 172411, 2016.
- Sadovnikov A.V., Grachev A.A, Odintsov. S.A., Martyshkin A.A., Gubanov V.A.. Sheshukova S.E., Nikitov S.A. // JETP Lett., vol. 108, pp. 312–317, 2018.
Особенности движения магнитных вихрей вблизи протяженной линейной магнитной неоднородности

В.А. Орлов^{1,2,*}, Г.С. Патрин^{1,2}, И.Н. Орлова³, М.В. Долгополова¹

¹ Сибирский федеральный университет, пр. Свободный 79, Красноярск, 660041

² Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, Академгородок 50, стр. 38, Красноярск, 660036

³ Красноярский государственный педагогический университет им. В. П. Астафьева, ул. Ады Лебедевой 89, Красноярск, 660049

*vaorlov@sfu-kras.ru

В настоящей работе теоретически решается задача о движении магнитного вихря в поле протяженной линейной неоднородности. Расчет параметров движения производится методом коллективных переменных (уравнение Тиля) с учетом эффективной массы вихря и гировектора третьего порядка. На основе уравнения движения анализируется влияние массы ядра и гировектора третьего порядка на характер движения вихря, как квазичастицы. Решение уравнения движения, позволило получить траектории движения ядра в различных физических ситуациях. Кроме этого, в работе обсуждаются особенности эффекта Холла для вихрей/скирмионов, за которые ответственны инерционные свойства и наличием гирове

Интерес к изучению низкомерных наноразмерных магнетиковс вихревой структурой не ослабевает из-за перспектив разработки на их основе устройств спинтроники нового поколения (носителей информации, датчиков, элементов логики и пр.). Одна из основных трудностей в разработке действующих образцов устройств связана с надежностью управления движением вихревых структур. Траектория таких объектов даже в простых моделях может быть чрезвычайно сложной и часто не поддается аналитическому описанию. Вблизи дефектов магнитной структуры вихревые образования движутся по замысловатым траекториями и проявляют необычные свойства. В аналитических расчетах динамических характеристик вихревой магнитной структуры продуктивным оказался метод коллективных переменных в модели жесткого вихря. В этом случае в качестве параметров, характеризующих состояние, вихря используется координата и скорость его центра – ядра. В последствие этот подход был весьма успешно развит многими авторами (см. например [1]). В рамках такого подхода из лагранжиана магнитной подсистемы получается уравнение движения магнитного вихря как квазичастицы в виде:

$$\mathbf{G}_3 \times \ddot{\mathbf{v}} + \hat{\mu}\dot{\mathbf{v}} + \mathbf{G} \times \mathbf{v} + D\mathbf{v} + \nabla W = 0.$$
(1)

Здесь G и G_3 – гировекторы первого и третьего порядка соответственно, v – скорость ядра, W – по-

тенциальная энергия вихря, \hat{D} и $\hat{\mu}$ – тензоры эффективных коэффициентов силы трения и эффективной массы вихря соответственно. Точки над векторами означают дифференцирование по времени. Рассмотрим далее особенности траектории движения ядра магнитного вихря в потенциале, создаваемом линейной неоднородностью с учетом и без учета различных слагаемых в левой части уравнения (1).

Анализ показал, что даже в отсутствие возвращающих сил (однородный потенциал) траектория не является прямолинейной имеет квазипериодический характер. Это обстоятельство открывает потенциальную возможность в эксперименте по ферромагнитному резонансу определять некоторые характеристики вихревой структуры.

В случае наличия постоянной силы *F* (не зависящей от координат и времени), движения вихря представлет собой дрейф со средней скоростью, определяемой выражением:

$$V = F / \sqrt{D^2 + G^2}$$

Примерный вид траекторий ядра магнитного вихря для данного случая показан на рисунке 1, из которого видно, как меняется направление дрейфового движения ядра при различных значениях параметра затухания.



Рис. 1. Характерные траектории движения ядра вихря под действием постоянной силы

Рассмотрим далее движения ядра вихря в потенциале, созданном линейным дефектом. В данном случае, как и ранее, мы получаем дуплет частот. Примеры общего решения уравнения (1) с учетом диссипации показаны на рис. 2. Возможные соотношения между параметрами вихря выбраны на основе результатов работы [2]. Важно заметить, что одним из решений уравнения (1) является действительный корень с нулевой частотой и ненулевым параметром затухания.



Рис. 2. Мнимые (рисунок а) и действительные (рисунок b) части решения уравнения (1)

В практических целях наиболее интересно исследование поведения магнитного вихря вблизи дефектов магнитной структуры. При переходе через границу, разделяющую магнитные фазы, скачком могут меняться все параметры, характеризующие вихрь, что приводит к явлению подобному преломлению света на границе сред с различающимися показателями преломления. Взаимодействие с неоднородностью приводит к изменению параллельной к границе составляющей скорости ядра. Особое внимание следует уделить ситуации, когда ядро движется вблизи отталкивающей линейной неоднородности с присутствием постоянной внешней силы. Магнитные вихри (или скирмионы) с различающимися знаками произведения полярности и киральности *pq* имеют различные равновесные расстояния до дефекта. Это обстоятельство приводит к "сортировке" вихрей по признаку знака величины *pq*. Применительно к движению ядер в ферромагнитных нанолентах это явление получило название "скирмионный эффект Холла". Примеры траекторий, полученных на основе решения урав-



Рис. 3. Пример траектории вихрей с противоположными по знаку значениями параметров *pq*

Таким образом, решение уравнения движения (1) позволило проанализировать влияние на характер движения ядра инерционного слагаемого и гироскопического слагаемого третьего порядка. Скирмионный эффект Холла может существовать не только по причине различия потенциальных энергий вихрей с разными значениями полярностей и киральностей, но и из-за чувствительности равновесного расстояния от ядра до неоднородности в стационарном режиме движения под действием постоянных внешних сил. Это позволит организовать селекцию ядер в газе скирмионов по признаку направления гирровекторов.

Исследование выполнено в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (№ темы FSRZ-2020-0011).

- 1. Thiele A. // Phys. Rev. Lett. V. 30, 230 (1973).
- Li Z.-X., Wang C., Cao Y., Yan P.// arXiv:1810.00331v1 [cond-mat.mes-hall] 30 Sep 2018.

Механические напряжения и локальное поле магнитной анизотропии трехслойных дисков

В.А. Орлов^{1,2,*}, В.С. Прокопенко³, Р.Ю. Руденко¹, И.Н. Орлова³

1 Сибирский федеральный университет, пр. Свободный 796, Красноярск, 660041

² Институт физики им. Л. В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, Академгородок 50, стр. 38, Красноярск, 660036

³ Красноярский государственный педагогический университет им. В. П. Астафьева, ул. Ады Лебедевой 89, Красноярск, 660049

* vaorlov@sfu-kras.ru

Исследуется вклад магнитоупругих эффектов в эффективную магнитную анизотропию трехслойного (не магнитный металл/ферромагнетик/не магнитный металл) пленочного нанодиска. Проведена оценка механических напряжений на боковой поверхности диска, обусловленных двумя факторами: неодинаковым тепловым расширением слоев и дополнительной поверхностной энергией на границах раздела слоев. Показано, что основной причиной изменения локального поля анизотропии вблизи края нанодиска являются механические напряжения, возникающие из-за избыточной энергии поверхности.

Введение

Одним из наиболее перспективных направлений является использование ферромагнитных частиц в качестве "наноскальпелей" для разрушения клеток злокачественных опухолей [1]. "Наноскальпель" – магнитная наночастица с прикрепленным к ней специализированным аптамером, благодаря чему она способна избирательно зафиксироваться на клетке опухоли и разрушить ее при воздействии переменного магнитного поля. Эффективность "наноскальпеля" возрастает с увеличением магнитного момента наночастицы. Но рост последнего способствует крайне нежелательному эффекту "слипания" наночастиц. Попытка найти компромиссное состояние делает важным понимание физических механизмов формирования магнитной структуры наночастицы.

В силу ряда причин для исследований обычно используют суспензии частиц цилиндрической формы (пленочных нанодисков). Для наноскальпеля предпочтительной является квазидипольная структура с относительно большим средним магнитным моментом. Такая реализация распределения намагниченности в наночастице возможна при условии D >> h. Здесь D – диаметр диска, h – толщина. Противодействовать возникновению вихревого распределения намагниченности можно с помощью магнитоупругих эффектов.

Для безопасного использования ферромагнитных частиц в медицине, необходимы покрытия из нейтральных веществ, в качестве которых можно использовать благородные металлы: золото, платина и пр. "Наноскальпель" конструктивно может представлять собой трехслойную систему немагнетик/ферромагнетик/немагнетик. Различие коэффициентов теплового расширения магнитного материала и оболочки приводит к возникновению механических напряжений, которые потенциально способны внести существенные поправки в поле анизотропии, а, следовательно, привести к коррекции результирующего магнитного момента.

В настоящей работе исследуем влияние магнитоупругих эффектов на магнитные характеристики трехслойной системы немагнетик/ферромагнетик/немагнетик. В качестве ферромагнитной начинки мы рассматриваем никель. Анализу подвергается теоретическая модель "наноскальпеля", представленная схематически на рис. 1. Предполагается, что боковая поверхность диска в своем сечении представляет собой полуокружность. Радиус магнитной фазы 1 обозначен как r, радиус внешней немагнитной оболочки 2 - R.



Рис. 1. Схематичное изображение нанодиска. Закрашенная область – ферромагнитная фаза (фаза 1), немагнитная оболочка (фаза 2) изображена прозрачной. Плоскостью показана конфигурация диска в сечении

Оценим влияние на эффективную анизотропию механических напряжений, возникающих на границах раздела фаз 1-2 и 2-внешняя среда. Вследствие условия D >> R напряжения на плоских границах слоев незначительны по сравнению с боковой поверхностью, где радиус кривизны мал. Можно выделить два фактора, обеспечивающие возникновение механических напряжений: неодинаковое тепловое расширение материала слоев и избыток энергии на границах фаз с кривизной малого радиуса (аналог поверхностного натяжения). Вычислим механические напряжения для этих случаев по отдельности.

Для поиска распределения радиального и тангенциального напряжений в цилиндре вдоль его радиуса пользуемся известными формулами Ламе [2]. С учетом обобщенного закона Гука для первого механизма получено выражение:

$$\sigma_b = \frac{(r_n - r_m)E_n E_m}{r_m E_n (1 - \mu_m) + r_n E_m \left(\frac{R_n^2 + r_n^2}{R_n^2 - r_n^2} + \mu_n\right)}$$

Здесь *E* и μ – модуль упругости Юнга и коэффициент Пуассона соответственно. Для магнитной фазы: $r_1 = 0$, $r_2 = r_m$, $\sigma_2 = \sigma_m$, $E = E_m$, для немагнитного слоя: $r_1 = r_n$, $r_2 = R_n$, $\sigma_1 = \sigma_n$, $\sigma_2 \approx 0$, $E = E_n$, $\mu = \mu_n$.

Рассмотрим далее компоненту механического напряжения σ_s , связанную с наличием избыточной поверхностной энергии на границе фаз. Для оценки этого напряжения воспользуемся формулой Лапласа. Применительно к нашей модели для компоненты σ_s можно записать:

$$\sigma_S = \frac{\varepsilon_n}{R_n} + \frac{\varepsilon_n - \varepsilon_m}{r_{eq}}.$$

Здесь ε_n и ε_m - плотности поверхностной энергии немагнитной и ферромагнитной компонент соответственно. Таким образом, для результирующего значения напряжения получим: $\sigma = \sigma_b + \sigma_s$. Действие

туры 200 ⁰К. Поправка составляет порядка 16% от константы анизотропии формы и порядка 45% от кристаллографической константы в случае оболочки из алюминия и 11% и 33% соответственно для оболочки из золота. Это может привести к выходу намагниченности из плоскости магнетика и увеличению результирующего магнитного момента частицы и, как следствие, облегчение процесса управления ее движением с помощью полей.

Эксперименты по наблюдению магнитной структуры никелевых нанодисков с двухсторонним золотым покрытием, изготовленных по технологии, описанной в [3], подтверждают формирование в них предсказываемой теоретическими оценками плоской квазидипольной магнитной структуры. этого напряжения приводит к возникновению поправки к эффективной анизотропии. Этот вклад имеет одноосную симметрию с константой Представляет интерес соотношение вкладов σ_h и σ_s в результирующее механическое напряжение. Сравнение провели для дисков состава Al/Ni/Al и Au/Ni/Au. Вклад в напряжение σ_b из-за разности теплового расширения магнитной и немагнитной фаз существенен, но не является определяющим для дисков с золотом в отличие от дисков с алюминием. Естественно, это связано с большим коэффициентом теплового расширения алюминия по сравнению с золотом (отличаются почти в два раза). Фактор, связанный с избыточной энергией поверхности, является главным в формировании механического напряжения, под действием которого находится магнитная фаза диска.

Механизм, обусловленный поверхностной энергией, преобладает в случае золотой оболочки при любых толщинах диска. Особая ситуация возникает для диска с оболочкой из платины. Из-за незначительного коэффициента теплового расширения платины по сравнению с никелем, напряжение σ_b имеет отрицательный знак и механизмы теплового расширения и поверхностного натяжения конкурируют в создании результирующего механического напряжения σ . Напряжение σ убывает до нуля и даже принимает отрицательные значения, что может привести к разрыву интерфейса немагнитной и ферромагнитной фаз.

Нами ычислены поправки для константы анизотропии дисков с толщиной ферромагнитного слоя 10 нм, такой же толщиной немагнитного слоя при перепаде темпера

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-02-00161 (в части теоретических расчетов и численных оценок) и проекта № 20-02-00696 (в части изготовления и исследования образцов).

- Vitol E.A., Novosad V., Rozhkova E.A. // Nanomedicine. V. 7, № 10. P. 1611-1624 (2012).
- Дарков А.В., Шпиро Г.С. Сопротивление материалов. М.: Высшая школа, 1975, 654 с.
- Ким П.Д., Орлов В.А., Руденко Р.Ю., Прокопенко В0., Орлова И..., Замай С... // Письма в" ()" Т. 101. С. 620-626 (2015).

Влияние облучения ионами железа и лазерного отжига на спектры комбинационного рассеяния InAs и GaAs

С.М. Планкина^{1*}, Ю.А. Данилов¹, Д.М. Дмитроусова¹, Ю.А. Дудин¹, А.В. Нежданов¹, А.Е. Парафин²

¹ Национальный исследовательский Нижегородский университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

plankina@phys.unn.ru

Методом конфокальной спектроскопии комбинационного рассеяния света исследованы слои InAs и GaAs, легированные ионами Fe⁺ с последующим импульсным лазерным отжигом. На спектрах комбинационного рассеяния образцов после облучения ионами Fe⁺ с дозой 3·10¹⁶ см⁻² и последующего лазерного отжига с энергией 345 мДж/см² обнаруживается связанная фонон-плазмонная мода и дополнительные моды, предположительно обусловленные образованием твердого раствора GaFeAs.

Разбавленные магнитные полупроводники имеют ряд уникальных свойств, которые имеют потенциал их использования в области конструирования спинтронных и оптоэлектронных устройств. На данный момент наиболее изученный среди разбавленных магнитных полупроводников (РМП) материал (Ga,Mn)As сохраняет ферромагнитные свойства только до 200 К. Задачу повышения температуры Кюри пытаются решить, используя сильное легирование железом, поскольку было показано, что в выращенном методом низкотемпературной МЛЭ GaSb:Fe она превышает 300К [1]. Интерес к железосодержащим разбавленным магнитным полупроводникам связан еще и с возможностью управления типом проводимости [2]. Цель работы заключалась в исследовании методом спектроскопии комбинационного рассеяния влияния дозы ионов железа и энергии последующего импульсного лазерного отжига на кристаллические свойства исследуемых образцов.

Методика эксперимента

В данной работе в качестве исходных взяты образцы монокристаллического i-GaAs(100) и эпитаксиальных структур InAs/GaAs(100). Их легирование проводилось облучением на установке «Радуга» (ускоряющее напряжение 80 кВ) разными дозами ионов Fe⁺ ((1 или 3)·10¹⁶ см⁻²), в том числе при дополнительной имплантации ионов SiH⁺ (ускоритель ИЛУ-3, энергия 40 кэВ, доза 10^{15} см⁻²) с последующим отжигом импульсами (длительность ~ 30 нс) эксимерного KrF лазера. Предполагалось, что отжиг способствует восстановлению структуры полупроводника и активации введённой примеси.

Исследования спектров комбинационного рассеяния (КРС) проводились на установке NTEGRA SPECTRA (производство NT-MDT) при комнатной температуре с использованием лазера с $\lambda = 473$ нм. Излучение фокусировалось 100× объективом с апертурой NA = 0.95 в пятно диаметром ~1 мкм. Спектры регистрировались в геометрии обратного рассеяния в двух конфигурациях: от плоскости (100) и от поперечного скола структуры по плоскости спайности (110) в режиме латерального сканирования. Сканирование проводилось с шагом около 60 нм.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлен спектр КРС образца InAs/GaAs после облучения ионами Fe⁺ с разными дозами и последующего импульсного лазерного отжига с разными энергиями. Сравнение спектров показывает, что энергии импульсного лазерного отжига 90 мДж/см² недостаточно для рекристаллизации образца после ионного облучения (кривая 3), и при облучении большими дозами ионов железа необходим отжиг с большей энергией.

При аппроксимации спектров КРС образцов, облучённых ионами Fe⁺ с дозой 3·10¹⁶ см⁻² и последующим лазерным отжигом с энергией 345 мДж/см² выявляется 5 пиков (рис. 2). Кроме основных мод GaAs: разрешенной продольной оптической моды (LO) вблизи 291 см⁻¹ и запрещенной поперечной моды (TO) вблизи 266 см⁻¹ наблюдаются менее интенсивные и уширенные моды, сдвинутые в низкочастотную сторону на 3-9 см⁻¹ от ТО и LO-моды GaAs и предположительно связанные с образованием в результате облучения и отжига твердого раствора GaFeAs. Еще одной особенностью спектров КРС с большим содержанием железа (3·10¹⁶ см⁻²) является появление особенности на частоте ≈ 289 см⁻¹, которая обусловлена связанной фонон-плазмонной модой и свидетельствует об увеличении концентрации носителей.



Рис. 1. Спектры КРС InAs/GaAs (100) после облучения железом с дозой 1·10¹⁶ (1,2) и 3·10¹⁶ см⁻² (3) и лазерного отжига с энергиями 90 (1,3) и 255 мДж/см²(2)



Рис. 2. Аппроксимированный функцией Лоренца спектр КРС GaAs (100) после облучения железом с дозой 3·10¹⁶ см⁻² и импульсного лазерного отжига с энергией 345 мДж/см²

Фазовый анализ на основе рамановского рассеяния показал, что после облучения GaAs ионами Fe⁺ с дозами $1 \cdot 10^{16}$ и $3 \cdot 10^{16}$ см⁻² последующий импульсный лазерный отжиг с энергией 345 мДж/см² приводит к частичному восстановлению доли кристаллической фазы до 0,77 и 0,55. При совместном легировании ионами Fe⁺ и SiH⁺ доля кристаллической фазы выше.

Латеральное сканирование продемонстрировало значительную трансформацию спектров КРС GaAs в результате облучения и отжига (рис.3). На поверхности интенсивность запрещенной продольной LO-моды сравнима с интенсивностью разрешенной TO-моды, обе моды сильно и асимметрично уширены.



Рис. 3. Спектры КРС, полученные на поперечном сколе GaAs после облучения ионами Fe⁺ с дозой 3·10¹⁶ см⁻² и импульсного лазерного отжига с энергией 345 мДж/см². Обозначено расстояние от поверхности образца (в мкм). Пунктирными линиями показаны табличные значения частотного положения продольной и поперечной GaAs мод

С увеличением расстояния поверхности от соотношение мод изменяется в сторону увеличения интенсивности продольных мод. Аппроксимация спектров функцией Лоренца так же, как на спектрах, полученных от поверхности (100), кроме LO- и TOмод, выявляет связанную фонон-плазмонную моду и предположительно GaAs-подобные моды твердого раствора GaFeAs, которые обнаруживаются в исследуемом слое на расстоянии от поверхности до ~2 мкм. Исследование облученных образцов в режиме латерального сканирования поперечных сколов позволяет сделать вывод о том, что слои в процессе лазерного отжига с энергией 345 мДж/см² кристаллизуются на всю толщину облученной области.

- Tu N.T., Hai P.N., Anh L.D., et al. // Appl. Phys. Lett., V. 108, 192401 (2016).
- Hai P.N., Anh L.D., Mohan S., et al. // Appl. Phys. Lett., V. 101, 182403 (2012).

Кинетические свойства пленок феррита висмута допированных кобальтом

О.Б. Романова^{1*}, С.С. Аплеснин^{1,2}, Л.В. Удод¹, В.В. Кретинин², К.И. Янушкевич³

¹ Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, ул. Академгородок, 38 стр.50, Красноярск, 660036.

²Сибирский государственный университет науки и технологий им. М.Ф. Решетнева, пр. им. газеты Красноярский рабочий, 31, Красноярск, 662850.

³ ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению», ул. П. Бровки, 19, Минск, 220072.

*rob@iph.krasn.ru

Пленки феррита висмута BiFe_{1-x}Co_xO₃ с X=0.05 и 0.2 получены методом вспышки. Проведены исследования морфологии поверхности пленок и влияние электронного допирования путем замещения трех валентного железа ионами кобальта на структурные, магнитные и кинетические свойства в интервале температур 77-600 К в магнитных полях до 12 кЭ. Обнаружено отрицательное магнитосопротивление, значение, которого увеличивается с ростом концентрации. Установлена корреляция магнитных и кинетических свойств по температуре. Из холловских измерений найден тип носителей заряда, ответственный за знак магнитосопротивления.

Введение

Мультиферроики являются перспективными материалами с точки зрения прикладных задач современной техники для элементной базы микроэлектроники. Одним из самых популярных соединений, на основе которого создают новые магнитоэлектрические материалы, является феррит висмута (BFO) со структурой перовскита, доменные стенки которого обладают повышенной проводимостью. Изменение электрических свойств мультиферроика BFO происходит в результате легирования его такими элементами, как лантан (La), самарий (Sm), хром (Cr), марганец (Mn), свинец (Pb), титан (Ti), ниобий (Nb), Гольмий (Ho), стронций (Sr) и т. д. [1]. Легирование стронцием (Sr) приводит к качественному изменению проводимости на переменном токе. Выяснен механизм проводимости, обусловленный прыжками электронов по дефектам кислорода и найдена критическая концентрация перехода в металлическое состояние.

Цель данной работы заключалась в обнаружении влияния магнитного поля на кинетические свойства системы на основе мультиферроика феррита висмута путем электронного допирования ионами кобальта в тонкопленочном соединении $BiFe_{1-x}Co_XO_3$ (X = 0.05 и 0.2).

Эксперимент и обсуждение

Пленки твердых растворов феррита висмута получены напылением заранее синтезированных твердых растворов BiFe_{1-X}Co_XO₃ заданной концентрации на предметные стекла методом вспышки [2].



Рис. 1. Данные рентгеноструктурного анализа пленок BiFe₁. _xCo_xO₃ (X=0.2) измеренные при T=300K

Данные рентгеноструктурного анализа показали, что основной фазой синтезированных образцов является соединение BiFe_{1-X}Co_XO₃ (BFCO) с ромбоэдрической структурой пр.гр. R3c (рис. 1). Кроме основной фазы BFCO на рентгенограмме присутствуют рефлексы Bi25FeO39 со структурой силленита больше 5%. (рефлексы этой фазы помечены*), который является парамагнетиком. Исследована морфология поверхности синтезированных пленок с помощью сканирующего электронного микроскопа Hitachi S5500. Для оценки толщины пленок (d~600нм) использовался просвечивающий электронный микроскоп Hitachi HT7700 в режиме съемки поперечного сечения (рис. 2а). На рис. 26 представлена дифракционная картина электронов локального участка диаметром 10 мкм. На основании анализа картин электронной дифракции и микрофотографии представленной на рис. 2в, следует, что структура синтезированных пленок является нанокристаллической.



Рис. 2. а. – поперечное изображение пленки BiFe_{0.95}Co_{0.05}O₃. б. – Дифракционная картина локального участка пленки BiFe_{0.95}Co_{0.05}O₃. в. – микрофотография локального участка пленки BiFe_{0.8}Co_{0.2}O₃ с разрешение 10000xHV:20k

Ход зависимостей проводимости $\sigma(T)$ указывает, что с ростом концентрации от X=0.05 до 0.2 наблюдается изменение проводимости на несколько порядков (рис. 3).



Рис. 3. Температурные зависимости проводимости пленок BiFe_{1-x}Co_xO₃ с X=0.05 (а) и X=0.2 (в)

Электронное допирование мультиферроика BFO при замещении железа кобальтом в тонкопленочных соединениях $BiFe_{1-X}Co_XO_3$ с концентрацией замещения X = 0.05 и 0.2 приводит уменьшение электросопротивления в магнитном поле. Величина магнитосопротивления определена по формуле $\delta_H = (R(H) - R(0)/R(0))100\%$ где R(H) - удельное электросопротивление в магнитном поле, а <math>R(0) – без поля. Малые концентрации замещения X = 0.05 приводят к возникновению отрицательного магнитопротивления

в области аномального поведения намагниченности, которое с ростом температуры уменьшается от (-0.003%) при Т = 300К до (-0.04%) при Т = 380К. Для объяснения полученных экспериментальных результатов была использована модель суперпарамагнитных кластеров со случайной ориентацией оси анизотропии и орбитальных моментов. Рост концентрации замещения до критической концентрации (Хкр=0,2) и увеличение внешнего электрического поля на два порядка приводит к значительному уменьшению магнитосопротивления по абсолютной величине в результате роста делокализации носителей тока. Величина магнитосопротивления изменяется от (-0.11%) при Т=300К до (-0.38%) при Т=390К. Установлена корреляция температур максимумов магнитосопротивления и намагниченности. В этой области температур сопротивление увеличивается в магнитном поле и это изменение обусловлено конкуренцией вкладов вызванных перескоковым механизмом электронов и их локализацией с образованием уровней Ландау.

Из холловских измерений установлены типы носителей тока доминирующие в эффекте магнитосопротивления и ответственные за его знак.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и БРФФИ в рамках научного проекта № 20-52-00005

- 1. Miao Ju Hong, Fang Tsang-Tse, Chung Han-Yang, et al. // J. Am. Ceram. Soc. V. 92, 2762 (2009).
- Romanova O.B., Aplesnin S.S., Sitnikov M.N., *et al.* // J. Mater. Sci.: Mater. Electron. V. 31, 7946 (2020)

Том 1

Магнитно-спин-орбитальный графен

А.Г. Рыбкин^{1, *}, А.В. Тарасов¹, А.А. Рыбкина¹, А.М. Шикин¹

¹ Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504. *artem.rybkin@spbu.ru

Проведены исследования электронной энергетической и спиновой структуры графена на различных подложках. Обнаружено, что сильное обменное и спин-орбитальное взаимодействия и квазисвободный характер могут одновременно наблюдаться в графене на подложке (монослой Au)/Co(0001)/W(110). Наличие петлевых дислокаций под графеном приводит к намагничиванию графена с антиферромагнитным порядком в двух подрешетках A и B. Показано, что данная фаза в графене является реализацией модели Халдейна с нетривиальными топологическими свойствами.

Введение

Графен, являясь немагнитным материалом со слабым спин-орбитальным взаимодействием (SOC), может рассматриваться как элемент спинтроники для передачи спинового момента, например, в спиновом полевом транзисторе [1] или спиновом клапане [2]. Усиление SOC в графене позволит эффективно генерировать спиновые токи на основе спинового эффекта Холла и его квантовой версии. С другой стороны, комбинация сильного спин-орбитального взаимодействия и магнетизма является необходимым условием для наблюдения квантового аномального эффекта Холла [3,4]. Однако, прямой контакт графена с магнитными металлами, такими как Fe, Со или Ni, приводит к разрушению конуса Дирака в электронной структуре графена из-за появления гибридизации и запрещенных зон вследствие нарушения симметрии. Таким образом, при синтезе графен-содержащих наносистем особое внимание следует уделять сохранению присущих квазисвободному графену свойств, а именно линейной дисперсии электронных зон вблизи уровня Ферми и сверхвысокой подвижности носителей заряда.

Методы и результаты

В работе рассмотрено индуцированное спин-орбитальное и обменное взаимодействие в графене при его контакте с тяжелыми (Au, Pt) и магнитными (Ni, Co) металлами. Экспериментальное исследование электронной и спиновой структуры проводилось методом фотоэлектронной спектроскопии с угловым и спиновым разрешением (SARPES), а кристаллическая структура – методами STM и LEED. Теоретические DFT-расчеты были выполнены методом полного потенциала, основанного на использовании базисного набора присоединенных плоских волн и реализованного в вычислительном пакете Wien2k [5]. Оптимальные атомные положения в модельной элементарной ячейке были получены путем минимизации полной энергии системы в скалярном релятивистском приближении с условием того, что силы на каждом атоме были меньше 1 mRy/bohr (3×10⁻² эB/Å). Спин-орбитальное взаимодействие учитывалось с помощью метода теории возмущений со скалярно-релятивистскими орбиталями в качестве базисных функций. Модель системы представляла собой элементарную ячейку системы Gr/Au/Co(0001) размерности (9х9), содержащую в первом слое кобальта (под монослоем золота) петлевую дислокацию, с намагниченностью вдоль легкой оси для монокристалла кобальта.

Обнаружено, что сильное обменное и спин-орбитальное взаимодействия и квазисвободный характер могут одновременно наблюдаться в графене. На рис. 1 представлена дисперсионная зависимость π состояний графена вблизи К' точки в системе Gr/Au/Co(0001)/W(110). Несмотря на линейный характер дисперсии, наблюдается запрещенная зона в точке Дирака (~0,1 эВ).



Рис. 1. Дисперсионная зависимость т состояний графена в К точке поверхностной зоны Бриллюэна (а), в том числе в виде второй производной по энергии (б). Энергия фотонов 62 эВ

В SARPES измерениях (рис. 2) наблюдается гигантское расщепление π состояний ~0,1 эВ только в окрестности одной из противоположных К точек при намагниченности слоя кобальта в плоскости поверхности и перпендикулярно направлению К`ГК. Наличие запрещенной зоны и асимметричной спиновой структуры (расщепления) подтверждается расчетами и соответствует намагничиванию графена с антиферромагнитным порядком в А и В подрешетках графена. Результаты DFT - расчетов показывают, что обменное расщепление π



Рис. 2. Спин-разрешенные (SARPES) спектры системы Gr/Au/Co(0001)/W(110) вблизи противоположных К и К` точек. Переход между К точками осуществлялся вращением образца на 180° вокруг нормали к поверхности

состояний с образованием запрещенной зоны в К точке графена наблюдается только лишь в случае ферромагнитной фазы кобальта и отсутствует в парамагнитной фазе. При этом, реконструкция интерфейса (монослой Au)/Co(0001), состоящая из периодических петлевых дислокаций, играет ключевую роль в передаче обменного поля на графен. Данный факт доказывает топологическую магнитную природу запрещенной зоны в К точке, вызванную неэквивалентностью А и В подрешеток из-за нарушения симметрии обращения времени. Топологическая фаза в графеновой решетке впервые была предсказана в модели Халдейна [6] и экспериментально обнаружена в других системах [7,8]. Реализация «магнитно-спин-орбитальной» версии графена открывает новые горизонты как для прикладных, так и для фундаментальных исследований с использованием его уникальной электронной структуры.

Работа выполнена в рамках грантов Министерства науки и высшего образования 075-15-2020-797 (№ 13.1902.21.0024), Санкт-Петербургского государственного университета (№ 73028629), РНФ (№ 20-72-00031 в части проведения DFT-расчетов, № 18-12-00062 в части синтеза и ARPES исследований с использованием синхротронного излучения) и РФФИ (№ 20-32-70127 в части ARPES/SARPES исследований с использованием лабораторных источников излучения).

- Semenov Y.G., Kim K.W. // Appl. Phys. Lett., V. 91, 153105 (2007).
- Rybkina A.A., *et al.* // Nanotechnology, V. 24, 295201 (2013).
- 3. Qiao Z., et al. // Phys. Rev. B, V. 82, 161414 (2010).
- Deng X., Qi S., Han Y., Zhang K., Xu X., Qiao Z. // Phys. Rev. B, V. 95, 121410(R) (2017).
- Blaha P., et al. // J. Chem. Phys. 152, 074101 (2020).
- Haldane F.D.M. // Phys. Rev. Lett., V. 61, 2015 (1988).
- 7. Jotzu G., et al. // Nature, V.515, 237 (2014)
- Kim H.-S., Kee H.-Y. // npj Quantum Materials, V. 2, 20 (2017).

О механизме резистивного переключения мемристивных структур на базе нанокомпозита (CoFeB)_x(LiNbO₃)_{100-x}

В.В. Рыльков^{1,6,*}, А.В. Ситников^{1,3}, А.Н. Талдёнков¹, А.В. Емельянов^{1,4}, С. Н. Николаев¹, К.Э. Никируй¹, Д.В. Ичёткин⁵, К. Ю. Черноглазов¹, А.А. Миннеханов¹, В.А. Демин¹, А.С. Веденеев⁶, Ю.Е. Калинин³, А.Б. Грановский²

¹ Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, 123182

² Физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, 119991

³ Воронежский Государственный Технический Университет, Воронеж, 394026

⁴ Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская обл., 141700

⁵ Московский Институт Электронной Техники Факультет, Москва, 124498

⁶ Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, Московская обл., 141190

*vvrylkov@mail.ru; rylkov_vv@nrcki.ru

Представлены результаты электрофизических и магнитных исследований структур металл/наномпозит/металл (М/НК/М) на базе HK ($Co_{40}Fe_{40}B_{20}$)_x(LiNbO₃)_{100-x} с содержанием металлической фазы x = 8-20 ат.%, которые доказывают многофиламентную природу резистивного переключения (РП) данных систем. Показано, что своеобразие мемристивных свойств структур М/НК/М связано как с самоорганизованным формированием высокоомной LiNbO₃ прослойки у нижнего их электрода, так и с многоканальным характером РП. Последнее обусловлено наличием в изолирующей LiNbO₃ матрице наряду с наногранулами CoFe большого количества диспергированных в ней магнитных ионов Fe^{2+} и Co^{2+} (до ~10²² см⁻³). Нуклеация ионов при первых РП приводит к формированию дополнительной ферромагнитной фазы, сопровождаемой изменением намагниченности и образованием многочисленных нитевидных наноэлектродов (до 10^{11} см⁻²), контролирующих РП интерфейсной LiNbO₃ прослойки, и тем самым, обеспечивающих устойчивость и многоуровневый характер РП.

Введение

Структуры типа металл/оксид/металл (МОМ), демонстрирующие эффекты обратимого резистивного переключения (РП), весьма перспективны для создания многоуровневых запоминающих элементов памяти и кроссбар-матриц для эмуляции синапсов при разработке нейроморфных вычислительных систем, эффективных при малом энергопотреблении для решения антропоморфных задач: распознавания образов и естественного языка, принятия решений, обобщения, прогнозирования и др. [1].

Эффекты РП в наиболее изученных МОМ структурах обусловлены процессами формирования (разрушения) проводящих филаментов (металлических мостиков) при электромиграции вакансий кислорода или катионов металлов. Последние в значительной степени носят случайный характер, что является одной из основных причин деградации свойств МОМ мемристоров при циклических РП [1]. В наших недавних исследованиях структур металл-нанокомпозит-металл (M/HK/M) на основе НК (Co₄₀Fe₄₀B₂₀)_x(LiNbO₃)_{100-x} наблюдался эффект РП с отношением сопротивлений в высокоомном (выключенном) и низкоомном (включенном) состояниях $R_{off}/R_{on} \sim 100$ при некотором оптимальном значении $x = x_{opt} \approx 11$ —15 ат.% ниже порога перколяции НК [2, 3]. В этих условиях число устойчивых циклов РП превышало 10⁶, а время хранения резистивных состояний более 10⁴ с [3]. Кроме того, синтезированные М/НК/М структуры обладали высокой степенью пластичности (плавным характером задания резистивного состояния в окне R_{off} — R_{on}), что позволило эмулировать важные свойства биологических синапсов [3, 4]. Однако, детали механизма РП в [2-4] остались невыясненными. С этой целью были выполнены комплексные исследования свойств структур М/НК/М, которые позволили выявить механизм РП и связь РП с намагниченностью образцов [5].

Механизм резистивных переключений и поведение намагниченности

В [5] показано, что своеобразие мемристивных свойств М/НК/М структур обусловлено многофиламентным характером РП, связанным с наличием большого числа диспергированных ионов Fe^{2+} и Co²⁺ в матрице LiNbO₃ (до ~10²² см⁻³) и самоорганизованным формированием у нижнего электрода структуры высокоомной прослойки аморфного LiNbO₃ (рис. 1). При первых циклах РП происходит нуклеация диспергированных атомов вокруг перколяционных цепочек наногранул, приводя к образованию металлизированных гранулированных цепочек (МГЦ), соединяющих верхний электрод М/НК/М структуры с прослойкой LiNbO₃, определяющей ее сопротивление. Положение МГЦ целиком контролирует РП аморфной прослойки LiNbO₃, чем обеспечивается высокая устойчивость и многоуровневый характер РП.



Рис. 1. Структура М/НК/М в промежуточном резистивном состоянии. Зеленым цветом показана аморфная матрица LiNbO₃, содержащая наногранулы CoFe (черные овалы) и неравновесную фазу атомов Co и Fe с концентрацией $n_i \sim 10^{22}$ см⁻³ (серые круги). Серые области, окружающие цепочки гранул, представляют собой металлический конденсат, который возникает из-за процессов нуклеации ионов Fe²⁺ и Co²⁺ при протекании тока

Нуклеация магнитных ионов и образование МГЦ подтверждается исследованиями намагниченности исходных созданных структур и после их РП. Согласно предложенному механизму РП максимальная концентрация диспергированных магнитных ионов ожидается в исходном состоянии структуры. При этом достигается максимальный магнитный момент, приходящийся на один ион: $m_{\rm i} = 5.4$ и $4.83 \mu_{\rm B}$ для ${\rm Fe}^{2+}$ и Co^{2+} , соответственно (μ_B - магнетон Бора). Между тем, когда атомы Со и Fe формируют металлические гранулы, их магнитный момент должен падать: $m_{\rm m} =$ 1.72, 2.22 и 2.33 µ_В для Со, Fe и CoFe, соответственно. Поэтому при переходе структуры из исходного состояния в состояние со стабильным РП после мягкой электроформовки ожидается максимальное изменение намагниченности ΔM . Падение намагниченности, действительно, было обнаружено в структурах, в которых вклад парамагнитной компоненты в намагниченности превышал вклад ферромагнитной компоненты или был с ним сравним (рис. 2).



Рис. 2. Магнитополевые зависимости намагниченности M(H)М/НК/М структуры с $x \approx 15$ ат.%, измеренные при различных температурах (а), и при T = 2 К до и после циклических РП (б). Верхняя вставка демонстрирует циклические ВАХ структуры. Нижняя вставка - зависимости уменьшения намагниченности $\Delta M(H)$ после РП

Анализ намагниченности М/НК/М структур совместно с результатами емкостных измерений показал [5], что объемная доля МГЦ, возникающих в результате РП («мягкой электроформовки»), составляет 1—10%, а их поверхностная плотность достигает 10¹⁰—10¹¹ см⁻² при поперечном размере МГЦ около 10 нм.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ (№№ 19-29-03022, 19-07-00471, 19-07-00738, 18-29-19047) и государственного задания.

- 1. Banerjee W. et al. // J. Appl. Phys. 127, 051101 (2020).
- 2. Рыльков В.В. *и др.* // ЖЭТФ 153, 424 (2018).
- 3. Nikiruy K.E. et al. // AIP Advances 9, 065116 (2019).
- 4. Emelyanov A.V. *et al.* // Nanotechnology 31, 045201 (2020).
- Martyshov M.N. *et al.* // Phys. Rev. Applied 14, 034016 (2020).

Управляемый спин-волновой транспорт в 2D и 3D структурах, управляемых электрическим полем, на принципах магнонной стрейнтроники

А.В. Садовников^{1,2*}, А.Г. Грачев¹, Е.Н. Бегинин¹,А.И. Стогний³, С.А. Никитов^{1,2}

¹ Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012

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

³ Научно-практический центр Национальной академии наук Беларуси по материаловедению

*sadovnikovav@gmail.com

В докладе представлены результаты исследований в актуальной и быстро развивающейся области исследования спинволновых возбуждений в магнитных микро- и наноструктурах – магнонике и магнонной стрейнтронике. Рассмотрено применение экспериментального метода Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии, методов микроволновой спектроскопии, метода широкополосного ферромагнитного резонанса и численных методов микромагнитного моделирования для исследования динамики спин-волновых возбуждений в планарных и 3Dмагнитных структурах. Приведены результаты исследования латеральных, нерегулярных и композитных магнитных микроструктур.

Введение

В последнее время большой интерес представляет исследование свойств спиновых волн (СВ) при их распространении в магнитных волноведущих структурах микронных и нанометровых размеров и методов управления СВ электрическим полем [1-4]. При этом основное внимание уделяется использованию СВ в 3Dмагнонных структурах в качестве носителей информационных сигналов, поскольку в этом случае удается реализовать целый ряд устройств обработки сигнала на принципах магноники, управляемых электрическим полем [5].

Методика эксперимента и результаты исследований

Одним из методов управления свойствами СВ является нарушение трансляционной симметрии в волноведущей магнитной структуре, сформированной, например, путем формирования изгиба (поворота) магнонного микроволновода или создания магнонных структур меандрового типа. На основе данного подхода удалось реализовать целый ряд функциональных устройств магноники для демультиплексирования сигналов в частотной и пространственной областях и линейного и нелинейного переключения в системах магнитных микроволноводов [5].

Вместе с этим одной из главных проблем на настоящий момент при создании функциональных узлов на основе спин-волновых структур является необходимость разработки элементов межсоединений для эффективной передачи СВ внутри магнонных сетей (МС)и инеграции в существующие КМОП топологии [6]. МС представляет собой ансамбли связанных магнитных микро- и наноразмерных структур. Стоит отметить, что создание управляемых связей в вертикальных и латеральных топологиях МС и нелинейные режимы распространения CB обеспечивают возможность реализации устройсв обработки сигнала на нейроподобных (нейроморфных) принципах, находящих основное применение для задач распознавания образов.В докладе представлены результаты недавних исследований в актуальной и быстро развивающейся области исследования спин-волновых возбуждений в магнитных микро- и наноструктурах – магнонной стрейнтронике, направленной на исследование методов управления режимами спин-волнового транспорта в двумерных и трехмерных магнонных структурах. Последниие могут быть реализованы на основах систем с нарушением трансляционной симметрии и сочленения ортогональных спинволноводных секций как в латеральной плоскости, так и в направлении, нормальном плоскости подложки.



Рис. 1. (а)–(d) BLS-интенсивность спиновой волны на частоте $f_1 = 4.925$ ГГц в случае приложения внешнего электрического поля (значения обозначены на рисунке); (c)–(h) Результаты расчета пространственного распределения $m_z(x,y)$ компоненты динамической намагниченности для частоты входного сигнала $f_1 = 4.925$ ГГц. (i) Рассчитанная длина связи и разность внутреннего магнитного поля в зависимости от ширины микроволноводов. (j) Частотная зависимость выходного сигнала P_1 , P_2 , и P_3 в микроволноводах S_1 , S_2 , и S_3 , соответственноВсе показанные результаты были получены при величине внешнего магнитного поля $H_0 = 1100$ Э

Рассмотрено применение экспериментального метода Мандельштам-Бриллюэновской спектро-скопии с пространственной и временной селекцией сигнала и численных методов микромагнитного моделирования для исследования динамики спин-волновых возбуждений в планарных магнитных структурах. Приведены результаты исследования латеральных, нерегулярных и композитных магнитных микроструктур (см. рис.1). Предложен новый класс устройств для выполнения логических операций на принципах интерференции спиновых волн в системах латеральных волноводов с локально индуцированными деформациями [2,3]. Показана возможность управления свойствами спиновых волн (СВ) в латеральной системе магнитных микроструктур с нарушением трансляционной симметрии [5-7].

На основе выявленных закономерностей, обуславливающих установление режимов пространственной и частотной селекции спин-волнового сигнала, показана возможность использования латеральных структур для создания демультиплексеров, делителей мощности, ответвителей и устройств обработки СВЧ-сигнала на принципах магноники и стрейнтроники.

Результаты исследования поддержаны проектом РНФ (№20-79-10191) и стипендии Президента РФСП-949.2021.5.

- Bukharaev A.A., Zvezdin A.K., Pyatakov A.P., Fetisov Yu.K. "Straintronics: a new trend in microand nanoelectronics and material science" // Phys. Usp. 61 1175–1212 (2018).
- Sadovnikov A.V., Grachev A.A., Sheshukova S.E., Sharaevskii Yu.P., Serdobintsev A.A., Mitin D.M., Nikitov S.A. Magnonstraintronics: Reconfigurable spinwave routing in strain-controlled bilateral magnetic stripes // Phys. Rev. Lett. 120, 257203 (2018).
- Gusev N. S., Sadovnikov A. V., Nikitov S. A., Sapozhnikov M.V., Udalov O. G. Manipulation of the Dzyaloshinskii–Moriya Interaction in Co/Pt Multilayers with Strain // Phys. Rev. Lett. 124, 157202 (2020).
- Kulikova D.P., Gareev T.T., Nikolaeva E.P., Kosykh T.B., Nikolaev A.V., Pyatakova Z.A., Zvezdin A.K., Pyatakov, A.P. (2018), The Mechanisms of Electric Field-Induced Magnetic Bubble Domain Blowing // Phys. Status Solidi RRL, 12: 1800066.
- Sadovnikov A.V., Odintsov S.A., Beginin E.N., Sheshukova S.E., Sharaevskii Yu.P., Nikitov S.A. Toward nonlinear magnonics: Intensity-dependent spin-wave switching in insulating side-coupled magnetic stripes // Phys. Rev. B 96, 144428 (2017).
- Sadovnikov A.V., Nikitov S.A., Beginin E.N., Sheshukova S.E., Sharaevskii Yu.P., Stognij A.I., Novitski N.N., Sakharov V.K., Khivintsev Yu.V. Route toward semiconductor magnonics: Lightinduced spin-wave nonreciprocity in a YIG/GaAs structure // Phys. Rev. B 99, 054424. 2019.
- Sadovnikov A.V., Gubanov V.A., Sheshukova S.E., Sharaevskii Yu.P., Nikitov S.A. Spin-wave drop filter based on asymmetric side-coupled magnonic crystals // Phys. Rev. Applied. 9, 051002 (2018).

Модификация поверхностного взаимодействия Дзялошинского-Мория в пленках Со/тяжелый металл при облучении ионами гелия

А.В. Садовников^{1,2}, Н.С.Гусев⁴, Ю.А. Дудин³, М.В. Сапожников^{4,5*}

1 Саратовский государственный университет, Саратов 410012

2 ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Москва, 125009

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

4 Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального исследовательского центра "Институт прикладной физики Российской академии наук", Нижний Новгород.

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

*msap@ipmras.ru

В работе проведено экспериментальное исследование влияния облучения ионами гелия на поверхностное взаимодействие Дзялошинского-Мория (пВДМ) в тонких пленках кобальта на слое тяжелых металлов Pt, Ta и W. Измерение величины пВДМ проводилось методами Мандельштам-бриллюэновской спектроскопии. Измерение петель намагничивания образцов было выполнено методами оптической магнитометрии. Обнаружено немонотонное изменение константы пВДМ в пределах 0.1-0.6 мДж/м² при дозах облучения 0-10¹⁶ см⁻².

Исследуемые образцы представляют собой двуслойные структуры состава Pt(10нм)/Co(0.5нм), Та(10нм)/Со(0.5нм) и W(10нм)/Со(0.5нм) выращенные стеклянной подложке с подслоем Та (10нм) методом магнетронного распыления. Для предотвращения окисления пленки закрыты тонким слоем окиси алюминия. Структуры облучались ионами He+ с энергией 30 keV, доза облучения варьировалась от 1×10¹⁴ до 1×10¹⁶ ст⁻². У образцов были исследованы петли намагничивания в направлениях как в плоскости образца, так и перпендикулярно ей. Для измерения петель гистерезиса использовались методы оптической магнитометрии. При этом были получены следующие результаты. Пленки Та/Со и W/Со обладали анизотропией типа легкая плоскость, тип анизотропии при облучении не менялся. Величина магнитооптического вращения в насыщении составляла примерно 1-1.3×10⁻⁵ рад во всем диапазоне доз облучения. Напротив, пленки Pt/Co демонстрировали анизотропию типа легкая ось при низких дозах облучения (до 3×10¹⁶ ст⁻¹⁴), которая при больших дозах облучения сменялась на анизотропию типа легкая плоскость. Тем не менее, несмотря на изменение анизотропии, величина магнитооптического поворота в насыщении не продемонстрировала существенного изменения и составляла 2-2.3×10⁻⁵ рад. Указанный разброс лежит в пределах точности измерений магнитооптического вращения указанных сверхтонких пленок, так и в пределах точности изготовления тонких пленок по толщине. То есть заметного изменения величины намагниченности насыщения при облучении указанными дозами не наблюдается.

Величина ВДМ измерялась методами Мандельштам-бриллюэновской спектроскопии в геометрии Даймона -Эшбаха как

$$D = 2M_{\rm s}\Delta f/(\pi\gamma k),$$

где $M_{\rm s}$ – намагниченность насыщения, Δf – разность между стоксовой и антистоксовой частотами, k – волновое число, а $\gamma = 176$ ГГц/Т – гиромагнитное отношение. Величина $M_{\rm s}$, использованная в наших оценках, составляет 1.1×10^6 А/m, что типично для тонких пленок Со.

Результаты измерения абсолютной величины константы ВДМ приведены на рис. 1. В то время как для двуслойной пленки Та/Со наблюдается некоторое снижение величины ВДМ при облучении, то структуры W/Со и Pt/Со демонстрируют пик величины ВДМ при дозах облучения 6×10^{14} cm⁻² и 1×10^{15} cm⁻² соответственно. Мы связываем такое поведение с размытием границы между ферромагнитным и тяжелым металлом, что одновременно приводит к

уменьшению константы одноосной анизотропии в структуре Pt/Co.



Рис. 1. Зависимость абсолютной величины коэффициента пВДМ в пленках Со на подслое тяжелых металлов Pt, W и Та от дозы облучения ионами гели

Изготовление образцов и магнитооптические измерения выполнена при поддержке РНФ, проект № 18-72-10026, Мандельштам-бриллюэновская спектроскопия образцов проведена при поддержке РФФИ, проект №.18-29-27026.

Геликоидальное магнитное упорядочение в сверхрешётке Fe/Cr

Ю.А. Саламатов^{1,*}, Е.А. Кравцов¹, Д.И. Девятериков¹

¹ Институт физики металлов УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108 *salamatov@imp.uran.ru

В сверхрешётке типа [Fe(90 Å)/Cr(11 Å)]x12 в малом внешнем поле (24 Э) обнаружены яркие полосы диффузного рассеяния поляризованных нейтронов и магнитные брэгговские пики, соответствующие периодам, несоизмеримым со структурным. Это свидетельствует о наличии сложного упорядочения магнитных моментов слоёв Fe, например, геликоидального или веерного. В сильном внешнем поле (свыше 600 Э) данное упорядочение разрушается и образуется структура, близкая к ферромагнитной.

Введение

Многослойные системы и сверхрешётки типа Fe/Cr являются основными объектами исследований в спинтронике с момента открытия в них межслойного обменного взаимодействия и гигантского магниторезистивного эффекта [1,2]. Для изучения их магнитного строения широко применяется метод рефлектометрии поляризованных нейтронов. Он позволяет с достаточной точностью определить тип упорядочения ферромагнитных слоёв при различных условиях и, следовательно, сделать выводы об особенностях межслойного обменного взаимодействия.

В данной работе представлены рефлектометрические результаты, которые могут свидетельствовать о возникновении геликоидального или веерного упорядочения ферромагнитных слоёв в сверхрешётке [Fe(90 Å)/Cr(11 Å)]x12. Такой тип упорядочения является необычным для сверхрешёток Fe/Cr и чаще встречается в системах на основе редкоземельных металлов, например, диспрозия или гольмия.

Эксперимент

Исследуемая сверхрешётка имеет формулу $Al_2O_3//Cr(100 \text{ Å})/[Fe(90 \text{ Å})/Cr(11 \text{ Å})]_{x12}/Gd(50 \text{ Å})/Cr(50 \text{ Å})$. Она была синтезирована на установке магнетронного распыления ULVAC (Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург). Базовое давление в камере роста составляло 6 $\cdot 10^{-7}$ Па, давление аргона 0,1 Па. Синтез производился при комнатной температуре, без приложения магнитного поля.

Эксперимент по рефлектометрии поляризованных нейтронов проводился на рефлектометре РЕМУР, установленном на импульсном реакторе ИБР-2 (Объединённый институт ядерных исследований, г. Дубна). Измерения проводились при нормальных условиях. Предварительно образец был намагничен до насыщения (напряжённость внешнего поля 4 кЭ), затем напряжённость была снижена до значения ведущего поля (24 Э).

На рис. 1 представлена картина отражения, полученная на позиционно-чувствительном детекторе с развёрткой по длине волны нейтронов (вдоль горизонтальной оси). Приведена мода с переворотом спина (+-). Область зеркального отражения выделена линиями. Видно, что магнитный брэгговский пик имеет яркие хвосты, уходящие далеко в область диффузного рассеяния. У брэгговского пика второго порядка также есть диффузные хвосты, хотя и менее выраженные. Наличие таких хвостов свидетельствует о том, что в образце сформировалось сильно неколлинеарное магнитное упорядочение слоёв, геликоидального или веерообразного типа. При увеличении внешнего поля это упорядочение разрушается, диффузное отражение исчезает, и образец становится ферромагнитным в поле примерно 600 Э.



Рис. 1. Картина отражения поляризованных нейтронов от сверхрешётки Fe/Cr. Пояснения см. в тексте

Анализ результатов

Для уточнения типа упорядочения моментов в исследуемом образце использовался метод фазовых функций, подробно описанный в работе [3]. Он был адаптирован для рефлектометрии поляризованных нейтронов и апробирован на простых магнитных системах. Данный эксперимент являлся проверкой применимости данного метода для анализа систем со сложным неколлинеарным упорядочением. При обработке рассматривалось только зеркальное отражение мод «++» и «--», поскольку диффузный вклад для них очень мал в отличие от мод «+-» и «-+».

На рис. 2 показана экспериментальная рефлектометрическая кривая в сравнении с расчётной, полученной в результате уточнения параметров. Различие составляет примерно 4%, удовлетворительно описывается двойной брэгговский пик при q=0,35 Å⁻¹.



Рис. 2. Сравнение экспериментальной (точки) и расчётной (линия) рефлектометрических кривых

В результате обработки эксперимента было установлено, что моменты слоёв Fe образовали несоизмеримую с периодом решётки спираль с переменным углом поворота, лежащим в диапазоне от 135° до 175°. В центре образца (по глубине) углы между моментами составляют 175°, что очень близко к антиферромагнитному упорядочению. Сами моменты здесь направлены почти перпендикулярно к внешнему полю. Вблизи подложки и поверхности образца углы поворота уменьшаются. Такое поведение моментов является результатом конкурирующих влияний внешнего поля и межслойного обменного взаимодействия. Похожий результат для сверхрешётки Fe/Cr был получен в работе [4]. Характеристики образца были близки к рассматриваемому здесь, но эксперимент проводился в более высоком поле, 195 Э. Авторы [4] пришли к выводу, что образуется неоднородное магнитное упорядочение моментов веерного типа с углами отклонения от внешнего поля от 40° до 75°.

В статье [5] теоретически предсказано, что для системы с небольшим количеством слоёв в слабых полях должно наблюдаться упорядочение в виде спирали. Описанный здесь эксперимент подтверждает этот результат.

В настоящей работе показано, что сложное магнитное упорядочение возникает в сверхрешётках типа Fe/Cr даже в достаточно малом внешнем поле, причём в этом случае оно скорее геликоидального, чем веерного типа. Это соответствует выводам из теоретического анализа подобных систем. Наличие магнитного диффузного рассеяния свидетельствует о возникновении латеральной доменной структуры. Одновременно была проверена возможность применения метода фазовых функций для анализа данных по рефлектометрии поляризованных нейтронов для систем со сложной магнитной структурой.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России (тема «Спин», № АААА-А18-118020290104-2) при частичной поддержке РФФИ (проект № 20-42-660024).

- Baibich M.N., Broto J.M., Fert A. *et al.* // Phys. Rev. Lett., V. 61, 2472 (1988).
- Binasch G., Grunberg P., Saurenbach F. *et al.* // Phys. Rev. B, V. 39, 4828 (1989).
- Саламатов Ю.А., Кравцов Е.А. Применение метода фазово-амплитудных функций в рентгеновской и нейтронной рефлектометрии // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования (в печати, 2020)
- Lauter-Pasyuk V., Lauter H.J., Toperverg B.P. *et al.* // Phys. Rev. Lett., V. 89, 167203 (2002).
- Ustinov V.V. // J. of Magnetism and Magnetic Materials, V. 310, 2219-2221 (2007).

Доменные стенки в пленках с анизотропным взаимодействием Дзялошинского-Мория

М.В. Сапожников^{1,2*}, Р.В. Горев¹, Е.В. Скороходов¹, Н.С. Гусев¹, О.Г. Удалов^{1,2}

¹ Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального исследовательского центра "Институт прикладной физики Российской академии наук", Нижний Новгород.

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

*msap@ipmras.ru

Аналитически решена микромагнитная задача о доменной стенке в пленке с анизотропным поверхностным взаимодействием Дзялошинского-Мория (пВДМ). Показано, что доменные стенки ориентируются под определенным углом по отношению к главным осям системы, и в результате формируются зигзагообразные доменные структуры, что подтверждается методами численного микромагнитного моделирования. Проведены эксперименты по исследованию доменных структур в пленках Co/Pt, где анизотропия пВДМ может быть индуцирована путем механических деформаций одноосного растяжения-сжатия. Анализ полученных магнитосиловых изображений подтверждает формирование теоретически предсказанных зигзагообразных доменов.

Доменные стенки (ДС) в тонких ферромагнитных пленках рассматриваются как перспективные кандидаты в качестве носителей информационных битов в устройствах беговой магнитной памяти, в спинтронных устройствах передачи и обработки данных. Статические и динамические свойства ДС зависят от взаимодействия между обменной связью, магнитокристаллической анизотропией и магнитостатическим взаимодействием. Ранее было показано, что в размагниченных пленках с перпендикулярной магнитной анизотропией и с пВДМ реализуются лабиринтные доменные структуры с произвольной ориентацией доменных стенок. При этом ориентация намагниченности ϕ в самой ДС зависит от величины пВДМ. Стенка может иметь как Блоховскую ($\phi = \pi/2$), так Неелевскую ($\phi = 0$) или промежуточную наклонную структуру в зависимости от величины пВДМ [1].

В нашей работе мы аналитически решили задачу о доменной стенке с ферромагнитной пленке с анизотропным пВДМ и провели экспериментальное исследование соответствующих образцов. В результате расчетов показано, что структура доменной стенки определяется средней величиной коэффициентов пВДМ $\cos(\phi)=(D_x+D_y)/\alpha$ (α - некий параметр характеризующий магнитостатическую энергию системы). Кроме того, в случае анизотропного пВДМ сама доменная стенка имеет минимум энергии при определенной ориентации относительно



Рис. 1. Верхний ряд: моделируемые доменные структуры для различных констант пВДМ. Нижний ряд: структура доменная стенки. Значения констант ВДМ приведены в мДж / м²



Рис. 2. Верхний ряд - МСМ изображения доменных структур в многослойной пленке Co/Pt. Слева в ненапряженном состоянии, справа при сжатии ε_{xx} = 0.1 %в. Нижний ряд – соответствующие Фурье-образы доменных структур

главных осей тензора пВДМ, которая характеризуется углом β . При этом между ориентацией намагниченности в стенке (ϕ) и ориентаций самой стенки (β) возникает простая связь $\beta = \phi/2$. В силу вырожденности энергии ДС относительно $\pm \beta$ образующаяся доменная структура должна быть зигзагообразной, что было подтверждено методами микромагнитного моделирования (рис. 1).

Для экспериментальной проверки полученных теоретических предсказаний были изготовлены образцы многослойных магнитные структур (Со 0.7нм/Рt 1нм)₄. Ранее нами было показано, что в подобных структурах константа пВДМ анизотропным образом меняется при приложении одноосных деформаций растяжения или сжатия [2], что достигается изгибом подложки, на которую нанесена многослойная магнитная пленка. Образующиеся доменные структуры при разных величинах деформации исследовались методами магнитосиловой микроскопии с последующим Фурье-анализом полученных изображений. Перед каждым магнитосиловым измерением пленка размагничивалась в переменном магнитном поле. На рис. 2 приведены результаты, полученные для одного из образцов для случая недеформированной пленки и пленки, одноосно сжатой на 0.1%.

В первом случае наблюдается изотропная доменная структура с характерным периодом 200нм, которой соответствует кольцевая форма Фурье-образа. При сжатии пленки доменная структура меняется, при этом на Фурье-изображении появляется 4 максимума, что подтверждает формирование зигзагообразной доменной структуры. Угол β , характеризующий ориентацию доменных стенок относительно главных осей тензора пВДМ составляет в этом случае примерно 40°. Период доменов сохраняется. равным 200нм. Таким образом, полученные экспериментальные данные полностью соответствуют теоретическим предсказаниям о поведении системы.

Аналитические расчеты структуры доменных стенок и моделирование доменных структур поддержано грантом РФФИ 18-42-520013. Изготовление образцов и их экспериментальное исследование произведено при поддержке РНФ, проект №18-72-10026.

- Meier T.N.G., Kronseder M., Back C.H. // Phys. Rev. B 96 144408 (2017).
- Gusev N.S., Sadovnikov A.V., Nikitov S.A., Sapozhnikov M.V., Udalov O.G. // PRL 124, 157202 (2020).

Свойства тонких магнитооптических пленок ферритов-гранатов, выращенных на гранатовых и кремниевых подложках

С.С. Сафонов^{1*}, А.С.Федоров^{1,2}, А.А. Данилова^{1,2}, А.И. Стогний³, С.А. Никитов^{1,2}, М.В. Логунов¹

¹ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009.

² Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701.

³ НПЦ НАН Беларуси по материаловедению, ул. Петруся Бровки, 19, Минск, 220072.

*sergej-safonov-81@bk.ru

Представлены результаты исследования свойств поликристаллических пленок ферритов-гранатов, синтезированных как на гранатовых, так и кремниевых подложках. Толщина пленок варьируется от десятков до сотен нанометров. Для усиления магнитооптических эффектов пленки легированы висмутом. Магнитные свойства пленок, эффект Фарадея и магнитный круговой дихроизм исследованы в диапазоне температур от 93 К до температуры Нееля. Показано, что наиболее термостабильные параметры имеют пленки, легированные редкоземельными ионами и имеющие температуру компенсации магнитного момента, приближающуюся к температуре Нееля.

Введение

Плёнки ферритов со структурой граната благодаря гигантскому эффекту Фарадея и прозрачности в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах длин волн представляют интерес для создания магнитооптических устройств, в том числе для устройств оптики-на-кристалле как одного из перспективных вариантов решения проблемы многоуровневой разводки соединений в ультрабольших интегральных схемах [1-3].

Для невзаимных устройств оптики-на-кристалле пленки синтезируются не только на традиционных подложках из гадолиний-галлиевого граната, но и идет поиск условий синтеза пленок на кремниевых подложках для обеспечения совместимости с технологиями кремниевой микроэлектроники. Эпитаксиальный рост пленок со структурой граната на кремнии является предметом фундаментального научного поиска из-за большого несоответствия физических свойств граната и кремния. Например, постоянная решетки ферритов-гранатов более чем в два раза превышает постоянную решетки кремния, что делает задачу синтеза ферритов-гранатов на кремнии нетривиальной.

В данной работе представлены результаты исследования свойств пленок ферритов-гранатов, синтезированных как на гранатовых, так и кремниевых подложках.

Методика эксперимента

Поликристаллические пленки ферритов-гранатов синтезированы на подложках гадолинийгаллиевого граната (GGG) с кристаллографической ориентацией (111) и на кремниевых (111)- и (100)подложках. Основной метод синтеза пленок – ионно-лучевое распыление [4].

Синтез пленок на кремниевых подложках имеет существенные отличия от синтеза на подложках GGG как из-за значительных рассогласований параметров решетки, так и теплового расширения между магнитооптической пленкой граната и Si. Это исключает эпитаксиальный рост пленок ферритов-гранатов непосредственно на кремнии. Для разделения процессов осаждения и кристаллизации на поверхности кремния формировали буферный слой в виде тонких пленок SiO₂, предотвращающих побочные реакции при отжиге, но обеспечивающих хорошую адгезию осадка к поверхности подложки [5].

Толщину пленок варьировали от десятков до сотен нанометров. Такая толщина пленок необходима для разрабатываемых устройств оптики-на-кристалле [1-3].

Для усиления магнитооптических эффектов пленки ферритов-гранатов легированы висмутом. Магнитооптические свойства пленок, эффект Фарадея и магнитный круговой дихроизм, измерены с помоцью спектрометра J-1500 в диапазоне длин волн от 170 до 950 нм.

Результаты и обсуждение

Типичная петля гистерезиса поликристаллической пленки феррита-граната, предназначенной для магнитооптических применений, показана на рис. 1. Коэрцитивная сила в несколько сотен Эрстед необходима для сохранения устойчивого состояния невзаимных элементов, выполняющих роль оптических «диодов».



Рис. 1. Петля гистерезиса поликристаллической пленки феррита-граната

Одним из важнейших требований к устройствам оптики-на-кристалле является требование термостабильности, поскольку рабочая температура ультрабольших микросхем может превышать 100 °С. Нами исследована термостабильность параметров пленок ферритов-гранатов в диапазоне температур от 93 К до температуры Нееля.

Для пленок $(Bi,Y)_3(Fe,Ga)_5O_{12}$ коэрцитивная сила H_c изменяется в несколько раз при изменении температуры (рис. 2, 1).



Рис. 2. Зависимости коэрцитивной силы *H*_с поликристаллических пленок ферритов-гранатов от температуры

Показано, что, наряду с типичным для магнитных пленок снижением H_c с повышением температуры, зависимости $H_c(T)$ можно в значительной степени варьировать, вводя в октаэдрическую подрешетку редкоземельные ионы с заметным магнитным моментом и изменяя тем самым температуру компенсации магнитного момента пленки. Например, в пленках, легированных ионами Gd, Dy, возможна компенсация магнитных моментов редкоземельной и железных подрешеток. В окрестности температуры компенсации H_c многократно возрастает (~62 °C на рис. 2, 2). Интересно, что наиболее термостабильные параметры коэрцитивной силы имеют пленки с температурой компенсации магнитного момента, приближающейся к температуре Нееля (рис. 2, 3 и 2, 4).

Термостабильность магнитооптических параметров пленок ферритов-гранатов в основном определяется термостабильностью эффекта Фарадея. Показано, что в поликристаллических пленках ферритовгранатов субмикронных толщин эффект Фарадея может изменяться менее чем на 10% при изменении температуры на 160 градусов (рис. 3). Вариацией длины волны можно добиться максимальной магнитооптической добротности элементов оптики-накристалле.



Рис. 3. Фарадеевское вращение пленки феррита-граната для $T = -120^{\circ}$ С и $T = 40^{\circ}$ С

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проекты № 18-52-16006 и 18-29-27020.

- Bi L., Hu J., Jiang P. *et al.* // Materials. V. 6. P. 5094. (2013).
- Du Q., Fakhrul T., Zhang Y. *et al.* // MRS Bulletin. V. 43. P. 413. (2018).
- Bauer L., Prabhu Gaunkar N., Mina M. *et al.* // IEEE Trans. Magn. V. 55. P. 6100804. (2019).
- Lutsev L.V., Stognij A.I., Novitskii N.N. *et al.* // J. Phys. D: Appl. Phys. V. 51. P. 355002. (2018).
- Stognij A.I., Novitskii N.N., Golikova O.L. // Inorganic Materials. V. 53. P. 1069. (2017).

Магнитокалорический эффект в окрестности температуры магнитной компенсации аморфных ферримагнитных пленок Gd-Co

А.В. Свалов^{1, *}, А.В. Архипов¹, В.Н. Лепаловский¹, Е.А. Степанова¹, В.О. Васьковский^{1, 2}, Г.В. Курляндская¹

1 Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002.

² Институт физики металлов РАН, ул. Софьи Ковалевской, д. 18, Екатеринбург, 620108.

*andrey.svalov@urfu.ru

В работе представлены результаты исследования магнитных и магнитокалорических свойств аморфных ферримагнитных пленок Gd-Co в широком диапазоне полей и температур. Установлено, что знак магнитокалорического эффекта меняется вблизи температуры компенсации. Смена знака происходит не скачкообразно, а в некотором интервале температур. В качестве возможной причины такого поведения рассматриваются флуктуации обменного взаимодействия, возникновение неколлинеарной магнитной структуры под воздействием внешнего магнитного поля и наличие магнитной анизотропии.

Методика эксперимента

Пленки Gd-Co толщиной 40 нм были получены на стеклянных подложках методом магнетронного сораспыления мишеней Со и Gd в атмосфере аргона. Пленки содержали ~19,8 ат.% Gd, состав образцов определялся с помощью ренгенофлуоресцентного спектрометра Nanohunter. Для предотвращения окисления пленки Gd-Co были защищены буферным и покрывающим слоями Та толщиной 5 нм. Выборочная рентгеновская дифрактометрия образцов идентифицировала их структурное состояние как рентгеноаморфное. Магнитные свойства пленок были исследованы с помощью измерительного комплекса MPMS-7XL. Температурные зависимости изменения магнитной части энтропии пленок $\Delta S_M(T,H)$ были получены с помощью соотношения Максвелла на основе изотермических зависимостей намагниченности, измеренных в полях до 70 кЭ

$$\Delta S_M = \int_0^H \left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_H dH, \qquad (1)$$

где *М* – намагниченность, *H* – магнитное поле, *T* – температура.

Результаты и обсуждение

Магнитокалорический эффект (МКЭ) продолжает оставаться объектом интенсивных исследований как с точки зрения разработки устройств экологически чистого магнитного охлаждения, так и фундаментальных исследований магнитной энтропии и особенностей магнитных фазовых переходов. В последние годы наблюдается рост интереса к изучению МКЭ в наноструктурах, таких как тонкие пленки и многослойные пленочные системы [1,2]. При этом количество публикаций, посвященных исследованию МКЭ в ферримагнетиках вблизи состояния магнитной компенсации весьма невелико [3]. В настоящей работе представлены результаты исследования магнитных свойств и особенностей МКЭ аморфных ферримагнитных пленок Gd-Co в окрестности температуры магнитной компенсации.

Температурная зависимость спонтанной намагниченности (*M*) пленки Gd_{19,8}Co_{80,2} имеет характерный для ферримагнетиков минимум вблизи температуры компенсации (Рис. 1,а). Его существование обусловлено антиферромагнитным характером обменного взаимодействия магнитных моментов подрешёток редкоземельного элемента (РЗ) и переходного металла (ПМ), а также различной температурной зависимостью этих моментов [4]. При *T* < *T*_{comp} в суммарном магнитном моменте пленки доминирует момент РЗ компоненты, именно он выстраивается вдоль внешнего магнитного поля. При $T > T_{comp}$, напротив, преобладает магнитный момент Co, а момент Gd оказывается ориентирован против направления внешнего магнитного поля. Отметим также, что острота минимума на зависимости М(Т) свидетельствует о высокой степени однородности образца по химическому составу [5].

Как следует из выражения (1), отрицательная производная намагниченности по температуре определяет

отрицательный знак ΔS_M , т.е. образец нагревается при приложении внешнего магнитного поля. Такая ситуация реализуется при $T < T_{comp}$. Наоборот, при $T > T_{comp}$ температурная производная намагниченности положительна, следовательно, $\Delta S_M > 0$, и образец охлаждается при адиабатическом приложении внешнего магнитного поля (так называемый обратный МКЭ). Температурная зависимость ΔS_M пленки Gd-Co показана на рис. 1,b.



Рис. 1. Температурные зависимости намагниченности (а) и изменения магнитной части энтропии (b) пленки Gd_{19,8}Co_{80,2}

Подобная смена знака МКЭ наблюдалась ранее в объемных образцах ферримагнитных соединений РЗ-ПМ [3]. Считается, что вблизи Тсотр величина и знак ΔS_M определяются, в основном, РЗ подрешеткой, так как намагниченность ПМ подрешетки практически не меняется в данном температурном интервале [6]. Расчет температурных зависимостей намагниченностей подрешеток Gd и Co в пленках Gd-Co, проведенный в рамках феноменологической теории коллинеарного ферримагнетизма Нееля, основанной на теории молекулярного поля, показал, что и в наших исследованных образцах намагниченность подрешетки Со слабо меняется в окрестности $T_{\rm comp}$ [4], поэтому особенности МКЭ в пленках Gd-Co в данном температурном интервале также могут быть обусловлены подрешеткой Gd.

Теория предсказывает скачкообразное изменение знака ΔS_M при $T = T_{comp}$ [7], а на эксперименте как для объемных ферримагнетиков [3,6], так и в нашем случае тонкопленочного образца данный переход происходит в некотором интервале температур. В качестве возможной причины этого, как правило, рассматриваются нарушение структурного порядка и связанная с ним флуктуация обменного взаимодействия или возникновение неколлинеарной магнитной структуры под воздействием внешнего магнитного поля [8,9]. В нашем случае вероятны оба сценария, кроме того, необходимо принять во внимание возможность наличия перпендикулярной магнитной анизотропии в данных пленках [4] и ее влияние на процесс намагничивания образцов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ, грант 18-72-10044.

- Фраерман А.А., Шерешевский И.А. // Письма в ЖЭТФ, Т. 101, 693 (2015).
- Doblas D., Moreno-Ramírez L.M., Franco V., Conde A., Svalov A.V., Kurlyandskaya G.V. // Mater. Design, V. 114, 214 (2017).
- Nikitin S.A., Pankratov N.Yu., Smarzhevskaya A.I., Ćwik J., Koshkid'ko Yu.S., Karpenkov A.Yu., Karpenkov D.Yu., Pastushenkov Yu.G., Nenkov K., Rogacki K. // J. Alloys Compd., V. 854, 156214 (2021).
- Васьковский В.О., Горьковенко А.Н., Аданакова О.А., Свалов А.В., Кулеш Н.А., Степанова Е.А., Кудюков Е.В., Лепаловский В.Н. // ФММ, Т. 120, 1151 (2019).
- Васьковский В.О., Лесных В.В., Кандаурова Г.С., Агамальян Т.Х. // ФММ, Т. 59, 470 (1985).
- Панкратов Н.Ю., Каминская Т.П., Терешина И.С., Макуренкова А.А., Карпенков А.Ю., Пауков М.А., Никитин С.А. // ФТТ, Т. 62, 719 (2020).
- von Ranke P.J., Alho B.P., Plaza E.J.R., Carvalho A.M.G., de Sousa V.S.R., de Oliveira N.A. // J. Appl. Phys., V. 106, 053914 (2009).
- Burzo E., Balasz I., Deac I., Tetean R. // J. Magn. Magn. Mater., V. 322, 1109 (2010).
- Никитин С.А., Талалаева Е.В., Черникова Л.А., Андреенко А.С. // ЖЭТФ, Т. 65, 2058 (1974).

Особенности перемагничивания обменносвязанных пленочных структур Tb-Co/FeNi в температурном интервале, включающем точку компенсации ферримагнитного слоя

А.В. Свалов^{1, *}, В.Н. Лепаловский¹, Е.А. Степанова¹, И.А. Макарочкин¹, В.О. Васьковский^{1, 2}, А. Larañaga³, Г.В. Курляндская^{1, 3}

¹Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002.

² Институт физики металлов РАН, ул. Софьи Ковалевской, д. 18, Екатеринбург, 620108.

³ Университет Страны Басков, Бильбао, 48080, Испания.

*andrey.svalov@urfu.ru

В работе представлены результаты магнитных измерений в широком диапазоне полей и температур, проведённых на обменносвязанных пленочных структурах Tb-Co/FeNi, полученных магнетронным напылением. Установлено, что тип доминирующей магнитной подрешетки в слое Tb-Co и соотношение энергий Зеемана, межслойной обменной связи и магнитной анизотропии слоев определяют особенности перемагничивания данных структур, в частности, последовательность перемагничивания слоев.

Методика эксперимента

Пленки Tb-Co, Fe₁₉Ni₈₁ и многослойные образцы Ta/Tb-Co/FeNi/Ta были осаждены на стеклянные подложки методом магнетронного распыления соответствующих мишеней. Слой Тb-Со содержал 19,3 ат. % Тb. В процессе осаждения плёнок в плоскости подложек прикладывалось постоянное магнитное поле напряжённостью 250 Э для создания в плёнках наведённой одноосной магнитной анизотропии. Рентгенографические исследования образцов были выполнены на дифрактометрах D8-Advance и Rigaku Smartlab, излучение Cu-Ka. На дифрактограмме пленок Та/Тb-Co/FeNi/Ta присутствует только один рефлекс при $2\theta \approx 44.3^{\circ}$, соответствующий линии (111) гранецентрированной кубической решетки пермаллоя. Средний размер кристаллитов составил 20 нм. Отсутствие других линий на дифрактограмме свидетельствует как о наличии текстуры в слое FeNi, так и рентгено-аморфной структуре слоев Тb-Со и Та. На основе данных рентгеновской рефлектометрии были уточнены толщины слоев Та, Тb-Со и FeNi (5 нм, 27 нм и 40 нм, соответственно), которые согласуются с величинами, определенными на основе скоростей напыления. Измерения магнитных свойств плёнок в интервале температур от 5 до 350 К проводились на измерительном комплексе MPMS-7XL. Петли гистерезиса, измеренные в разных направлениях в плоскости образцов как однослойных Tb-Co и FeNi, так и двухслойных пленок Tb-Co/FeNi, свидетельствуют

о том, что в пленках сформировалась наведенная магнитная анизотропия, ось легкого намагничивания (ОЛН) которой совпадает с направлением технологического магнитного поля, присутствовавшего во время напыления.

Результаты и обсуждение

Одним из ключевых моментов для создания тонкопленочных устройств спинтроники, таких как магнитные датчики или устройства оперативной памяти, является возможность контроля ориентации магнитного момента ферромагнитного слоя. Чаще всего для этого используют гетероструктуры антиферромагнетик/ферромагнетик, в которых обменная связь между слоями является причиной возникновения однонаправленной анизотропии [1]. Однако в последнее время в качестве эффективного источника внутреннего магнитного смещения в слоистых обменно-связанных структурах успешно используются ферримагнитные пленки аморфных сплавов переходных металлов (Со, Fe) и тяжелых редкоземельных элементов (Tb, Dy) [2-4].

В нашем случае температурная зависимость спонтанной намагниченности пленки $Tb_{19,3}Co_{80,7}$ имеет характерный для ферримагнетиков минимум при температуре компенсации $T_{comp} \approx 240$ К.

При $T < T_{comp}$ в суммарном магнитном моменте слоя Tb-Co доминирует момент редкоземельной компоненты. Таким образом, в отсутствии внешнего магнитного поля магнитные моменты слоев Tb-Co и FeNi упорядочены антипараллельно. Внешнее поле выстраивает магнитные моменты слоев параллельно друг другу, при этом в межслойной области образуется магнитная неоднородность типа доменной границы. При T = 5 К поведение пленки Tb-Co/FeNi во многом аналогично поведению «обменной» или «спиновой пружины» - обменно-связанной пленочной системы, состоящей из магнитожесткого и магнитомягкого слоев [5], и петля гистерезиса магнитомягкого слоя FeNi оказывается смещенной (рис. 1,а).



Рис. 1. Петли гистерезиса обменно-связанной пленочной структуры Tb_{19.3}Co_{80.7}/FeNi, измеренные в плоскости образца вдоль ОЛН при разных температурах

Увеличение температуры образца сопровождается уменьшением момента слоя Тb-Со и, следовательно, его энергии во внешнем поле. Это приводит к смене последовательности перемагничивания слоев: после предварительного насыщающего намагничивания при уменьшении поля сначала перемагничивается слой Tb-Co, в относительно слабом поле противоположной направленности система Tb-Co/FeNi перемагничивается как единое целое, а дельнейшее увеличение поля приводит к перемагничиванию слоя Tb-Co и возникновению межслойной магнитной границы. В данном случае смещенной оказывается петля гистерезиса слоя Tb-Co (Рис. 1,b).

При $T > T_{comp}$ в слое Tb-Co преобладает магнитный момент Co, который, как и суммарный магнитный момент слоя, выстраивается вдоль направления внешнего магнитного поля, магнитные моменты слоев Tb-Co и FeNi оказываются связаны ферромагнитно, и система перемагничивается как единое целое (Puc. 1,c).

При всем различии петель гистерезиса слоев FeNi и Tb-Co (Рис. 1,а и 1,b) их смещение обусловлено межслойным обменным взаимодействием, эффективность которого характеризуется величиной константы поверхностного межслойного взаимодействия (j), которую можно оценить, используя известное выражение $H_{ex} = j/M_s t_s$, где H_{ex} – поле смещение петли гистерезиса, M_s и t_s – намагниченность и толщина слоя, который характеризуется смещенной петлей. Оказалось, что j слабо меняется с температурой, а ее величина ~2 erg/cm² значительно превосходит аналогичный параметр для широко используемой системы FeMn/FeNi.

Подбор толщин и состава слоев позволяет варьировать особенности перемагничивания системы Tb- Co/FeNi как возможной составной части функциональных устройств спинтроники.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ, грант 18-72-10044.

- Stamps R.L. // J. Phys. D: Appl. Phys., V. 33, R247 (2000).
- Фролов Г.И., Яковчук В.Ю., Середкин В.А., и др. // ЖТФ, т. 75, 69 (2005).
- 3. Васьковский В.О., Свалов А.В., Балымов К.Г., *и др.* // ФММ, т. 113, 908 (2012).
- Vogler C., Heigl M., Mandru A.-O., *et al.* // Phys. Rev. B, V. 102, 014429 (2020).
- Goto E., Hayashi N., Miyashita T., Nakagawa K. // J. Appl. Phys., V. 36, 2951 (1965).

Исследование особенностей генерации ЭДС поверхностными магнитостатическими волнами в тонкопленочных структурах YIG/Pt

М.Е. Селезнев^{1,2*}, Ю.В. Никулин^{1,2}, В.К. Сахаров¹, Ю.В. Хивинцев^{1,2}, А.В.Кожевников¹, С.Л. Высоцкий^{1,2}, Ю.А. Филимонов^{1,2,3}

¹ СФИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019 ² СГУ им. Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012 ³ СГТУ им. Гагарина Ю.А., ул. Политехническая, 77, Саратов, 410054

*mixanich94@mail.ru

Исследованы зависимости от частоты СВЧ накачки f коэффициентов прохождения S₁₂ и ЭДС U генерируемой поверхностной магнитостатической волной (ПМСВ) в интегральных тонкопленочных структурах Pt(d = 9нм)/YIG(d=0.9мкм). Установлено, что в частотных зависимостях U(f) происходит увеличение амплитуды U на частотах соответствующих спин-волновым резонансам зависимости S₁₂(f).

Введение

Исследование спин-волнового транспорта в структурах магнитный диэлектрик-металл представляет интерес для создания энергоэффективной элементной базы на принципах магноники и спинтроники [1-2]. Одной из задач данного направления является решение проблемы эффективного взаимного преобразования спинового и электрического тока на границе феррит-проводник. В этой связи наиболее широко исследуются структуры на основе пленок железоиттриевого граната (ЖИГ) и платины (Pt) различной толщины d, в которых генерация ЭДС обусловлена обратным спиновым эффектом Холла [1,2] и эффектом увлечения электронов спиновой волной в объеме проводника [3]. В данной работе приведены результаты исследования генерации ЭДС поверхностной магнитостатической волной (ПМСВ) при различной мощности Р СВЧ накачки в структурах Pt(d=9нм)/YIG(d=0.9мкм) в виде отдельных или последовательно связанных микрополосок Pt расположенных между возбуждающими антеннами.

Методика эксперимента

Структуры Pt(d = 9 нм)/ЖИГ(d = 0.9мкм, намагниченность насыщения $4\pi M = 1800$ Гс, ширина линии ФМР 2 $\Delta H = 0.69$) создавались методами фотолитографии, ионного травления и магнетронного распыления (рис.1 а-в). В работе исследовались 3 типа структур: #1 – между контактными площадками (3 4) для измерения генерируемой ЭДС U располагалась Рt микрополоска длиной L ≈ 220 мкм и шириной W ≈ 200 мкм (рис. 1a); #2 — Pt микрополоска длинной L ≈ 220 мкм и W ≈ 40 мкм (рис.16); #3 — три последовательно соединенных медными дорожками платиновые микрополоски с L ≈ 220 мкм и W ≈ 40 мкм. Удельное сопротивление Pt микрополосок составляло 0,41·10⁻⁶ Ом·м, 0,324·10⁻⁶ Ом·м и 0,32·10⁻⁶ Ом·м, для структур 1, 2, 3 соответственно.

При проведении исследований структура размещалась в касательном к поверхности пленки ЖИГ магнитном поле направленном перпендикулярно длине L платиновых микрополосок, что соответствовало геометрии возбуждения ПМСВ. Для генерации спиновой волны на контакты 1 и 2 при помощи микрозондов подавался СВЧ сигнал мощностью P_{in}= -5... 0 дБм и измерялись коэффициенты модуля прохождения S₁₂ в зависимости от частоты f и мощности Р_{іп} СВЧ накачки. При исследовании частотных зависимостей ЭДС U(f) к контактам 3 4 подключался селективный вольтметр, а на антенны 1 2 подавался СВЧ сигнал с частотой модуляции 11.33 кГц с целью снижения влияния нагрева Pt микрополоски входным СВЧ сигналом.

Результаты эксперимента

На рис. 2 (а-в) для структур #1-3 представлены частотные зависимости коэффициента прохождения сигнала S_{12} и генерируемой ЭДС U для входной мощности $P_{in}=0...-5$ дБм при магнитном поле H = = 939 Э. Из рисунка видно, что наибольшее погло-



Рис. 1. (а-в) Микроструктуры Pt/ЖИГ в виде отдельных микрополосок Pt длиной L = 220мкм и шириной w = 200 – структура #1 (рис. 1а) или L = 220мкм и w = 40 мкм – структура #2 (рис.1 б), или последовательно связанных медным проводником (d = 650нм) микрополосок Pt L = 220мкм, w = 40мкм – структура #3 (рис.1в), расположенных между возбуждающими антеннами 1_2. Цифрами 3_4 обозначены контактные площадки для измерения напряжения, 5-ЖИГ



Рис. 2. (а-в) Зависимости коэффициента прохождения S₁₂ и генерируемой ЭДС U от частоты f для мощности CBЧ накачки P_{in}= -20дБм(1), 0дБм(2) и -5дБм(3). H=939 Э. Рисунки (а), (б), (в) отвечают структурам (а), (б), (в) на рис.1

щение (уменьшение $S_{12}(f)$ в высокочастотной части ПМСВ) платиновой микрополоской наблюдается для структуры #3 (рис.2в), а минимальное для структуры #2 (рис.2б). При этом уменьшение $S_{12}(f)$ на всей частотной области ПМСВ с ростом мощности обусловлены влиянием 4-х магнонных распадов, порог которых был экспериментально определен в ≈ -13 дБм.

В рассматриваемых структурах возможны два механизма генерации ЭДС – за счет обратного спинового эффекта Холла, связанного со спиновой накачкой возбуждающим СВЧ сигналом [1,2] и эффектом увлечения электронов магнонами [3,4]. На зависимостях U(f) наблюдаются резкие изменения амплитуды генерируемого напряжения U на частотах гибридизации дипольных ПМСВ и обменных мод, которые близки к частотам СВР пленки ЖИГ. Ранее аналогичные осцилляции ЭДС увлечения на частотах СВР наблюдались для структур ЖИГ/n-InSb [4]. Наибольшие значения генерируемой ЭДС (U \approx \approx 7.5 µВ при $P_{in} = 0$ дБм) наблюдались в структуре #3, где последовательно соединены три Pt микрополоски с W≈40мкм. При этом ожидалось [5], что сигнал ЭДС будет в три раза выше, чем в структуре #2 с одиночной микрополоской Pt шириной W \approx ≈ 40 мкм, где значения ЭДС достигают U $\approx 4.5 \ \mu B$ при $P_{in} = 0$ дБм. То обстоятельство, что увеличение ЭДС оказалось не столь значительным можно связать как с неоднородным распределением мощности ПМСВ по ширине структуры, так и с различием в эффективности преобразования падающей мощности в мощность ПМСВ.

Работа выполнена в рамках государственного задания и частично поддержана РФФИ (проекты № 19-37-90099, 20-07-00968).

- Sandweg C.W., Kajiwara Y., Ando K., *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 97, 252504 (2010).
- Kurebayshi H., Dzyapko O., Demidov V.E., et al. // Nature Materials, V. 10, 660 (2011).
- Nikulin U.V., Seleznev M.E., Filimonov Y.A., *et al.* // Semiconductors, T. 54, 1721 (2020)
- Казаков Г.Т., Сухарев А.Г., Филимонов Ю.А., *и др.* // РЭ, Т. 33, 801 (1988).
- 5. Патент № SU 1364995 А1, Филимонов Ю.А., Высоцкий С.Л., Казаков Г.Т., *и др.* (1988)

Динамика связанных магнитных вихрей в трехслойном проводящем наноцилиндре

С.В. Степанов^{1*}, Г.И. Антонов¹, К.А. Звездин², Е.Г. Екомасов^{1,3}

¹ Башкирский государственный университет, ул. Заки Валиди, 32, Уфа, 450076

² Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991

³ Тюменский государственный университет, ул. Володарского, 6, Тюмень, 625003

* stepanovsv2008@gmail.com

Исследована структура и динамика намагниченности в вихревом спин-трансферном наноосцилляторе, который представляет собой трехслойный спин-вентильный магнитный наностолбик, при совместном воздействии внешнего магнитного поля и спинполяризованного тока. Рассмотрены нанодиски кругового сечения большого диаметра - 400 нм, среднего 200нм и малого диаметра -120 нм.

Введение

Исследователи проявляют большой интерес к наностолбикам из пермаллоя, которые имеют два магнитных слоя, разделенных немагнитной прослойкой. В них можно реализовать магнитный вихрь, как основное состояние. Исследованию динамики магнитостатически связанных магнитных вихрей посвящено множество экспериментальных и теоретических работ. Оказалось, что для системы, в которой оба магнитных слоя находятся в вихревом состоянии и каждый из них является поляризатором и свободным слоем одновременно, спектр колебаний вихрей кардинально меняется по сравнению с одиночными вихревыми спинмоментными наноосцилляторами, что очень важно в контексте создания спинтронного микроволнового источника с уменьшенной шириной линии.

Результаты

Нами теоретически исследована структура и динамика связанных вихрей в трехслойных проводящих нанодисках при совместном воздействии внешнего магнитного поля и спин-поляризованного тока [1-3]. Рассматривался наностолбик кругового сечения диаметром 400, 200 и 120 нм. Он содержит три слоя: толстый магнитный слой пермаллоя (15 нм), промежуточный магнитный слой (10 нм) и тонкий магнитный слой пермаллоя (4 нм). Используя численное решение обобщенного уравнения Ландау-Лифшица, мы рассмотрели связанное движение магнитных действием двух вихрей под спин-поляризованного электрического тока.

Мы показали, что для случая наноцилиндра диаметром 400 и 200 нм, как и для случая одиночного вихря, возможны три режима связанного движения вихрей: колебания затухающих вихрей, колебания стационарных вихрей и режим переключения полярности одного из вихрей. Найдены значения критических токов, разделяющих эти режимы. Детально исследовано изменение структуры движущихся вихрей в толстом и тонком магнитном слое, включая случай переключения полярности вихрей в толстом слое. Процесс переключения полярности вихря носит динамический характер и происходит при ускорении вихря до критической скорости.

При дальнейшем увеличении тока в рассматриваемом случае невозможно добиться переключения полярности вихря, как в толстом, так и в тонком магнитном слое. Найдено время, необходимое двухвихревой системе для стабилизации установившегося режима и выполнения процесса динамического переключения полярности вихря. Показано, что только при совместном воздействии внешнего магнитного поля, перпендикулярного плоскости диска и спин-поляризованного тока можно раздельно переключать полярности вихрей как в толстом, так и тонком магнитных дисках.

Эти результаты могут быть важны для разработки двухвихревых СТНО, характеризующихся сверхмалой шириной линии и повышенными рабочими частотами.



Рис. 1. Зависимость частоты стационарного движения вихрей от тока в тонком (точка ромб) и в толстом (точка квадрат) слоях диска. Сноски на рисунке: зависимость средней величины х – проекции вектора намагниченности M_x времени t

Особая динамика связанных магнитных вихрей наблюдается в наноструктурах малого диаметра - 120 нм, где вихрь может частично «выдавливаться» за край диска (вихревое С-состояние). Для случая больших токов для наностолбиков малого диаметра исследуется динамический режим, который сопровождается «вылетом» вихря из магнитного слоя.

При этом наблюдалась сложная трансформация исходного кругового вихря. Показана возможность образования «закрученного» вихря, краевого радиального вихря и состояния двух связанных «краевых солитонов» из исходного кругового вихря.

Найдены условия, при которых вихрь в толстом слое играет роль генератора спиновых волн в тонком магнитном слое с регулируемой частотой колебаний.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-02-00316.

- Ekomasov A.E., Stepanov S.V., Zvezdin K.A., Ekomasov E.G. // JMMM 471. 1, 513-520 (2019).
- Екомасов Е.Г., Степанов С.В., Фахретдинов М.И., Антонов Г.И., Екомасов А.Е., Звездин К.А. // Челяб. физ.-мат. журнал 5. 2, 161-173 (2020).
- Екомасов Е.Г., Степанов С.В., Звездин К.А., Пугач Н.Г., Антонов Г.И. // ФММ 122. 3, 1-9 (2021).

Особенности планарного эффекта Холла и формирования доменной структуры в тонких пленках Со

М.В. Степушкин^{1*}, О.А. Петров^{1,3}, В.Е. Сизов¹, А.В. Здоровейщев², Ю.М. Кузнецов², А.Г. Темирязев¹, М.П. Темирязева¹

¹ Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино, 141190

² Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

³ Национальный исследовательский университет «Московский институт электронной техники», Москва, г. Зеленоград, пл. Шокина, д. 1, 124498

*cokpoweheu@yandex.ru

Процессы перемагничивания тонких пленок кобальта, защищенных слоем платины, исследованы двумя методами: на основе планарного эффекта Холла и магнитно-силовой микроскопии. Зависимости планарного эффекта Холла от магнитного поля измерены в широком диапазоне температур. Проведено сопоставление результатов, полученных разными методами при комнатной температуре.

Введение

При исследовании магнитных свойств тонких магнитных пленок использование стандартных методов диагностики сталкивается с определенными трудностями, связанными с тем, что отклик от малого объема магнитного материала весьма слаб. Это определяет интерес к методам, основанным на гальваномагнитных явлениях, в частности, к использованию планарного эффекта Холла (ПЭХ). Интерпретация измерений ПЭХ, как правило, строится на основе моделей, предполагающих, что намагниченность образца пространственно однородна. Это условие может нарушаться при образовании в пленке доменной структуры (ДС). Наличие или отсутствие ДС можно выявить с помощью магнитно-силовой микроскопии (МСМ). В данной работе мы объединили эти два метода и исследовали процессы перемагничивания одних и тех же пленок с помошью ПЭХ и МСМ.

Образцы и методика эксперимента

Исследовались пленки Со толщиной 30, 40, 50 нм, нанесенные методом электронно-лучевого испарения на подложку GaAs. На поверхность Со был нанесен слой Pt толщиной 5 нм. Измерения ПЭХ проводились методом ван дер Пау на квадратных образцах с плоскостными размерами в несколько мм. Это позволяет избежать эффектов, связанных с анизотропией формы образца, возникающих при использовании холловских мостиков микронных размеров. МСМ измерения были выполнены на атомно-силовом микроскопе SmartSPM (AIST-NT) со встроенным магнитом.

Результаты эксперимента

На рис. 1 представлены результаты измерения планарного эффекта Холла в пленке Со толщиной 40 нм в диапазоне температур 10°-°290 К.



Рис. 1. Зависимости ПЭХ от магнитного поля при различных температурах

Как видно, при понижении температуры коэрцитивность пленки существенно возрастает, процесс перемагничивания заканчивается при существенно более высоких полях. Кроме того, меняется форма кривой зависимости ПЭХ от магнитного поля. Остановимся подробнее на этом вопросе.



Рис. 2. Зависимости ПЭХ от магнитного поля в пленках Со толщиной 50 нм (а) и 30 нм (б)

На рис. 2 представлены графики зависимости ПЭХ от внешнего магнитного поля, измеренные при комнатной температуре в пленках разной толщины. Для образца со слоем кобальта толщиной 50 нм (рис. 2а) кривые имеют «классический» вид, хорошо объясняемый теорией [1]. В более тонкой пленке (рис. 2б) на зависимости имеются узкие прорези.

Аналогичные особенности имелись и в пленке толщиной 40 нм при комнатной температуре рис. 1, однако пропадали при снижении температуры до ~100 К. Подобного вида зависимости наблюдались в ряде работ, но однозначного объяснения пока не имеют. Так в работе [2] они ассоциируются с наличием двух легких осей анизотропии в плоскости монокристаллической пленки. Однако, исследованные нами пленки имеют поликристаллическую структуру В работе [2] говорится, что положение прорезей соответствует полю коэрцитивности. Можно ожидать, что при данном поле в пленке образуется доменная структура. Мы проверили это предположение, проведя серию МСМ измерений во внешнем магнитном поле. Результаты оказались достаточно неожиданными. Оказалось, что наиболее четко появление доменных структур фиксируется в пленке толщиной 50 нм при полях порядка 15-20 Э, то есть там, где на зависимости ПЭХ от поля (рис. 2а) нет каких-либо особенностей. В этих полях наблюдаются домены в виде лент, направленных под углом к приложенному полю. Причем для полей противоположного направления углы различаются – рис.3.



Рис. 3. Доменные структуры в пленке Со толщиной 50 нм при внешнем магнитном поле 16 Э (а), и -20 Э (б)

В пленке толщиной 30 нм неоднородность магнитной структуры была проявлялась слабее и была ближе к тому, что понимается под термином «рябь намагниченности». Таким образом, наиболее вероятной причиной появление резких провалов на полевых зависимостях ПЭХ следует считать разворот намагниченности перпендикулярно направлению тока, что приводит к исчезновению ПЭХ.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты 18-29-27018-мк и 18-29-27020).

- Epshtein E.M. *et al.* // JMMM V. 258–259, 80–83 (2003).
- Goennenwein *et al.* // Appl. Phys. Lett. V. 90, 142509 (2007).
- Volmer M., Avram M. // JMMM V. 381, 481–487, (2015).

Трехслойная магнитотвердая/магнитомягкая гетеростуктура

Т.А. Тааев*, К.Ш. Хизриев, А.К. Муртазаев

Институт физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН, ул. М. Ярагского, 94, Махачкала, 367015 *taaev89@mail.ru

Представлена модель для исследования трехслойной магнитотвердой/магнитомягкой гетероструктуры методом Монте-Карло. Приведены сравнения полевых зависимостей термодинамических параметров трехслойной и двухслойной магнитных структур. Показано, что увеличение многослойности структуры приводит к улучшению магнитожестких свойств.

Введение

Магнитотвердые/магнитомягкие гетероструктуры открывают возможность для увеличения энергетического произведения (*BH*)_{max} [1], и в них возникает ряд необычных явлений, таких как формирование во внешнем магнитном поле одномерной гетерофазной спиновой пружины [2].

Модель и методика

Для исследования трехслойной магнитотвердой/магнитомягкой гетероструктуры была использована стандартная XY-модель [2-5].

Гамильтониан модели представлен в виде:

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} J \left(S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y \right) - \sum_i K \left(S_i^x \right)^2 - g \mu_B \sum_i \left(H_0^x S_i^x + H_0^y S_j^y \right),$$
⁽¹⁾

где первая сумма учитывает обменное взаимодействие каждого магнитного атома; вторая сумма – вклад анизотропии в энергию системы; третья сумма – вклад внешнего магнитного поля, $g \approx 2 - \phi$ актор Ланде, μ_B – магнетон Бора, $S_i^{x,y}$ – проекции спина S_i , локализованного на узле *i*, $|S_i| = 1, H_0^{x,y}$ – проекции магнитного поля H_0 .

Рассматривались две модели: 1) Hard/Soft/Hard – толщина каждого магнитотвердого слоя принимала значение 25 атомных монослоев, а магнитомягкого 50, соответственно. 2) Soft/Hard/Soft – толщина магнитотвердого слоя принимала значение 50 атомных монослоев, а магнитомягкого 25 каждая.

Результаты исследования

На рис. 1 приведены кривые перемагничивания общей намагниченности *М* для моделей двухслой-

ной и трехслойных магнитотвердых/магнитомягких гетероструктур.



Рис. 1. Кривые перемагничивания общей намагниченности *М* системы

Из рис. 1 видно, что значение H_{irr} для трехслойной структуры выросло на 25-30 %, а поле обменного смещения H_{ex} на 150 %, чем значения H_{irr} и H_{ex} для магнитного бислоя. Магнитожесткие свойства структуры улучшились, кривая перемагничивания стала более выпуклой. Результатом этого будет увеличение максимального энергетического произведения (BH)_{max}.

- Kneller E.F., Hawig R. // IEEE Trans. Magn., V. 27, 3588 (1991).
- Тааев Т.А., Хизриев К.Ш., Муртазаев А.К. // ЖЭТФ, Т. 151, 1084 (2017).
- Taaev T.A., Khizriev K.Sh., Murtazaev A.K. // J. Alloys and Comp., V. 785, 1253 (2019).
- 4. Тааев Т.А., Хизриев К.Ш., Муртазаев А.К. // ФТТ, Вып. 6, 846 (2020).
- Taaev T.A., Khizriev K.Sh., Murtazaev A.K. // JMMM, V. 524, 167638 (2021).

Определение знака взаимодействия Дзялошинского-Мория в плёнках Co/Pt

Д.А. Татарский^{1,2}, С.А. Гусев¹

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

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

*tatarsky@ipmras.ru

В настоящей работе предлагается методика определения знака константы поверхностно-индуцированного взаимодействия Дзялошинского-Мория (пВДМ) в тонких плёнках методами лоренцевой просвечивающей электронной микроскопии. Показано, что неелевские доменные стенки переменной кривизны дают дополнительный знакопеременный вклад во френелевские изображение, распределение интенсивности в котором зависит от знака константы пВДМ.

В настоящее время лоренцевая просвечивающая микроскопия является основным методом наблюдения скирмионов и киральных распределений намагниченности в тонких многослойных плёнках кобальт-платина-тяжёлый металл с поверхностноиндуцированным взаимодействием Дзялошинского-Мория (пВДМ). Но из френелевского контраста невозможно определить знак константы пВДМ *D*, тогда как её величина может быть определена с помощью сравнения экспериментальных и модельных френелевских контрастов. Знак и величину константы пВДМ можно определить с помощью бриллюэновского рассеяния света или рассеяния нейтронов.

В реальных плёнках всегда существуют неоднородности, связанные с шероховатостями границ и границами кристаллитов. Из-за этого, вообще говоря, доменная стенка может иметь сложную форму. В данной работе теоретически показано, что монокиральная неелевская доменная стенка даёт слабый френелевский контраст в случае, когда её кривизна изменяется. Более того, распределение контраста напрямую зависит от знака пВДМ в плёнке.

Рассмотрим наиболее простую форму доменной стенки с переменной кривизной: эллипс. Такую стенку можно получить, например, перемагничивания локально облучённые сплошные плёнки фокусированными пучками ионов гелия. При наличии сильного пВДМ локально намагниченность в стенке будет направлена по нормали к линии стенки. Запишем намагниченность в стенке следующим образом

 $\vec{M} = M_{||}(\rho) \left(\cos \alpha \cos \varphi \, \vec{e}_x + \sin \alpha \sin \varphi \, \vec{e}_y \right) + \\ + M_z(\rho) \vec{e}_z,$

где ρ , φ – цилиндрические координаты, α – параметр, тангенс которого равен отношению полуосей эллипса. Будем считать, что в доменной стенке распределение намагниченности следующее

$$M_{||}(\rho) = \operatorname{sign}\left(D \; \frac{\partial M_z}{\partial \rho}\right) \frac{1 + \cos\left(\pi \frac{\rho - \rho_0}{w}\right)}{2}$$

Френелевский контраст рассчитывается как zкомпонента ротора распределения намагниченности. Произведя необходимые вычисления, получаем, что распределение интенсивности от неелевской доменной стенки эллиптической формы

$$\Delta I \sim \operatorname{sign}\left(D \; \frac{\partial M_z}{\partial \rho}\right) (\cos \alpha - \sin \alpha) \sin 2\varphi \sin \left(\pi \frac{\rho - \rho_0}{w}\right).$$

Качественно данное распределение для $\alpha = 30^{\circ}$ приведено на рис. 1.



Рис. 1. Качественный распределение интенсивности от эллиптической доменной стенки для разных знаков пВДМ

На рис.2 и 3 представлены расчётные распределения интенсивности (без наклона образца) в зависимости от микромагнитных распределений для различных величин параметров α и *D*. без При наклоне образца будет возникать хорошо известное дипольное распределение. Относительный контраст $\Delta I/I_0$ в таком дипольном распределении составляет 3–4%. Следует сравнить величины этих контрастов. Так, для $\alpha = 35^{\circ}$ контраст достигает величины 0.1%, тогда как для $\alpha = 15^{\circ}$ относительный контраст достигает величины в 0.3%. Том 1



Рис. 2. Первая колонка: микромагнитные распределения в эллиптических магнитных доменах с $\alpha = 45^\circ$; 35°; 25°; 15° при величине пВДМ больше критической. Вторая колонка: соответствующие нормированые френелевские изображения

Характерное время экспозиции дипольного контраста составляет 1–2 секунды. Таким образом для надёжной регистрации квадрупольного изображения, зависящего от знака пВДМ ($\alpha = 15^{\circ}$) потребуются экспозиции порядка 10–100 секунд.

Рис. 3. Первая колонка: микромагнитные распределения в эллиптических магнитных доменах при $\alpha = 25^{\circ}$ и значениях константы nBДM: 0×Dcr , 1/3×Dcr , 2/3×Dcr , Dcr. Вторая колонка: соответствующие нормированые френелевские изображения

Учитывая, что в ходе съёмки возможна коррекция дрейфа образца, такие выдержки представляются легко реализуемыми в эксперименте.

Данные исследования выполнены в рамках госзадания (контракт № 0030-2021-0021).

Низкочастотная динамика системы двух перекрывающихся ферромагнитных дисков

Д.А. Татарский^{1,2,*}, В.Л. Миронов¹, А.Д. Ефимов^{1,2}

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.

*tatarsky@ipmras.ru

В работе приводятся результаты моделирования низкочастотной динамики намагниченности в системе из двух перекрывающихся дисков, в которых реализуется двух-вихревое состояние. Обсуждаются зависимости низкочастотных резонансных мод от взаимного направления коров вихрей, величины и направления внешних магнитных полей.

В настоящее время разрабатываются генераторы микроволнового излучения на основе вихревых спин-трансферных наноосцилляторов (СТНО). Основным элементом такого СТНО является ферромагнитный диск, в котором спин-поляризованным током возбуждается низкочастотный резонанс, связанный с гиротропным движением кора магнитного вихря. Для усиления генерируемой мощности в ряде работ предлагается использовать массивы синхронизованных СТНО, состоящие из большого количества обменно-связанных дисков.



Рис. 1. Двухвихревое распределение намагниченности в системе из двух перекрывающихся дисков

Нами методами микромагнитного моделирования исследовалась низкочастотная динамика модельной системы состоящей из двух перекрывающихся дисков (рис. 1). Моделирование проводилось посредством численного интегрирования уравнения Ландау-Лифшица для магнитного момента с помощью симулятора MuMax³. Система состояла из двух дисков NiFe радиусом r = 500 нм и толщиной t = 40 нм. Перекрытие дисков характеризовалось величиной $\Delta = 2r - d$, где d – расстояние между центрами дисков.

В зависимости от степени перекрытия дисков в данной системе реализуются либо одно-вихревое

(V) либо двух-вихревое (VV) состояние. На рис. 2 приведены рассчитанные численно зависимости энергии этих состояний от степени перекрытия Δ .. Видно, что двух-вихревое состояние является более энергетически выгодным при перекрытии менее $\Delta < 430$ нм. В дальнейшем все расчёты резонансных гиротропных мод проводились для параметра $\Delta = 300$ нм. Низкочастотные релаксационные колебания возбуждались импульсом магнитного поля длительностью 0.1 нс и амплитудой 1 Э. Спектр собственных частот рассчитывался с помощью быстрого преобразования Фурье осциллограммы релаксационных колебаний проекции намагниченности на ту же ось координат, вдоль которой прикладывался импульс магнитного поля.

На рис. 3 приведены диаграммы распределения амплитуд резонансных мод в зависимости от направлений внешнего постоянного магнитного поля и возбуждающего поля, а также от взаимной ориентации коров вихрей.



Рис. 2. Зависимости энергий одно-вихревого V (красная линия) двух-вихревого VV (синяя линяя) состояний от величины перекрытия дисков


Рис. 3. Диаграммы распределения амплитуд резонансных мод для различных состояний в зависимости от направления приложения постоянного внешнего поля и возбуждающего импульса. Первые две строки – состояние V(+)V(+), последние две строки – состояние V(+)V(–)

Как видно из рис. 3, поле, приложенное вдоль оси Z, слабо изменяет резонансные частоты гиротропных мод состояний V(+)V(+) и V(+)V(-).

С точки зрения эффективности управления резонансной частотой гиромоды более перспективно намагничивание системы вдоль оси Y в направлении, противоположном направлению намагниченности ромбовидного домена в области перекрытия дисков. При этом равновесные положения коров вихрей сближаются, что приводит к сильному уменьшению резонансной частоты. В состоянии V(+)V(-) коры вихрей вращаются в разные стороны, так что наведенные дипольные моменты оболочек вихрей вращаются в противофазе. В состоянии же V(+)V(+) коры вихрей вращаются синхронно в одну и ту же сторону, так что и наведенные дипольные моменты вращаются в фазе. Поэтому данная мода может быть использована для синхронизации вихревых наноосцилляторов.

Работа проводится в рамках проекта НЦМУ «Центр фотоники» и при поддержке Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2020-906. Авторы выражают благодарность Е.В. Скороходову и М.В. Сапожникову за полезные обсуждения.

Влияние касательного поля на пленки CoPt с перпендикулярной анизотропией

М.П. Темирязева^{1*}, А.В. Здоровейщев², О.В. Вихрова², А.Г. Темирязев¹

¹ Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино, 141190

² Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23,

Нижний Новгород, 603950

*mtemiryazeva@gmail.com

Исследованы процессы размагничивания тонких пленок сплава CoPt с сильной перпендикулярной анизотропией во внешних магнитных полях, приложенных параллельно плоскости пленки. Показано, что процесс образования доменной структуры происходит за счет появления скирмионов, из ансамбля которых формируются домены.

Многослойные пленки на основе чередующихся слоев магнитных и тяжелых металлов вызывают существенный интерес исследователей благодаря наличию перпендикулярной магнитной анизотропии и проявлению взаимодействия Дзялошинского-Мория (ВДМ). Такие пленки после приложения поля по нормали к поверхности сохраняют однородно намагниченное состояние, которое разрушается под действием поля в плоскости пленки [1, 2]. В настоящей работе мы детально исследовали данный процесс, выполнив серию измерений методами магнитно-силовой микроскопии (МСМ) в касательном магнитном поле. Исследовались пленки сплава CoPt, сформированные методом электронно-лучевого испарения. Несмотря на отсутствие явно выраженных слоев, такие поликристаллические пленки также обладают перпендикулярной магнитной анизотропией и ВДМ. На подложку поочередно наносились слои Pt (0.5 нм) и Co (0.2 или 0.3 нм) – десять бислоев. В зависимости от содержания Co назовем такие пленки CoPt(2/5) и CoPt(3/5). Соответственно, общая толщина пленок составляла 7 нм для CoPt(2/5) и 8 нм для CoPt(3/5). Исследования проводились с помощью атомно-силового микроскопа SmartSP-MAIST-NT.



Рис. 1.Изменение магнитной структуры пленки под воздействием внешнего магнитного поля в плоскости образца

Результаты эксперимента

Были выполнены три серии экспериментов.

В первой серии использовалась пленка CoPt(3/5). После ее намагничивания до насыщения в нормальном поле была выполнена последовательность МСМ измерений в касательном поле *H* при изменении *H* от 0 до 1100 Э с шагом 1 Э. Из полученных изображений смонтирован фильм, детально показывающий, как формируется лабиринтная доменная структура (ДС) под действием касательного поля.

На рис 1 представлены некоторые моменты данного процесса. В общих чертах мы можем выделить несколько этапов: появление отдельных скирмионов, сборка из них «червей» (по терминологии [3]) и дальнейшее их слияние с образованием лабиринтной геликоидальной структуры. Отметим также, что сформированная таким образом доменная структура весьма устойчива, сброс *H* от 1100 до 0 Э не приводит к ее изменению. Следующая серия экспериментов также была проведена на пленке CoPt(3/5). Изначально пленка была в размагниченном состоянии. Далее участок пленки был просканирован магнитным зондом с большим магнитным моментом, таким образом была сформирована частично намагниченная область, внутри которой присутствуют скирмионырис. 2(а).

После этого в касательном магнитном поле проведена серия МСМ измерений. В центральной области процесс перемагничивания был аналогичен описанному в первой серии экспериментов. Увеличение поля до 1200 Э привело к появлению в этой области доменной структуры - рис. 2(б), однако эксперимент показал, что исходная доменная структура (вне частично намагниченной области) при воздействии касательного поля такой напряженности совершенно не меняется.



Рис. 2. Доменные структуры пленки CoPt(3/5)

В третьей серии экспериментов использовались пленки CoPt(2/5). В них для разрушения однородно намагниченного состояния требуются существенно большие напряженности касательного поля (до нескольких килоэрстед). Поэтому, поле прикладывалось во внешнем магните, после чего выполнялись МСМ измерения. Процесс перемагничивания, как и в предыдущих сериях, происходил за счет возникновения скирмионов – рис. 3(в), сливающихся постепенно в геликоидальные домены. Было показано, что по сравнению с исходной ДС – рис. 3(а), доменная структура, сформированная под воздействием касательного поля, существенно мельче рис 3(б). Отметим, что ранее [4] в пленках такого состава под действием пространственно локализованного поля магнитного зонда мы наблюдали образование 360[°] доменной границы.

В заключение отметим любопытную особенность исследованных образцов. Доменные структуры, соответствующие размагниченному состоянию, оказались крайне устойчивы по отношению к касательному магнитному полю. В то же время, под действием локального поля зонда эти структуры легко разрушаются с образованием скирмионов, которые, в свою очередь, существенно более устойчивы к дальнейшему воздействию поля зонда.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты№ 19-29-03049-мк и 18-29-19137мк).



Рис. 3. Доменные структуры пленки CoPt(2/5)

- Davydenko A.V. *et al.* // Phys. Rev. B, V. 99, 014433 (2019).
- 2. Гусев Н.С. *и др.* // Труды XXIV Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», т.1, стр. 173-174 (2020).
- Raju M. *etal.* // Nature Commun. V. 10, 696 (2019).
- Темирязева М.П. и др. // Труды XXIV Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», т.1, стр. 273-274 (2020).

Зависимость поверхностного взаимодействия Дзялошинского-Мория в искусственных многослойных пленках ферромагнетик-тяжелый металл от деформаций

О.Г. Удалов^{1,2,3*}, И.С. Белобородов²

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Нижегородская обл., 603087

² California State University, Northridge, Nordhoff St., 18111, Northridge, CA, USA, 91330

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

*udalov@ipmras.ru

В работе теоретически рассмотрено поверхностное взаимодействие Дзялошинского-Мория (ВДМ) в двухслойной пленке ферромагнетик-тяжелый металл. Исследован вопрос о влиянии деформаций на величину и анизотропию данного взаимодействия. Показано, что изотропные деформации в плоскости пленки и связанные с ними деформации поперек пленки вызывают значительное изменение величины взаимодействия Дзялошинского-Мория. Деформации анизотропные в плоскости приводят к анизотропии взаимодействия Дзялошинского-Мория. Основной причиной влияния деформаций на ВДМ является смещение ионов и вызванное им изменение фаз волновых функция электронов. Предложенная теоретическая модель качественно описывает ряд экспериментальных результатов, полученных ранее.

Введение

Многослойный магнитные структуры ферромагнетик (FM)-тяжелый металл (HM) в настоящее время привлекают значительное внимание научных групп, работающих в области спиновой электроники [1]. Это связано с существованием в таких пленках нетривиальных локализованных магнитных текстур, называемых скирмионами. Возможность перемещения скирмионов по магнитной пленке, их устойчивость и малый размер делают их хорошими объектами для хранения и обработки информации [2]. В связи с этим вопросы управления (создания, уничтожения и перемещения) скирмионами в искусственных многослойных пленках вызывает повышенный интерес.

Скирмионы стабилизируются в многослойных магнитных пленках за счет поверхностного взаимодействия Дзялошинского-Мория (ВДМ), возникающего на границе FM и HM. Когда вклад ВДМ в энергию становится сравнимым с энергией доменной стенки магнитной пленки возникают условия для существования скирмионов. Одним из вариантов управления скирмионами является изменение магнитной анизотропии (и соответственно энергии доменной стенки) пленки. Магнитную анизотропию можно изменять используя электрическое поле за счет магнито-электрического эффекта. Недавно была продемонстрирована возможность изменять величину ВДМ с помощью деформаций магнитной пленки. Это открывает дополнительные возможности по управлению скирмионами с помощью электрического поля. Можно представить, что магнитная пленка нанесена на поверхность пьезоэлектрика, в котором деформации могут создаваться с помощью электрического поля и передаваться через границу в магнитную пленку.

В данной работе предложена теоретическая модель, описывающая механизм зависимости ВДМ от деформаций в двухслойной пленке FM-HM.

Модель

В данной работе рассмотрена двухслойная система, показанная на Рис. 1. FM пленка расположена на поверхности слоя НМ. Для вычисления ВДМ используется следующая модель [4]. В FM области электроны описываются sd-моделью Вонсовского, т.е. обменно взаимодействуют с локальной намагниченностью пленки. В пленке НМ на электроны действует спин-орбитальное взаимодействие. ВДМ определяется по выигрышу в энергии электронного газа при возникновении спирального магнитного состояния в пленке FM. Особенностью рассмотренной модели является то, что спин-орбитальное взаимодействие локализовано на ионах тяжелого металла. При этом в гамильтониан электронов непосредственно входят положения этих ионов. Таким образом удается легко учесть влияние деформаций системы через изменение положения ионов тяжелого металла (см. рис. 1).



Рис. 1. Двухслойная пленка ферромагнетик (FM) – тяжелый металл (HM). Сплошной синей линией показана форма пленки тяжелого металла в отсутствие деформаций. Красные закрашенные круги показывают атомы тяжелого металла. Пунктирные линии демонстрируют форму пленки тяжелого металла и положение ионов тяжелого металла при приложенных деформациях ε_{xx} и ε_{yy}

При деформациях ионы перемещаются, и поэтому изменяется спин-орбитальное взаимодействие и, как следствие, ВДМ.

Результаты и обсуждение

В работе исследованы зависимости ВДМ от параметров системы, таких как толщина пленок, обменное взаимодействие и др. Также исследована зависимость ВДМ от деформаций, приложенных к системе. Рассмотрен только случай нормальных деформаций. Показано, что деформации могут приводить к значительному изменению ВДМ. На рис. 2 продемонстрировано изменение ВДМ при максимальных деформациях порядка 0.3% в направлении перпендикулярном плоскости пленки. При этом деформации в плоскости пленки изотропны. Такие деформации могут быть созданы за счет изгиба подложки (как это было сделано в работе [3]) или с помощью электрического поля в системе с пьезоэлектриком. Видно, что изменение ВДМ достигает нескольких десятков процентов. Значительное изменение ВДМ связано с тем обстоятельством, что это взаимодействие возникает за счет свободных электронов, "залетающих" в тяжелый метал. Эти электроны имеют быстро осциллирующие волновые функции, обеспечивающие высокую чувствительность ВДМ к небольших изменениям положения ионов тяжелого металла. Стоит отметить, что в экспериментальной работе [3] также были обнаружены значительные изменения ВДМ при приложении деформаций.

В работе также рассмотрен случай анизотропных деформаций в плоскости пленки. При этом возникает и анизотропия ВДМ. Величина анизотропии ВДМ, полученная в данной модели, значительно ниже, наблюдаемой в эксперименте. Это требует дальнейшего изучения.



Рис. 2. Зависимость относительного изменения величины взаимодействия поверхностного Дзялошинского-Мория (D_x) в двухслойной пленке ферромагнетик-тяжелый металл от деформаций в направлении перпендикулярном поверхности пленки ε_{yy} при различном исходном параметре решетки пленки тяжелого металла

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 18-72-10026.

- Moreau-Luchaire C., Moutafis C., Reyren N., Sampaio J. *et al.* // Nature Nanotechnology, 11, 444 (2016).
- Romming N., Hanneken C., Menzel M. et al. // Science 341, 636 (2013),
- 3. Gusev N.S., Sadovnikov A.V., Nikitov S.A. *et al.* // Phys. Rev. Lett. 124, 157202 (2020).
- Udalov O.G., Beloborodov I.S. // Phys. Rev. B, 102, 134422 (2020).

Магнитные свойства слоя галлида марганца, осажденного на подложку GaAs (001)

Ю.В. Усов^{1*}, Д.А. Павлов^{1§}, Б.Н. Звонков², М.В. Сапожников^{1,3}, Д.А. Татарский^{1,3}

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

² Научно-исследовательский физико-технический институт (НИФТИ), ГСП-34, пр. Гагарина, 23, корпус 3, Нижний Новгород, 603950.

³ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087.

*usov@phys.unn.ru, §pavlov@unn.ru

Экспериментально подтверждено наличие ферромагнетизма при комнатной температуре в слоях галлида марганца, выращенного на подложке арсенида галлия ориентации (001) методом импульсного лазерного осаждения.

Введение

В современной оптоэлектронике одним из актуальных направлений исследований является разработка спиновых светоизлучающих диодов, работа которых основана на электрической инжекции спинполяризованных носителей в активную область. Рекомбинация электронов, ориентированных по спину, с дырками создаёт электромагнитное излучение с превалирующей циркулярной поляризацией.

В качестве поляризационного слоя в светодиодных структурах применяют спиновый инжектор, для создания которого используют ферромагнитные материалы. Основными требованиями, предъявляемыми для инжектора, являются высокая температура Кюри, высокая степень поляризации носителей (эффективность) и высокое значение остаточной намагниченности. При этом кристаллические магнитные полупроводники имеют важное преимущество перед остальными возможными материалами. Если удаётся состыковать их кристаллическую решётку с приборной структурой, то потери спиновой поляризации на переходной границе становятся меньше [1]. С учётом данного утверждения, разработка полупроводникового спинового инжектора является актуальной задачей исследования.

Известно, что галлиды марганца имеют упорядоченную кристаллическую структуру, причем могут быть эпитаксиально выращены на слоях арсенида галлия. Также установлено, что объемные включения галлидов марганца могут иметь квазикристаллический тип упаковки атомов, при этом проявляя ферромагнитные свойства [2, 3]. Данный факт указывает, что такие интерметаллические соединения могут быть применены в создании спин-поляризующих слоёв, что является актуальной задачей оптоэлектроники.

Методика эксперимента

В рамках нашей работы был создан экспериментальный образец с помощью поочерёдного применения методов газофазной эпитаксии (ГФЭ) и импульсного лазерного осаждения (ИЛО) в одном ростовом процессе. Буферный слой n-GaAs и 30 нмспейсерный слой i-GaAs были последовательно выращены при температуре 650°С на подложке п-GaAs ориентации (001) методом ГФЭ из металлорганических соединений. Затем в том же реакторе был сформирован 100 нм слой галлида марганца при температуре 300°С распылением мишени на основе сплава Mn3Ga5 методом ИЛО в атмосфере водорода, впоследствии покрытый золотом. Предположительная толщина золотого покровного слоя – 10 нм. Отмечу, что полученный образец притягивался к магниту.

Структурные исследования были проведены на высокоразрешающем просвечивающем электронном микроскопе (ВРПЭМ) JEM 2100F фирмы JEOL.

Исследование магнитных свойств образца было проведено с использованием магнитооптического эффекта Керра (МОЭК) в полярной геометрии (магнитное поле направлено параллельно к нормали поверхности) в полях до 6000 эрстед. В качестве источника света использовался стабилизированный He-Ne лазер ($\lambda = 632$ нм, мощность 5 мВт). Образец изучался при комнатной температуре.

Результаты и обсуждения



Рис. 1. Снимок высокого разрешения поперечного среза слоя галлида марганца



Рис. 2. Петля гистерезиса, полученная по результатам исследования магнитных свойств с использованием МОЭК

Из анализа снимков высокого разрешения поперечного среза экспериментального образца следует, что слой галлида марганца получился сплошным, а его поверхность – шероховатой (рис. 1).

Атомные ряды выращенного слоя строго продолжают периодичность атомов арсенида галлия, что указывает на эпитаксиальный характер роста интерметаллического соединения MnGa.

При исследовании магнитных свойств образца было зафиксировано вращение плоскости поляризации отраженной световой волны, а также измерена кривая намагничивания для МОЭК (рис. 2). Поворот плоскости поляризации составлял от -20 до 20 миллирадиан в зависимости от направления приложенного магнитного поля.

Заключение

Результаты данной работы указывают, что слой галлида марганца, выращенный методом ИЛО на подложке арсенида галлия, является ферромагнитным при комнатной температуре. Ось намагниченности слоя располагается параллельно к нормали поверхности.

- Dorokhin M.V., Pavlov D.A., Bobrov A.I. et al. // Semiconductors. V. 50, 11. Pp 1443-1448 (2016)
- Wu J.S., Kuo K.H. // Metallurgical and Materials Translations A. V. 28, 3. Pp 729-742 (1997)
- Zhang J.P., Cheetham A.K., Sun K. *et al.* // Appl. Phys. Lett. V. 71, 7. Pp 143-145 (1997)

Магнитоэлектрический эффект в периодических композитных гетероструктурах Ni-ЦТС

Ф.А. Федулов*, Ю.К. Фетисов, Л.Ю. Фетисов, Д.В. Чашин

МИРЭА – Российский технологический университет (РТУ МИРЭА), Проспект Вернадского, 78, Москва, 119454. *ostsilograf@ya.ru

В работе были изготовлены магнитоэлектрические гетероструктуры в виде периодических решёток из магнитострикционного никеля толщиной 10 мкм, шириной 100 мкм на поверхности пластин из пьезоэлектрического цирконата-титаната свинца PbZr_{0.52}Ti_{0.48}O₃ (ЦTC). Экспериментально исследовано влияние размеров периодических структур из никеля на характеристики прямого резонансного магнитоэлектрического эффекта. Исследовано влияние эффектов размагничивания в плёнках никеля на магнитоэлектрический эффект.

Введение

В последние годы большое внимание уделяют изучению магнитоэлектрических (МЭ) эффектов в композитных гетероструктурах, содержащих ферромагнитные (ФМ) и пьезоэлектрические (ПЭ) слои, и разработке устройств на их основе. МЭ эффекты в ФМ-ПЭ структурах возникают в результате комбинации магнитострикции ФМ слоя и пьезоэлектрического эффекта в ПЭ слое вследствие механической связи между слоями. Эти эффекты проявляются в генерации структурой переменного электрического напряжения при ее возбуждении переменным магнитным полем (прямой эффект) или в изменении намагниченности структуры при ее возбуждении переменным электрическим полем (обратный эффект) [1, 2]. Актуальной задачей при разработке МЭ устройств является уменьшение их размеров. Это позволит интегрировать МЭ устройства в современную электронику и микросистемную технику и создавать структуры с большим числом МЭ элементов [3]. С целью исследования влияния уменьшения геометрических размеров МЭ устройств на их характеристики в данной работе были изготовлены МЭ гетероструктуры в виде периодических решёток микрометровых размеров из магнитострикционного никеля (Ni) на пьезоэлектрической подложке из ЦТС, а также исследовано влияние размеров и анизотропии формы ФМ решёток на характеристики прямого МЭ эффекта.

Технология создания образцов и методика эксперимента

В качестве подложки использовали диск из ЦТС диаметром 23 мм, толщиной 240 мкм с серебряными

электродами. Методом ультрафиолетовой фотолитографии на подложку переносили рисунок фотошаблона, представляющий собой периодическую структуру из прозрачных и непрозрачных полос. В качестве фоторезиста использовали позитивный фо-KONTAKT точувствительный лак CHEMIE POSITIV 20/200. На очищенные после проявления фоторезиста участки ЦТС диска электролитически осаждали Ni толщиной ~10 мкм. На Рисунке 1 представлен внешний вид ЦТС диска с осаждённой периодической структурой Ni толщиной 10 мкм, шириной полоски T = 100 мкм и расстоянием W = 100 мкм между соседними полосками Ni.



Рис. 1. Внешний вид ЦТС диска с осаждённой периодической структурой никеля с параметрами *T* = 100 мкм и *W* = 100 мкм

Блок-схема измерительной установки представлена на Рисунке 2. Изготовленный образец располагали между катушками Гельмгольца, которые, в свою очередь, устанавливали между полюсами электромагнита. Катушки Гельмгольца, возбуждаемые при помощи функционального генератора Agilent 33210A, создавали переменное магнитное поле $hcos(2\pi ft)$ в диапазоне частот f = 0 - 10 кГц. Амплитуду переменного поля поддерживали постоянной h = 2 Э. Постоянное магнитное поле в диапазоне H = 0 - 1 кЭ создавали при помощи катушек электромагнита, питаемых при помощи источника TDK Lambda GENH600-1.3. Для изменения ориентации образца в плоскости относительно линий магнитного поля использовали специальный подвижный держатель. Для измерения выходного МЭ напряжения использовали вольтметр АКИП 2401 со входным импедансом 10 МОм. Напряжённость магнитного поля внутри катушек измеряли при помощи магнитометра Lake Shore 421.



Рис. 2. Блок-схема измерительной установки: 1 - периодическая структура Ni-ЦТС, 2 – катушки Гельмгольца, 3 – катушки электромагнита

Результаты измерений

На Рисунке 3 представлена амплитудно-частотная характеристика периодической МЭ структуры T = 100 мкм, W = 100 мкм при амплитуде переменного поля h = 2 Э.



Рис. 3. Амплитудно-частотная характеристика периодической МЭ структуры *T* = 100 мкм, *W* = 100 мкм при амплитуде переменного поля *h* = 2 Э

Измерения проводили при оптимальном постоянном магнитном поле H_m , соответствующем максимальному значению МЭ коэффициента α_E . Частота акустического резонанса $f_0 = 2800 \ \Gamma$ ц, добротность резонанса $Q = f/\Delta f = 134$. На Рисунке 4 показаны зависимости амплитуды МЭ напряжения u на частоте резонанса f_0 от постоянного магнитного поля H при различной ориентации полосок никеля относительно линий магнитного поля.



Рис. 4. Зависимости амплитуды МЭ напряжения *u* от постоянного магнитного поля *H* при различной ориентации полосок никеля (1 - φ = 0°, H_m = 60 Э; 2 - φ = 30°, H_m = 110 Э; 3 - φ = 60°, H_m = 140 Э; 4 - φ = 80°, H_m = 300 Э)

Видно, что при изменении угла φ в плоскости между линиями магнитного поля и полосками никеля значительно меняется амплитуда и и оптимальное магнитное поле $H_{\rm m}$. Если принять за $\varphi = 0^{\circ}$ положение образца, при котором полоски никеля параллельны линиям магнитного поля, а за $\varphi = 90^{\circ}$ – перпендикулярны, то амплитуда и уменьшается в 4 раза, в то время как оптимальное магнитное поле H_m увеличивается примерно в 7 раз. Данный эффект можно объяснить ослаблением внутреннего поля в ферромагнетике размагничиванием вследствие анизотропии формы ФМ полосок. МЭ коэффициент α_Е рассчитывали по формуле $\alpha_{\rm E} = u/(bh)$, где b – толщина ПЭ слоя, *h* – амплитуда переменного поля. Максимальная величина составляла $\alpha_{\rm E} = 0.25 \ {\rm B}/({\rm G}^*{\rm cm})$ при поле $H_{\rm m} = 60$ Эи $\varphi = 0^{\circ}$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда, грант №17-12-01435-П.

- 1. Palneedi H., Annapureddy V., Priya, S., *et al.* // Actuators, V. 5, P. 9 (2016).
- Hayes P., *et al.* // Scientific Reports, V. 9, No. 1 (2019).
- Tu C., Chu Z.-Q., Spetzler B., *et al.* // Materials, V. 12, P. 2259 (2019).

Дифракция поверхностной спиновой волны на сквозном отверстии в ферритовой пластине

А.В. Хутиева¹, А.В. Садовников¹, А.Ю. Анненков², С.В. Герус², Э.Г. Локк², А.В. Луговской²

¹Лаборатория «Метаматериалы» Саратовского государственного университета, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012 3

² Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова (Фрязинский филиал) Российская академия наук, пр. Введенского, 1, Фрязино, Московская обл., 141190

*ABKhutieva@gmail.com

Исследована дифракция поверхностной спиновой волны с коллинеарной ориентацией групповой и фазовой скоростей на сквозном отверстии в ферритовой пластине. Получено хорошее соответствие между экспериментальными и теоретическими результатами.

Введение

В настоящее время исследование распространения магнитостатических волн (МСВ) в ферромагнитных структурах при неоднородностях представляет большой интерес [1,2].

Основная часть

В качестве ферромагнетика используется пленка железо-иттриевого граната (ЖИГ), сформированной на подложке гадолиний-галлиевого граната (ГГГ).



Рис. 1. Исследуемый микроволновод с отверстием

Плёнка ЖИГ толщиной 17 мкм и намагниченностью насыщения $4\pi M_0 = 1750,5$ Гс была касательно намагничена внешним однородным магнитным полем величиной $H_0 = 485$ Э. С помощью лазера в ферритовой плёнке было сделано сквозное отверстие диаметром 250 мкм. Угловая ширина основного дифракционного луча, возбуждаемого тонким линейным преобразователем либо щелью в непрозрачном экране, зависит не только от отношения длины СВ λ0 к длине возбудителя D (как в изотропных средах), но и от кривизны изочастотной зависимости СВ в точке, соответствующей волновому вектору. В итоге, для случая D >> λ0 была получена формула, описывающая угловую ширину каждого дифракционного луча в зависимости от параметров исходной СВ, анизотропной среды и возбудителя, причём было показано, что с помощью этой формулы можно вычислять угловую ширину луча для других типов СВ и для волн иной природы в различных анизотропных средах и структурах [2]. Было установлено, что для оценки угловой ширины лучей в анизотропных средах нельзя использовать известный критерий Рэлея, применяемый для изотропных сред, поскольку угловая ширина дифракционного луча в анизотропных средах может быть не только больше или меньше величины $\lambda 0/D$, но может быть даже равна нулю.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№20-07-00356)

- Damon R.W., Eshbach J.R. Magnetostatic Modes of a Ferromagnetic Slab. // J. Phys. Chem. Sol. 1961. V. 19, № ³/₄. P. 308–320.
- Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов: Издательство Саратовского университета, 1993.

Линейная и нелинейная динамика спиновых волн в 3D массиве микроволноводов

А.В. Хутиева, А.В. Садовников, С.Е. Шешукова, Е.Н. Бегинин

Лаборатория «Метаматериалы» Саратовского государственного университета, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012 3 *ABKhutieva@gmail.com

Численно исследована динамики распространения поверхностных магнитостатических волн в системе связанных ЖИГ волноводов. Выявлены особенности распространения ПМСВ в трехмерном массиве пленок ЖИГ. На основе результатов численного моделирования был создан экспериментальный макет.

Введение

В настоящее время исследование особенностей процессов формирования пучков спиновых волн (СВ) в однородных и неоднородных системах связанных микроволноводов, а также исследование изочастотных характеристик для системы связанных микроволноводов актуально [1,2].

Основная часть

Большой интерес представляет исследование связанных волноведущих структур на основе тонких плёнок железо-иттриевого граната (ЖИГ) из-за возможности управления характеристиками волн различных распространения типов. С помощью численного моделирования, основанного на методе конечных элементов, было проведено исследование динамики распространения поверхностных магнитостатических волн в системе связанных ЖИГ волноводов.



Рис. 1. Массив магнитных микроволноводов

На рис. 1 схематически показана рассматриваемая структура, состоящая из 12 магнитных микроволноводов, из плёнки ЖИГ, толщиной d=10 мкм, находящейся на подложке из галлий-гадолиниевого граната. Расстояние между магнитными микроволноводами a=20 мкм и b=15 мкм. Длина вдоль длинной стороны волноводов составляла l=4 мм, ширина волновода с=200 мкм.

Возбуждение спиновых волн осуществлялось с помощью микрополосковых антенн, расположенных на средних волноводах, толщиной 10 мкм и шириной 10 мкм. Структура помещена во внешнее статическое магнитное поле, H = 1200 Э, направленное по оси X.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№ 19-29-03034) и гранта Президента (МК1870.2020.9)

- Kruglyak V.V., Demokritov S.O., Grundler D. Magnonics // J. Phys.D: Appl. Phys. 43, 264001 (2010).
- Sadovnikov A.V., Davies S., Grishin S., Kruglyak V., Romanenko D., Sharaevskii Y., Nikitov S. Magnonic beam splitter: The building block of parallel magnonic circuitry / // Appl. Phys. Lett. 106, 192406 (2015).

Температурная зависимость напряжения, вызванного спиновым током в гетероструктуре SrIrO₃/La_{0,7}Sr_{0,3}MnO₃

Т.А. Шайхулов*, В.В. Демидов, К.Л. Станкевич, Г.А. Овсянников, К.И. Константинян

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук125009, Москва, Россия *shcaihulov@hitech.cplire.ru

Оксиды переходных 3d-металлов известны сильным влиянием электрон-электронных корреляций и, как следствие, богатыми функциональными возможностями. Спин-орбитальное взаимодействие, присутствующее в ряде 5d-TMOs, как правило, является слабым в 3d-TMOs. В последнее время граница раздела между 3d-и 5d-материалов привлекает повышенный интерес из-за возможности нарушения топологической симметрии и возникновения достаточно сильных магнитоэлектрических эффектов. В данной работе мы приводим первые результаты измерения температурной зависимости спинового тока, генерируемого на границе 3d-и 5d-материалов в двуслойной гетероструктуре иридат стронция/манганит при понижении температуры до азотного значенияÈ

Введение

Понимание влияния спин-орбитального взаимодействия (СОВ) на генерацию спинового тока имеет важное значение для решения задач спинтроники. Иридат стронция SrIrO₃(SIO), являясь парамагнитным полуметаллом, обладает сильным СОВ, а его кристаллографические параметры близки к парастронций допированного метрам манганита La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ (LSMO). Это обстоятельство позволяет эпитаксиальные гетероструктуры выращивать SIO/LSMO высокого качества, на которых за счет обратного спинового эффекта Холла при условиях ферромагнитного резонанса (ФМР) может возникнуть чистый спиновый ток, который можно регистрировать на потенциальных выводах на пленке SIO. В данной работе мы приводим первые результаты измерения температурной зависимости спинового тока, генерируемого на границе 3d- и 5dпереходных металлов в двуслойной гетероструктуpe SIO/LSMO.

Экспериментальная часть

Тонкие пленки иридата стронция SIO и манганита LSMO толщиной 10 и 20 нм, соответственно, осаждались на полированные монокристаллические подложки NdGaO₃ (NGO) размерами 5x5 мм² и толщиной 0.5 мм. Эпитаксиальный рост пленок манганита происходил при температуре подложки 800 °C в смеси газов Ar и O₂ (3:2) с давлением 0.3 мбар при мощности BЧ генератора 50 Вт. Кристаллическая структура анализировалась с помощью рентгеновского дифрактометра. Из рентгеновских измерений выяснилось, что рост гетероструктуры осуществляется по методу "куб на куб" со следующими эпитаксиальными соотношениями: (001) SIO||(001) LSMO||(110) NGO и [100] SIO||[100] LSMO||[001] NGO [1]. На рис. 1 показана зависимость резонансного магнитного поля ферромагнитного резонанса (ФМР) гетероструктуры в условиях, когда образец был расположен так, чтобы внешнее постоянное магнитное поле H было направлено вдоль легкой оси намагниченности LSMO. Такое направление H было выбрано из условия минимального вклада магнитной анизотропии в резонансное соотношение для ФМР [2].



Рис. 1. Температурная зависимость поля ферромагнитного резонанса гетероструктуры SIO/LSMO

На рис. 2 показана угловая зависимость резонансного значения магнитного поля H_0 для гетероструктуры SIO/LSMO при трех температурах в зависимости от угла направления внешнего магнитного поля. Подложка с образцом вращалась вокруг нормали к плоскости пленки, а угол ϕ отсчитывался от одной из граней подложки. Внешнее магнитное поле и магнитная составляющая СВЧ поля находились в плоскости пленки. Изменение резонансного поля при изменении угла связано с наведенной подложкой магнитной (H_u) и кубической анизотропиями (H_c) гетероструктуры SIO/LSMO.



Рис. 2. Угловые зависимости резонансного поля при различных температурах

Из анализа угловых зависимостей резонансного поля H_0 при трех температурах мы получаем следующие значения анизотропии: T = 300 K, H_u = 25 Э, H_c = 2 Э; T = 185 K H_u = 24 Э H_c = 85 Э; T = 135 K H_u = 69 Э Hc = 175 Э (рис. 2). Метод определения параметров магнитной анизотропии заключается в обработке угловых зависимостей резонансных полей спектров ФМР [3]. Из рис.1 видно, что при уменьшении температуры до 250 К наблюдается уменьшение резонанасного поля, а потом рост, который скорее всего вызван ростом кубической анизоторопии H_c.

При измерениях температурной зависимости напряжения V_q, возникающего за счет спинового тока, внешнее поле *H* было выставлено аналогично измерениям ФМР, т.е. вдоль легкой оси намагниченности слоя LSMO. При такой конфигурации

вклад сигнала анизотропного магнетосопротивления (AMP) близок к нулю. Таким образом, измеряемое на контактах напряжение возникает только за счет спиновой накачки.



Рис. 3. Температурная зависимость напряжения, вызванного спиновым током.

Амплитуда V_q как функция от температуры представлена на рисунке 3.

Работа выполнена при поддержке государственного задания и проекта РФФИ 19-07-00274. Изготовление образцов и их измерения выполнены с использованием УНУ 352529.

- Shaikhulov T.A., Ovsyannikov G.A., Demidov V.V., Andreev N.V. // Journal of Experimental and Theoretical Physics, V. 129, P. 112 (2019).
- Демидов В.В., Борисенко И.В., Климов А.А., и др. // Журнал экспериментальной и теоеретической физики- Т. 139, 943 (2011).
- Demidov V.V., Ovsyannikov G.A., Petrzhik A.M., Borisenko I.V., Shadrin A.V., Gunnarsson R.J. //. Appl. Phys, V. 113, 163909 (2013).

Магнитооптика магнитофотонных кристаллов с композитными слоями

А.Н. Шапошников, Т.В. Михайлова, С.Д. Ляшко, С.В. Османов, А.А. Федоренко, А.В. Каравайников, А.С. Недвига, Е.Т. Милюкова

Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского, проспект Академика Вернадского, 4, Симферополь, 295007, Россия. *tatvladismikh@cfuv.ru

Исследованы особенности резонансных мод, возникающих на границе структуры «фотонный кристалл ([TiO₂/SiO₂]⁴) – ферритгранат – буферный слой SiO₂ – композит», в которой верхний слой структуры состоит из композитного слояSiO₂с металлическими Au нано размерными включениями. Экспериментально продемонстрирована возможность реализации магнитофотонных структур с композитными слоями.

Введение

Синтез и исследование магнитофотонных кристаллов(МФК) с одномерным (1D), двумерным (2D) и трехмерным (3D) структурированием привлекает внимание исследователей благодаря реализации в них новых эффектов, связанных с распространением световых волн внутри таких структур [1]. Структурирование открывает возможность локализации и усиления электромагнитного поля световой волны внутри магнитных слоев 1D структур или магнитных элементов различной формы 2D и 3D структур, созданию резонансных особенностейв оптических и магнитооптических(МО) спектрах. Использование металлических и композитных металл-диэлектрических компонентов позволяет преобразовать свойства за счет возбуждения распространяющихся поверхностных плазмонполяритонов и локализованных плазмонов. Однако, ранее не рассматривались свойства МФК на основе композитов. На данный момент существует только теоретические работы, в которых показано, что в структурах на основе композитных слоев (SiO₂-Ag) возможны два типа локализованных состояний таммовские состояния (таммовские плазмонполяритоны) и резонансные дефектные моды [2]. В дополнение даже в теоретических работах не рассматривались фотонные кристаллы с магнитоактивными слоями – МФК и их МО свойства. Одной из экспериментальных задач при реализации структуры является достижение необходимого качества композита – достижение необходимых размеров наночастиц. Размеры наночастиц в матрице должны быть намного меньше длины волны, то есть не должны превышать 30 нм. Для подобных структур таммовское состояние существует только в определенной области – в области, где композит подобен

металлу [3]. В целом свойства композита будут зависеть от объемной доли и геометрии наночастиц. В данной работе представлены модельные оптические и МО спектры подобной структуры – МФК с композитным слоем (SiO₂-Au). Экспериментально продемонстрирована возможность реализации такого МФК.

Материалы и методы

Рассматриваемая структура может быть представлена общей формулой

$\Gamma\Gamma\Gamma / (TiO_2/SiO_2)^4 / \Gamma1 / \Gamma2 / SiO_2 / (SiO_2-Au).$ (ϕ 1)

Здесь ГГГ – подложка гадолинийгаллиевого граната; $(TiO_2/SiO_2)^4$ – зеркало Брэгта из слоев диоксидов-кремния и титана; Г1 – слой висмут-замещенного гранатаBi_{1,0}Lu_{0,5}Gd_{1,5}Fe_{4,2}Al_{0,8}O₁₂; Г2 – слой висмут-замещенного гранатаBi_{2,3}Dy_{0,7}Fe_{4,2}Ga_{0,8}O₁₂; SiO₂ – слой диоксида кремния и (SiO₂-Au) – композитный слой с наночастицами Au.

На этапе экспериментальной реализации структуры предложена и апробирована технология получения композитов (SiO₂-Au), исследованы их оптические свойства и морфология. Все слои структуры были синтезированы методом реактивного ионнолучевого распыления на установке УРМ 3-279.014. Синтез слоев ферритов-гранатов осуществлялся по уже отработанной технологии [4].

С целью моделирования оптических и МО свойств структуры, численного решения уравнений Максвелла, был реализован программный алгоритм методом матриц переноса 4×4. Программный алгоритм учитывает угол падения света на структуру θ , состояние поляризации падающей световой волны Ψ , анизотропность и гирацию слоев структуры [5].



Рис. 1. АСМ-изображения поверхности пленок (SiO₂-Au), подвергнутых отжигу при различных условия x(a, б). Спектры коэффициента пропускания пленок (SiO₂-Au) не подвергнутых (в) и подвергнутых (г) отжигу. Приведены также основные характеристики пленок и их поверхности: условия отжига; *RMS*– среднеквадратичная шероховатость; *AGS*– средний размер зерен.Модельные спектры зеркал Брэгга и структуры (ф1)(д): вверху – спектры коэффициента пропускания, снизу –угла фарадеевского вращения. Толщины слоев: TiO₂ – 69 нм; SiO₂ – 110 нм; Г1 – 70 нм; Г2 – 80 нм; SiO₂ – 40 нм; композит (фракция 0,45) – 45 нм.

Результаты и обсуждение

АСМ-изображения поверхности и спектры пропускания серии образцов (SiO₂-Au) толщиной 45 нм, синтезированных на подложках плавленого кварца, продемонстрированы на рисунке 1 (а – г). Все образцы, полученные осаждением SiO₂-Au и подвергнутые отжигу, демонстрируют характерные для композитов с наночастицами спектры. Для образцов по. 1 (рисунок 1, а) и по. 2 (рисунок 1, б) формируются наночастицы размером до 30 нм. При этом структура пленок однородно-распределенная.

На рисунке 1 (д) показаны расчетные спектры Зеркал Брэгга структуры и структуры (ϕ 1). Диэлектрическая проницаемость слоя (SiO₂-Au) рассчитывалась на основе модели Максвелла-Гарнетта. Показано, что в зависимости от параметров композитного слоя возможно возбуждение оптических таммовских состояний и резонансных дефектных мод. Параметры структуры были оптимизированы численно с целью достижения наибольшей МО добротности. Следует отметить, что одним из полезных свойств подобных композитов является то, что в результате неидеальности частиц, композит может работать, как поляризатор. Продольные и поперечные компоненты электромагнитных волн будут взаимодействовать со структурой по-разному.

Работа поддержана Российским научным фондом (проект №19-72-20154).

- 1. Magnetophotonics (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2013; eds. M. Inoue et al.).
- Bikbaev R.G., Vetrov S.Y., Timofeev I.V. // Photonics, V. 5, 22(2018).
- Ветров С.Я., Бикбаев Р.Г., Тимофеев И.В. // ЖЭТФ, Т. 144, № 6 (17), 1129 (2013).
- Shaposhnikov A.N., Lyashko S.D., Nedviga A.S., Karavainikov A.V., Semuk E.Yu., Vysokikh Yu.E., Mikhailova T.V. // IOPConf. Ser.: Mater. Sci. Eng., V. 699, 012043 (2019).
- Passler N.C., Paarmann A. // Journal of the Optical Society of America B, V. 34 (10), 2128 (2017).

Структура и магнетизм в многослойных наносистемах Fe/MgO/Cr/MgO/Fe

Е.М. Якунина^{1*}, Е.А. Кравцов^{1,2 §}, Ю.Н. Хайдуков^{3,4}, Н.О. Антропов^{1,2}, В.В. Проглядо¹

¹ Институт физики металлов УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108

² Уральский Федеральный Университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002

³ Max-Planck Institute for Solid State Research, Heisenbergstraße 1, Stuttgart, Германия, 70569

⁴ Max Planck Society Outstation at the FRM-II, Lichtenbergstraße 1, Garching bei München, Германия, 85748.

*eyakuninaart@gmail.com, [§]kravtsov@imp.uran.ru

Слоистые наноструктуры Fe/MgO/Cr/MgO/Fe – искусственный ферромагнитный материал, в котором обменное взаимодействие магнитных моментов слоев Fe через промежуточные диэлектрические и металлические слои может приводить к магнитным конфигурациям, не реализующимся в хорошо изученных системах Fe/MgO/Fe и Fe/Cr/Fe. В настоящей работе мы сообщаем об исследовании корреляции структурных и магнитных свойств слоистых наногетероструктур Fe(10 нм)/MgO(1,5 нм)/Cr(t)/MgO(1,5 нм)/Fe(7 нм) (t=0,9 и 1,8 нм). Структурные исследования, выполненные с помощью рентгеновской дифрактометрии и рефлектометрии высокого разрешения, подтвердили формирование эпитаксиальной кристаллической структуры и выявили ее хорошо определенный слоистый характер с резкими межслойными границами.

Введение

Fe/MgO/Cr/MgO/Fe – это новая система, в которой магнитные моменты Fe связаны как между диэлектрическими, так и металлическими промежуточными слоями. Магнитные и магнитотранспортные свойства магнитных многослойных структур с границами раздела металл/металл и металл/диэлектрик были глубоко изучены, тогда как системы, включающие как металлические, так и диэлектрические промежуточные слои, были изучены гораздо меньше. В частности, физически интересные системы Fe/MgO/Cr изучены в очень ограниченном количестве публикаций [1], [2].

В данной работе мы сообщаем о структуре и магнитных свойствах наногетероструктур Fe/MgO/Cr. В основном, мы сосредоточились на изготовлении образцов, их магнитных свойствах, включая макроскопические свойства, а также на перемагничивании с разрешением слоев.

Мы исследовали два образца Fe(10 нм)/MgO(1,5 нм)/Cr(t нм)/MgO(1,5 нм)/Fe(7 нм)/Ta(5 нм) с t=0,9 нм (образец 1) и t=1,8 нм (образец 2). Такие толщины Cr, как известно, обеспечивают антиферромагнитное и ферромагнитное упорядочение в сверхрешетках Fe/Cr [3]. Металлы выращивались методом магнетронного распыления на постоянном токе, слои MgO методом высокочастотного распыления. Рентгеновскую рефлектометрию (XRR) и дифракцию (XRD) для определения структурных характеристик образцов проводили на дифрактометре Empyrean PANalytical с использованием излучения СоКа в геометрии параллельного пучка. Намагниченность измеряли методом вибрационной магнитометрии (VSM).

Эксперимент

Слоистые наногетероструктуры Fe/MgO/Cr/MgO/Fe были синтезированы методом высоковакуумного магнетронного напыления на монокристаллические подложки MgO(100) без какого-либо буферного слоя. Для защиты от окисления готовые структуры покрывались слоем Та. К слоям MgO в процессе роста была применена специальная процедура отжига. Данная манипуляция была проведена с целью улучшения качества слоистой и кристаллической структуры MgO. Согласно предыдущим исследованиям отжиг во время роста положительно влияет на формирование кристаллической структуры MgO [4].

Дальнейшие исследования были проведены на двух образцах: Fe(10 нм)/MgO(1.5 нм)/Cr(t)/MgO(1.5 нм)/Fe(7 нм)/Ta(5 нм), t = 0.9 нм (далее образец 1) и t = 1.8 нм (далее образец 2).

Толщину слоев и среднеквадратичную шероховатость границы раздела определяли методом рефлектометрии высокого разрешения. Установлено, что структурные свойства обоих образцов идентичны. Рефлектометрическая кривая для образца 1 и кривая наилучшего соответствия модели показаны на рис. 1



Рис. 1. Экспериментальная рентгеновская рефлектограмма образца 1 (символы) и модельная кривая (линия). На вставке приведена схематическая структура исследуемого образца с параллельным упорядочением магнитных моментов в слоях железа

Отметим, что толщины слоев близки к номинальным, формируется слоистая структура с четкими границами раздела во всех слоях, за исключением слоя Cr, у которого наблюдается шероховатость примерно два монослоя. Внутрислойную кристаллическую структуру образцов определяли методом рентгеновской дифракции. Дифрактограмма образца 1 в геометрии θ –2 θ показана на рис. 2.

На ней четко видны пики, соответствующие брэгговским отражениям 002 MgO, 004 MgO и 002 Fe. Эти пики свидетельствуют о наличии выраженной текстуры [001] Fe и [001] MgO в направлении роста образца.



Рис. 2. Рентгеновская дифрактограмма образца 1 с четко определенными структурными пиками, свидетельствующая о выраженной текстуре [001] Fe и [001] MgO вдоль направления роста образца

Заключение

С помощью магнетронного напыления мы вырастили высококачественные наногетероструктуры Fe/MgO/Cr/MgO/Fe, их структурные свойства были определены методами рентгеновской дифракции и рефлектометрии. Магнитометрия VSM показывает, что перемагничивание характеризуется наличием промежуточного состояния. Этой неколлинеарностью можно управлять, с помощью небольшого внешнего поля в несколько десятков Эрстед и изменением ориентации образца, также на нее влияет толщина слоя MgO.

Были исследованы структурные и магнитные свойства слоистых наногетероструктур Fe(10 HM/MgO(1.5 HM)/Cr(t)/MgO(1.5 HM)/Fe(7 HM) (t = 0.9 и 1.8 нм). Рентгеновские методы подтвердили формирование эпитаксиальной кристаллической структуры с ориентацией MgO[001] || Fe[001] || Cr[001] вдоль нормали к образцу, а также наличие хорошо определенной слоистой структуры с резкими межслойными границами. Проведенное исследование может быть полезно для создания устройств спинтроники для работы при комнатной температуре, а также при низких температурах, в сверхпроводящих спин-вентильных структурах, где требуется неколлинеарность для генерации спинового триплетного конденсата.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ № 19-02-00674.

- Yuasa S., Djayaprawira D. // Appl. Phys., V. 40, 337-354 (2007).
- Kozioł-Rachwał A., Nozaki T.V., Zayets, Kubota H., Fukushima A., Yuasa S., Suzuki Y.J. // Appl. Phys., V. 120, 085303 (2016).
- Bland J.A.C., Heinrich B., *Edc.* // Ultrathin Magnetic Structures, Springer-Verlag: Berlin, V. I-IV, (1994-2005).
- Якунина Е.М., Боднарчук В.И., Проглядо В.В., Чернышова Т.А., Кравцов Е.А. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. V. 1, 30 (2014).

Секция 4

Зондовая микроскопия: измерения и технологии атомарного и нанометрового масштаба

Tunnel photoconductivity of *p-i-n* photodiodes based on heterostructures with vertically – coupled self - forming InAs / GaAs (001) quantum dots

M.B. Semenov^{1, *}, D.O. Filatov², V.D. Krevchik¹, A.P. Shkurinov^{3, 1}, A.V. Shorokhov^{1, 4}, P.V. Krevchik¹, M.O. Marychev², N.V. Baidus², D.A. Saburova¹, I.M. Semenov¹

¹ Penza State University, Physics Department, Krasnaya str., 40, Penza, 440026, Russia.

² Lobachevsky State University of Nizhni Novgorod, 23 Gagarin Ave., Nizhnij Novgorod 603950 Russia.

³ Lomonosov Moscow State University, GSP-1, Leninskie Gory, Moscow, 119991, Russia.

⁴ University of Jyväskylä, Seminaarinkatu, 15, PO BOX 35, FI-40014, Finland.

*Misha29.02.1@gmail.com

We report on the results of experimental studies of the photocurrent (PC) of photodiodes based on GaAs p-i-n structures with InAs/GaAs(001) double asymmetric quantum dot (DAQD) arrays obtained by self-assembling in the Low-Pressure Metal Organic Vapor Phase Epitaxy (LP-MOVPE) process. Three peaks were observed in the dependence of the PC on the reverse bias measured at the photoexcitation with the photon energy equal to the interband ground state transition in the bigger InAs QDs. These peaks were attributed to the photoexcitation of the electrons from the ground hole states in the bigger QDs into the ground electron one followed by resonant dissipative (with absorption or emission of the optical phonons) and conservative tunneling into the GaAs conduction band via the ground electron state in the smaller QDs. The PC dependence on the bias voltage agrees qualitatively with the theoretical field dependence of the 1D dissipative tunneling probability between the QDs.

Introduction

An experimental observation of the theoretically predicted macroscopic effects of dissipative tunneling is one of the major tasks stated by Prof. Anthony J. Leggett, 2003 Nobel Prize winner [1-2]. In the last decade, we have been trying to make our modest contribution into solving this task. The results achieved to date can be represented in Table 1 symbolically. In this work, we investigated experimentally the dependence of photoconductivity (PC) of a GaAs-based *p-i-n* photodiode with a double-layered asymmetric array of selfassembled InAs quantum dots (DAQDs) at the resonant photoexcitation of the interband optical transitions between the ground electron and hole states in the bigger QDs on the reverse biase. The experimental results were interpreted on the basis of 1D dissipative tunneling theory taking into account two local phonon modes of the GaAs matrix (treated as a heat bath) [2, 3].

Experiment

The GaAs-based p-i-n diode structure with built-in InAs DAQD array was grown on n^+ -GaAs(001) by Reduced Pressure Metal Organic Vapor Phase Epitaxy using Aixtron[®] AIX 200RF setup. The DAQD array consisting of a QD layer with smaller QD height $h \approx 4$ nm (QD1) and the one with $h \approx 6$ nm (QD2) separated by a 10-nm GaAs spacer was built in a 350 nm *i*-GaAs layer near its interface with the p^+ -GaAs cap. A thin AlAs layer was introduced to stimulate the QD growth.

Table 1.	Experimental	observations	of the	dissipative	tunneling effects.
----------	--------------	--------------	--------	-------------	--------------------

1D	1D	2D	2D
(weak dissipation)	(strong dissipation)	(weak dissipation)	(strong dissipation)
Single peak at one of the polarities of tunnel <i>I</i> - <i>V</i> curves for Au(Zr) QD [2]	Non-equidistant peaks in tunnel <i>I–V</i> curves of InAs/ GaAs(001) QD [2, 3].	2D bifurcations on tunnel <i>I–</i> V curves of Au QD arrays [2]	<i>Expected</i> 2D bifurcations in field dependence of PL intensi- ty in InAs/ GaAs(001) DAQDs



Fig. 1. Band diagram (300 K) of InAs/GaAs(001) DAQD built into a *p*-*i*-*n* diode. $V_{\rm b}$ = 1.1 V. Arrows show interband optical transitions between the ground quantum confined states of holes $E_{\rm h|000>}$ and electrons $E_{\rm e|000>}$ in the bigger QD (QD2) under photoexcitation with λ = 1.3 µm followed by resonant tunneling into GaAs via the ground electron state in the smaller QD (QD1)

A band picture of the DAQD structure is shown in figure 1. The mesas of 350 µm in diameter with the windows in the top Ohmic contact were made by optical lithography. The PC was measured with Acton[®] Spectra Pro[™] 500i optical spectrometer with Stanford Research[®] SR-810 lock-on detector.

Results and discussion

Figure 2 shows a dependence of the PC signal (300 K) measured with the photoexcitation at the wavelength λ = 1.3 µm (corresponding to the energy of the interband optical transition between the ground quantum confined states of holes and electrons in the bigger QDs (QD2, see figure 1) on the reverse bias V_b.



Fig. 2. Comparison of the experimental dependence of the PC signal on the bias voltage $V_b(1)$ for the *p-i-n* photodiode with InAs/GaAs(001) DAQD array with a theoretical field dependence for the 1D dissipative tunneling probability [3] (2)

Three peaks have been observed. The central one was associated with the excitation of the electrons from the ground quantum confined hole states into the ground electron ones in the bigger QDs (QD2) followed by a resonant tunneling transition of the photoexcited electrons into the GaAs matrix through the ground electron states in the smaller QDs (QD1), see figure 1. Such a process is most probable when the energies of the ground quantum confined electron states in QD1 and QD2 are the same (just this particular case is shown in figure 1). This condition is satisfied at certain value of V_b ($V_b = 1.1$ V in the case shown in figure 2). Note that the peak in figure 2 was observed at $V_b \approx 1.1$ V, as expected.

The satellite peaks wee associated with resonant tunneling optical transitions with absorption and emission of the optical phonons, respectively. Note that the satellite peaks are split that can be ascribed to the tunnel transitions assisted by the LO and TO phonons. So far, the splitting of the satellite peaks attributed to the phonon-assisted tunnel transitions can be considered as an indirect confirmation of the above interpretation of the phenomena observed in the present work.

Also, figure 2 shows a theoretical field dependence for the 1D dissipative tunneling probability for a quantum molecule in a dielectric matrix, calculated taking into account two local phonon modes [3]. The oscillations in the theoretical curves are due to the energy exchange of the tunneling electron with LO and TO phonons in GaAs [3]. The theoretical and experimental curves agree with each other qualitatively.

Acknowledgements

The present study was supported by the Ministry of Education and Science, RF (Project 0748-2020-0012) and by RFBR (18-42-130007p_a.).

References

- Caldeira A.O., Leggett A.J. // Annals of Physics, V. 149, 374 (1983).
- Leggett A.J., Ovchinnikov Yu.N., Krevchik V.D., Semenov M.B., Yamamoto K., Filatov D.O., *et.al.* Controllable dissipative tunneling. Tunnel transport in low-dimensional systems (Moscow: «Fizmatlit»), 496 pp. (2011–2012).
- Kusmartsev F.V., Krevchik V.D., Semenov M.B., Filatov D.O., *et.al.* // JETP Letters, V. 104, 392 (2016).

Изменение кристаллической структуры и функциональных свойств твердых растворов BiFeO₃-BaTiO₃ на границе псевдокубического фазового перехода

A.C. Абрамов^{1,*}, Д.О. Аликин¹, A. Pakalniškis², D.V. Karpinsky³, R. Skaudzius², A. Zheludkevich³, В.Я. Шур¹, A. Kareiva², А.Л. Холкин^{1,4}

¹ School of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

² Institute of Chemistry, Vilnius University, Vilnius, Lithuania

³ Scientific-Practical Materials Research Centre of NAS of Belarus, Minsk, Belarus

⁴ Department of Physics & CICECO – Aveiro Institute of Materials, University of Aveiro, Portugal

*alexander.abramov@urfu.ru

Исследована взаимосвязь связь пьезоэлектрических свойств со структурным состоянием в твёрдых растворах BiFeO₃-BaTiO₃, изготовленных методом золь-гель и твердофазным синтезом. Эволюция кристаллической структуры и функциональных свойств вблизи морфотропной фазовой границы проанализированы с использованием результатов макроскопических и локальных измерений.

Введение

Мультиферроики – материалы с сосуществующими магнитными и электрическими свойствами привлекают повышенное внимание исследователей в связи с широкими возможностями их применения в устройствах наноэлектроники [1,2]. Феррит висмута (BiFeO₃, BFO) представляет собой уникальный мультиферроик с высокой спонтанной поляризацией при комнатной температуре, который, как предполагается, является перспективным для применения в актуаторах и датчиках [3]. Основная проблема материала BFO - высокий ток утечки, вызванный низкой фазовой стабильностью [4]. Улучшение фазовой стабильности может быть достигнуто путем изготовления твердого раствора ВFO с другими стабильными перовскитами, такими как титанат бария BaTiO₃ (BTO) [5].

Методика эксперимента

В данной работе исследовались твердые растворы титаната бария-феррита висмута ((1-х)ВiFeO₃-(х)ВaTiO₃, BFO-BTO), изготовленных методом золь-гель [6] и твердофазным синтезом [7].

Аттестацию полученных соединений подтверждали измерениями дифракции рентгеновских лучей (XRD), записанными в диапазоне 2Thetta 20–80° с

шагом 0,02° с использованием дифрактометра Bruker D8 с Cu-Кα-излучением.

Измерение локального пьезоэлектрического отклика проводились с помощью сканирующего зондового микроскопа Asylum MFP-3D (Asylum Research) в режиме сканирующей микроскопии пьезоэлектрического отклика (СМПО). Измерения проводились зондами с жесткостью 12 Н/м и радиусом закругления 20 нм, использовались коммерческие зонды HA_NC Scansens с покрытием W2C, на зонд прикладывалось переменное напряжение с амплитудой V_{ac} = 5B и частотой f = 20 кГц. Калибровка смещения зонда производилась по квазистатическим кривым «сила-расстояние».

Чтобы подготовить образцы для измерения PFM, они были отполированы с постепенно уменьшающимся абразивом. Окончательная полировка была проведена механохимическим методом с помощью щелочного раствора силики.

Для диэлектрических измерений в твёрдых растворах использовался импедансный мост QuadTech RLC 7600 (IET Labs Inc., США). Обе поверхности исследуемых образцов были покрыты электродами из серебряной пасты, которая предварительно отжигалась при температуре 300°С для формирования надёжного контакта. Измерения проводились, используя термокриокамеру THMSE-600 с контроллером температуры LINCAM CI 94 (США). Скорость нагрева/охлаждения при диэлектрических измерениях составляла 2 оС/мин. К образцу прикладывалось переменное напряжение с амплитудой 1 В и частотой от 100 Гц до 1 МГц, и регистрировался импеданс системы |Z| и фаза 0. Предварительно импедансный мост калибровался в состояниях closed и ореп loop.

Результаты и обсуждение

В настоящей работе мы изучаем взаимосвязь между структурным состоянием и локальными пьезоэлектрическими свойствами в твердых растворах титаната бария-феррита висмута ((1-х)BiFeO₃-(х)BaTiO₃, BFO-BTO), изготовленных методом золь-гель и твердофазным синтезом.

Показано, что увеличение концентрации ВТО приводит к структурному переходу из ромбоэдрической фазы к тетрагональной через образование промежуточной псевдокубической структуры, сопровождающемуся изменением физических свойств вблизи морфотропной фазовой границы [6]. Изменение кристаллической структуры ВТО-ВFО вблизи морфотропной фазовой границы проанализировано рентгеновской дифракцией (Рис. 1), а диэлектрическая спектроскопия и силовая микроскопия пьезоэлектрического отклика были использованы для исследования изменений функциональных свойств керамики.



Рис. 1. Структурная фазовая диаграмма Bi_{1-x}Ba_xFe_{1-x}Ti_xO3 с отмеченными однофазными областями и областями сосуществования фаз со стороны BFO (x < 0.5). R – ромбоэдрическая фаза, O – орторомбическая фаза, PC – псевдокубическая фаза с сегнетоэлектрическими свойствами, R+ – область с усилением ромбоэдрических искажений

Установлено, что увеличение концентрации ВТО приводит к уменьшению пьезоэлектрического отклика, что вызвано уменьшением дипольного момента при переходе в более симметричную псевдокубическую структуру (Рис. 2, 3).



Рис. 2. (a,b,c) Топография (синей линией отмечены границы зерен) и (d,e,f) вертикальный сигнал пьезоэлектрического отклика для полученных твердофазным синтезом составов Bi_{1-x}Ba_xFe_{1-x}Ti_xO₃ (a,d) x = 0.20, (b,e) x = 0.25, (c,f) x = 0.3



Рис. 3. (a,b,c) Топография и (d,e,f) вертикальный сигнал пьезоэлектрического отклика для полученных золь-гель синтезом составов $Bi_{1:x}Ba_xFe_{1:x}Ti_xO_3$ (a,d) x = 0.20, (b,e) x = = 0.3, (c,f) x = 0.4

Тем не менее, для всех составов до x = 0.33, несмотря на кубическую структуру кристаллической решётки, сохраняется пьезоэлектрический отклик, и возможно переключение поляризации электрическим полем. Уменьшение характерного размера полярных включений и наличие пьезоэлектрического отклика в номинально непьезоэлектрической фазе можно отнести за счет формирования твёрдого раствора с метастабильным состоянием подобным релаксорному. Полученные результаты в твердых золь-гель растворах обсуждаются в сравнении с результатами для керамик, полученных классическим методом твердофазной реакции.

Благодарность

Работа выполнена с использованием оборудования УЦКП «Современные нанотехнологии» УрФУ, при финансовой поддержке грантов РФФИ (grant No. 19-52-04015) и БРФФИ (grant No. F19RM-008).

Литература

 Rao C.N.R., Sundaresan A., *et al.* // J. Phys. Chem. Lett., V. 3, 2237–2246 (2012).

- Hill N.A. // J. Phys. Chem. B, V. 104, 6694-6709 (2000).
- Fujino S., Murakami M., *et al.* // Appl. Phys. Lett. V. 92, 202904 (2008).
- 4. Walker J., Bryant P., *et al.* // Acta Mater. V. 83, 149 (2015).
- Wang D., Wang G., et al. // J. Adv. Dielect. V. 8, 1830004 (2018).
- Pakalniškis, A., Lukowiak, A., *et al.* // J. Alloys Compd., V. 830, 154632 (2020).
- 7. Karpinsky D.V., Silibin M.V., *et al.* // Nanomaterials, V. 10, 801 (2020).

Эмиссионные резонансы и оценка локальной работы выхода для плёнок Pb(111)

А.Ю. Аладышкин^{1,2,*}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087.

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

*aladyshkin@ipmras.ru

Методом туннельной спектроскопии экспериментально исследованы квантово-размерные состояния для электронов, локализованных над плёнками Pb в неоднородном электрическим поле, в режиме заданного туннельного тока. Показано, что для террас Pb(111) постоянной высоты спектр эмиссионных резонансов не зависит от локальной толщины плёнки, но зависит от измерительного тока и формы иглы. С помощью квазиклассического соотношения Бора-Зоммерфельда получена формула для оценки положения высших эмиссионных резонансов |*e*|*V_n*=*W* + const·*n*^{2/3}. Это соотношение позволяет оценить работу выхода образца W по результатам анализа зависимости *V_n* от *n*^{2/3} для высших эмиссионных резонансов. Для плёнок Pb(111) с террасами квантованной высоты получена оценка локальной работы выхода (*W*=3.8±0.1 эВ), которая согласуется с результатами микроскопических расчётов. Показано, что величина *W* не зависит от локальной толщины плёнки и формы иглы.

Методика измерений

В работе исследованы электрофизические свойства тонких квазидвумерных островков Pb, выращенных на поверхности Si(111)7×7, методами сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и спектроскопии (СТС) в режиме заданного туннельного тока *I* и переменной высоты иглы *z* над поверхностью образца. Измерения выполнены при температуре 78 К в условиях сверхвысокого вакуума (порядка 2×10^{-10} мбар) с применением техники синхронного детектирования на частоте 7285 Гц.

Результаты и обсуждение

Хорошо известно, что над поверхностью проводящих образцов могут формироваться долгоживущие квазистационарные состояния, соответствующие локализации электронов в потенциальной яме, образованной поверхностью образца с одной стороны и электрическим потенциалом сил изображений и внешних источников с другой стороны [1, 2]. Резонансное туннелирование через такие квазистационарные состояния может проявляться как дополнительные резонансные особенности на вольтамперных характеристиках туннельных систем (так называемые осцилляции Гундлаха или эмиссионные резонансы).

Используем соотношение Бора-Зоммерфельда для определения уровней размерного квантования *E_n* частицы в треугольной потенциальной яме

$$\frac{1}{\pi\hbar} \int_{a}^{b} \sqrt{2m_0 \cdot (E_n - U(z))} dz = n + \gamma, \qquad (1)$$

где $U(z) = \mu + W - |e|V + |e|F^*z$ – потенциальная энергия электрона над поверхностью образца в постоянном электрическом поле напряженности F^* , W – работа выхода для электронов образца, n = 0, 1, ... – главное квантовое число, $\gamma \approx 3/4$ – постоянная, учитывающая фазы отраженных волн от потенциальных барьеров [3, 4]. Вычисляя интеграл (1) и используя условие начала процесса резонансного туннелирования $E_n \approx \mu$, получаем соотношение для энергий высших эмиссионных резонансов (см. также [2])

$$|e|V_n \approx W + \left(\frac{3}{2} \frac{\pi \hbar |e|}{\sqrt{2m_0}}\right)^{2/3} F_n^{2/3} \cdot \left(n - \frac{1}{4}\right)^{2/3},$$
 (2)

где n = 1, 2, ... На рис. 1а показаны зависимости туннельной проводимости dI/dV от среднего потенциала образца V_0 для одного и того же участка поверхности островка Pb, полученные CTM иглами с разной формой острия в режиме переменной высоты. Легко видеть, что положение каждого эмиссионного резонанса зависит от формы иглы. Показано, что с помощью соотношения (2) и посредством линейной экстраполяции зависимости V_n от $n^{2/3}$ для высших резонансов можно оценить локальную работу выхода для островков Pb(111) с террасами квантованной высоты, при этом оценка работы выхода не зависит от формы иглы и локальной толщины островка (рис. 1b).



Рис. 1. (а) Зависимости dl/dV от среднего потенциала V_{0} , полученные иглами разной формы (кривые I и II) в пределах одной и той же террасы Pb(111), I = 800 пА. (b) Зависимость энергии эмиссионных резонансов V_n от порядкового номера n для кривых I и II. Экстраполяция линейной аппроксимации для зависимости V_n от $n^{2/3}$ позволяет получить оценку локальную работы выхода: $W = 3.8 \pm 0.1$ эВ

На рис. 2а показаны зависимости высоты иглы *z-z*₀ над поверхностью образца от V₀ для нескольких значений измерительного тока. Нетрудно заметить, что увеличение потенциала сопровождается монотонным увеличением высоты иглы, при этом энергии, соответствующие локальным максимумам на зависимости dz/dV для высших резонансов, близки к резонансным значениям, определяемым соотношением (2). Если для каждой точки на зависимостях *z*(*V*₀) определить цвет, пропорциональный скорости изменения высоты dz/dV_0 , то на получившейся карте можно видеть квантованные электронные «облака», соответствующие локализованным квазистационарным состояниям в постоянном электрическом поле, а также трансформацию таких «облаков» при I и V₀. Следствием существования электронных «облаков» на фиксированных расстояниях от поверхности образца является осциллирующая зависимость наклона кривой подвода $d(\ln I)/dz$ для заданного потенциала на фоне экспоненциального подавления тока (рис. 2b). Контролируемое перемещение острия иглы через области локализованных электронных состояний сопровождается более медленным уменьшением тока в зависимости от высоты иглы.

В работе использовано оборудование ЦКП ИФМ РАН «Физика и технология микро- и наноструктур». Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 19-02-00528).



Рисунок 2. (а) Зависимость высоты иглы *z* над поверхностью образца от среднего потенциала *V*₀ в режиме заданного туннельного тока для *I*=100, 200, 400, 800 и 1200 пА (сверху вниз); цвет точек на каждой кривой пропорционален произведению ln *I* и скорости изменения высоты *dz*/*dV*₀. **(b)** Типичные зависимости *I* от *z* для начального значения туннельного тока 200 пА в полулогарифмическом масштабе, наблюдаемое уменьшение наклона *d*(ln *I*)/*dz* при увеличении *V*₀ связано с эффективным уменьшением ширины туннельного барьера в эмиссионном режиме

- Gundlach K.H. // Solid-State Electr. V. 9, 949-957 (1966).
- Kolesnychenko O.Yu. // Physica B. V. 291, 246-255 (2000).
- Aladyshkin A.Yu. // J. Phys.: Condens. Matt., V. 32, 435001 (2020).

Осаждение пленок BiFeO₃ из химического раствора с послойным контролем покрытия и структуры

Д.О. Аликин^{1,*}, В.А. Сафина¹, А.С. Абрамов¹, А.Г. Соболь², В. Слабов³, Л.А. Трусов², А.В. Васильев², В.Я. Шур¹, А.Л. Холкин^{1,3}

¹ Институт естественных наук и математики, УрФУ, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002.

² Химический факультет, МГУ, ул. Колмогорова, 1, Москва, 119991.

³ Department of Physics & CICECO-Aveiro Institute of Materials, University of Aveiro, Aveiro, Portugal *.

*denis.alikin@urfu.ru

В работе исследуется морфология и локальные пьезоэлектрические свойства тонких плёнок феррита висмута в зависимости от параметров стадии гелеобразования и количества наносимых слоёв, что позволяет выявить вклад качества нанесения и формирования геля в функциональные свойства тонких плёнок. Представленный метод, комбинирующий силовую микроскопию пьезоэлектрического отклика и микроскопию проводимости, позволяет с высоким разрешением исследовать процесс формирования тонких плёнок и, таким образом, представляет интерес для развития технологи нанесения тонких сегнетоэлектрических плёнок.

Введение

ВiFeO₃ (BFO) – является одним из перспективных мультиферроиков, тонкие пленки которого обладают высокой спонтанной поляризацией и антиферромагнитными свойствами [1,2]. Метод осаждения из химического раствора позволяет получать тонкие пленки с большой площадью покрытия для использования в различных электромеханических устройствах и сенсорах. Однако, микроструктура таких пленок часто достаточно неидеальна, особенно для пленок толщиной в несколько сотен нанометров, получаемых методом послойного осаждения. Влияние послойного осаждения и качества отдельных слоев на свойства пленок в литературе обсуждается редко.

Основная часть

В этой работе мы использовали силовую микроскопию пьезоэлектрического отклика (piezoresponse force microscopy) и атомно-силовую микроскопию проводимости (conductive atomic force microscopy) для исследования тонких пленок BFO, полученных методом послойного осаждения из химического раствора (золь-гель процесс). Были проанализированы морфология, распределение локальных пьезоэлектрических свойств и проводимости в зависимости от числа нанесенных слоев пленки. Установлено, что конечные свойства получаемых тонких пленок определяются не только составом геля и условиями термической обработки на стадии кристаллизации, но также морфологией пленки, формирующейся на стадии гелеобразования. Показано, что температура и продолжительность сушки раствора сильно влияют на качество покрытия пленкой поверхности, что в итоге определяет морфологию пленки и протекание процесса кристаллизации.



Рис. 1. (а) Топография, (b) доменная структура и (c) распределение полярной (красный цвет)/неполярной (синий цвет) фазы в поликристаллических плёнках BiFeO₃

Благодарности

Работа выполнена с использованием оборудования УЦКП «Современные нанотехнологии» УрФУ, при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 19-72-10076).

- Catalan G., Scott J.F. // Adv. Mater., C. 21, 2463– 2485 (2009).
- Fujino S., Murakami M., Anbusathaiah V., *et al //* Appl. Phys. Lett., V. 92, 202904 (2008).

Повышенная проводимость границ зерен в пленках BiFeO₃, обусловленная поляризацией и деформацией кристаллической решетки

Д.О. Аликин^{1,*}, Е. Фомичёв², С.П. Рейш^{3,4}, А.С. Абрамов¹, Д.С. Чезганов¹, В.Я. Шур¹, Е. Елисеев⁵, А. Морозовска⁶, Э.Б. Араужо⁴, А.Л. Холкин^{1,2}

¹Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия ²Faculty of Mathematics and Physics, Charles University in Prague, Czech Republic ³Department of Chemistry and Physics, São Paulo State University, Ilha Solteira - SP, Brazil ⁴Federal Institute of Education, Science and Technology of São Paulo, Votuporanga, Brazil ⁵Institute for Problems of Materials Science, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine ⁶Institute of Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine ⁷Department of Physics & CICECO—Aveiro Institute of Materials, University of Aveiro, Aveiro *denis.alikin@urfu.ru

В работе обсуждаются особенности электронного транспорта вблизи границ зёрен в поликристаллических сегнетоэлектриках, в том числе влияние поляризационного заряда и механических напряжений на формирование проводящих границ зёрен, а также вопросы влияния границ зёрен на электромеханические свойства материала.

Введение

Транспорт заряда через интерфейсы в сложных оксидах привлекает значительное внимание в последнее время, т.к. возникают новые возможности по его контролю интересные для применений. Например, показано, что в тонких эпитаксиальных пленках сегнетоэлектрика BiFeO₃ доменные стенки обладают повышенной проводимостью. Доменные стенки в сегнетоэлектриках могут быть созданы и прецизионном перемещены электрическим полем, что позволяет рассматривать их как прототип новых мемристорных устройств. В тоже самое время транспорт заряда в поликристаллических сегнетоэлектриках до сих пор недостаточно изучен.

Результаты

В данной работе мы исследовали поликристаллические пленки ВFO, полученные золь-гель методом и показали, что границы зерен в этом материале обладают проводимостью, зависящей от поляризации [1] (Рис.1). Механизм увеличенной проводимости границ зерен, вероятно, связан с процессом экранирования поляризации дефектами на стадии синтеза при повышенных температурах. Повышенная проводимость также сопровождается существенным увеличением механических напряжений в области границ зерен с локализованным поляризационным зарядом. Важно, что сформированная при высокой температуре сеть проводящих границ зерен "наследуется" в состояние при комнатной температуре, что создает увеличенные токи утечки и в значительной мере влияет на пьезоэлектрические свойства материала. В данной работе также обсуждается влияние толщины поликристаллических плёнок на уменьшение пьезоэлектрических свойств, связанное с падением приложенного напряжения на проводящих границах зерен.



Рис. 1. Проводящие границы зёрен в поликристаллических плёнках на основе BiFeO₃. (а) Топография, (b) Доменная структура, (c) Проводимость

Благодарности

Работа выполнена с использованием оборудования УЦКП «Современные нанотехнологии» УрФУ, при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 19-72-10076).

Литература

Alikin D., Fomichov Y., Reis S.P., Abramov A. *et al.* //Appl. Mater. Today, V. 20, 100740 (2020).

Юстировка систем регистрации деформаций кантилевера атомно-силового микроскопа при измерениях пространственных компонент силы взаимодействия зонд-образец

А.В. Анкудинов^{1, *}, А.М. Минарский^{2, §}

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021. ² СПбАУ РАН им. Ж. И. Алфёрова, ул. Хлопина 8, 3А, Санкт-Петербург, 194021. *alexander.ankudinov@mail.ioffe.ru, § Aminarsky@yandex.ru

Для атомно-силового микроскопа со схемой оптического рычага рассмотрена задача минимизации ошибок измерений пространственных компонент силы взаимодействия зонд – образец и соответствующего вектора смещения «идеального кантилевера». Эти компоненты определяются по углам изгиба в двух точках прямоугольной консоли кантилевера и углу кручения в одной точке. Доказано, что оптимальное положение одной их этих точек находится на пересечении плоскости консоли и оси зонда кантилевера. Для расчета оптимального положения другой точки предложены аналитические выражения. Проведен эксперимент по картированию силы взаимодействия зонд – образец и вектора смещения «идеального кантилевера», данные измерений удовлетворительно согласуются с теоретическими результатами.

В атомно-силовой микроскопии (АСМ) [1,2] поверхность образца исследуется твердотельным зондом с острием радиусом несколько нанометров. Зонд расположен на свободном конце упругой консоли субмиллиметровых размеров (вся конструкция называется кантилевером), деформации которой измеряются для контроля силы взаимодействия зонд – образец [2]. В таких востребованных применениях АСМ, как метрология боковых стенок микроструктур [3], манипуляция микро- и наночастицами [4, 5], силовая микроскопия пьезоотклика [6], важно знать величину и направление перемещения кончика зонда, а также силы взаимодействия с зонд-образуц. Для этого необходимо детектировать, как минимум, три независимых параметра, характеризующих деформации консоли [2, 7, 8]. Это позволяет пока редкая схема регистрации деформаций консоли ОР + И [7,9,10], комбинирующая методы оптического рычага (ОР) [11] и интерферометра (И) [12]. В выбранной на консоли точке первый метод позволяет детектировать углы изгиба и кручения, а второй - смещение. Если дополнительно к углам изгиба и кручения в одной точке измерить угол изгиба во второй точке на консоли, то можно определить все проекции силы только традиционным для АСМ методом ОР [8, 13]. Разработчики комбинированной схемы [9, 10] фокусировали и лазер схемы OP, и лазер схемы И на свободном конце консоли. Оптимальность такого положения фокуса для выявления трех проекций силы взаимодействия зонд – образец не рассматривалась. В экспериментальном исследовании [8] особенностей применения только метода ОР отмечалось, что двумя оптимальными положениями фокуса могут быть свободный конец и примерно середина консоли. Авторы [13], учитывая в аналитическом расчете только разброс значений угла изгиба консоли, оценили графически, что минимум ошибки измерений проекций силы достигается при выборе фокуса в нормированных на длину консоли положениях: около 0.46 и 1.00.

Метод ОР позволяет с точностью $10^{-7} - 10^{-6}$ rad измерять угол отклонения консоли в заданной точке [2]. У консоли типичной длины 200 µm ошибка измерений величины изгиба в той же точке будет менее одного ангстрема. Положение фокуса лазера схемы ОР обычно измеряется с точностью единицы, десятки микрон [14,15]. Оказываясь на 5 – 6 порядков больше разброса величины изгиба консоли, неопределенность положения фокуса может доминировать в ошибке измерений проекций вектора силы. Это снижает востребованность результата работы [13], рассмотревшей частный случай.

Для атомно-силового микроскопа со схемой OP мы рассмотрели общий случай оптимизации измерений вектора силы, либо тензорно связанного [15,16] с ним вектора смещения «идеального кантилевера» [15] (у такого кантилевера зонд не деформируется). Доказано аналитически, что минимум ошибки измерений обеспечивают две особенные точки для фокуса лазера. Положение первой определяется значениями следующих параметров: отношение ошибок измерений угла изгиба (его производной по вертикальному направлению) прямоугольной консоли и координаты фокуса лазера ОР, компоненты силы или вектора смещения в плоскости изгиба (производные этих компонент), высота зонда, длина консоли и ее изгибная жесткость. Вторая точка находится на свободном конце прямоугольной консоли, где крепится зонд. Обсуждается также аналитическое исследование задачи оптимизации измерений вектора силы в комбинированной схеме OP + U.

С помощью ACM со схемой *OP* на образце калибровочной решетки TGZ2 проведен демонстрационный эксперимент по картированию компонент силы взаимодействия зонд-образец. Полученные экспериментальные данные удовлетворительно согласуются с расчетами. Дальнейшее тестирование теории требует дополнительных измерений. Существенно проще такие эксперименты в новых квазистатических режимах ACM – гибридном, HybriD (HT-MДТ СИ), PeakForce QNM (Bruker), fast force volume mapping (Asylum Research, США) – позволяющих быструю регистрацию и анализ нагрузочно-разгрузочных силовых зависимостей.

Результаты работы представляются важными для развития наномеханических ACM-исследований. В частности, информация о векторе силы взаимодействия нужна: в измерениях методом испытаний на изгиб модуля Юнга наномостиков; при изучении свойств прикрепленных к ACM-зонду нанообъектов, например квазиодномерных; в экспериментах с биологическими клетками.

Благодарности

Работа А.В. Анкудинова поддержана Российским научным фондом, грант № 19-13-00151. Работа А.М. Минарского выполнена в рамках государственного задания 0791-2020-0009 Министерства науки и высшего образования РФ.

- Binnig G., Quate C.F., Gerber C. // Phys. Rev. Lett., 56 (9), 930 (1986).
- Bhushan B. (Ed.) Nanotribology and Nanomechanics. An Introduction. (Springer-Verlag, Berlin- Heidelberg, 2005)
- Dai G., Hahm K., Scholze F., Henn M.-A., Gross H., Fluegge J., Bosse H. // Meas. Sci. Technol. 25, 044002 (2014).
- Bolopion A., Xie H., Haliyo D.S., Régnier S. // IEEE/ASME Transactions on Mechatronics 17 (1), 116 (2012).
- Няпшаев И.А., Анкудинов А.В., Стовпяга А.В., Трофимова Е.Ю., Еропкин М.Ю. // ЖТФ, 82 (10), 109 (2012).
- Soergel E. // J. Phys. D. Appl. Phys. 44, 464003 (2011).
- Fujisawa S., Ohta M., Konishi T., Sugawara Ya., Morita S. // Rev. Sci. Instrum., 65 (3), 644 (1994).
- Kawakatsu H., Bleuler H., Saito T., Hiroshi K. // Jpn. J. Appl. Phys., 34Pt1 (6B), 3400 (1995).
- Labuda A., Proksch R. // Appl. Phys. Lett., 106 (25), 253103 (2015).
- 10. https://afm.oxinst.com/assets/uploads/products/asyl um/documents/Cypher-IDS-Option-DS-March2018.pdf
- Alexander S., Hellemans L., Marti O., Schneir J., Elings V., Hansma P. K. J. // J. of Appl. Phys., 65 (1), 164 (1989).
- Rugar D., Mamin H.J., Guethner P. // Appl. Phys. Lett., 55 (25), 2588 (1989).
- Mrinalini R.S.M., Sriramshankar R., Jayanth G.R. // IEEE/ASME Transactions on Mechatronics, 20 (5), 2184 (2015).
- Proksch R., Schaffer T.E., Cleveland J.P., Callahan R.C, Viani M.B. // Nanotechnology, 15 (9), 1344 (2004).
- 15. A.V. Ankudinov. Nanosystems: Physics, Chemistry, Mathematics, 10 (6), 642 (2019).
- 16. Sarid D. Exploring Scanning Probe Microscopy with MATHEMATICA. Second edition. (WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2007).

Резистивное переключение в отдельных ферромагнитных филаментах мемристорных структур на основе ZrO₂(Y)/Ni

Д.А. Антонов^{1*}, Д.О. Филатов^{1**}, А.С. Новиков¹, А.В. Круглов¹, И.Н. Антонов¹, О.Н. Горшков¹, А.В. Здоровейщев²

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского (ННГУ им. Н.И. Лобачевского), пр-т Гагарина 23, Нижний Новгород, 603950

² Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина 23, корп.3, Нижний Новгород, 603950 *antonov.dmitr@inbox.ru,**dmitry_filatov@inbox.ru

Изучены особенности резистивного переключения (PП) в отдельных филаментах, сформированных при помощи зонда атомносилового микроскопа в плёнках ZrO₂(Y)/Ni. Циклические вольт-амперные характеристики (BAX) контакта ACM зонда к поверхности слоев ZrO₂ (Y)/Ni демонстрировали устойчивое PП биполярного типа, связанное с разрушением и восстановлением филаментов, содержащих атомы (катионы) Ni, в диэлектрической плёнке. Сформированные филаменты проявляются на изображениях, полученных с помощью магнитно-силовой микроскопии (MCM), как однодоменные ферромагнитные частицы.

Введение

В последние годы проявился повышенный интерес к возможности управления РП в мемристорах путём совместного воздействия электрического и магнитного полей [1]. Данный подход обеспечивает повышенную функциональность мемристоров, позволяя за счет приложения внешнего магнитного поля изменять электросопротивление проводящего филамента в функциональном диэлектрическом слое мемристорной структуры (эффект магнетосопротивления). Другой подход заключается в формировании в функциональном диэлектрике филаментов, состоящих из атомов ферромагнитного материала (Co, Ni, Fe) [2]. Такой подход, может позволить управлять магнитными свойствами мемристора за счет приложения к структуре как магнитного, так и электрического поля. С другой стороны, одной из проблем в разработке мемристорных устройств энергонезависимой памяти является проблема масштабирования [3]: закономерности РП, установленные при исследованиях модельных мемристров с размерами электродов, под которыми может формироваться большое количество филаментов, оказываются отличными от закономерностей РП мемристоров с электродами нанометровых размеров, под которыми может сформироваться только один филамент. В данной работе в качестве верхнего прижимного электрода мемристорной структуры, на основе ZrO₂(Y)/Ni, используется проводящий зонд атомно-силового микроскопа (АСМ). Такое устройство (виртуальный составной мемристор) является хорошей модельной

системой для изучения РП, так как латеральный размер контакта ACM зонда к диэлектрику < 10 нм, что сопоставимо с размерами филаментов в перспективных мемристорных устройствах.

Методика эксперимента

Плёнки ZrO₂(Y) (~12% mol. Y₂O₃) толщиной ~10 нм формировались методом высокочастотного магнетронного осаждения на стандартных подложках TiN(25 нм)/Ti(25 нм)/SiO₂(500 нм)/Si(001) с предварительно осаждённым на них слоем Ni, толщиной ~10 нм, а также без слоя Ni (образцы спутники). Формирование проводящих филаментов в мемристорных структурах, исследование РП в них, а также исследование их микромагнитных свойств проводилось при помощи ACM NT-MDT Solver Pro. Формирование ферромагнитных филаментов проводилось с использованием АСМ зондов марки НА HR DCP с электропроводящим алмазоподобным покрытием путём подачи пилообразных импульсов электрического напряжения между АСМ зондом и слоем Ni $V_{g}(t)$ амплитудой ~8 В и длительностью 6 с (рис. 1а). При этом контролировалась сила тока, протекающего через АСМ зонд, плёнку ZrO₂(Y) и слой Ni (It). Исследование магнитных свойств сформированных филаментов проводилось методом MCM с использованием зондов марки NT-MDT HA FM CoFe.

Результаты и обсуждение

Циклические ВАХ контакта АСМ зонда к поверхности слоев ZrO₂ (Y)/Ni демонстрировали устойчи-



Рис. 1. а – Схема формирования ферромагнитных филаментов и исследования РП в виртуальных мемристорных структурах на основе ZrO₂(Y)/Ni; б, в – Типичные циклических BAX (приведено по 5 циклов) контакта ACM зонда к пленке ZrO₂(Y)/Ni

вое резистивное переключение биполярного типа (рис. 1 б, в). Резистивное переключение в таких мемристорных устройствах связывается нами с разрушением и восстановлением отдельных филаментов, содержащих атомы (катионы) Ni, в диэлектрической плёнке в результате окислительновосстановительных реакций, предположительно, на границе металл/диэлектрик под действием электрического поля [5]. В случае формирования филамента, замыкающего Ni контакт на ACM зонд может возникать металлическая проводимость в состоянии с низким сопротивлением (СНС), обусловленная формированием металлических связей в филаменте. Отношение $I_{CHC}/I_{CBC} > 5000$ при $V_g =$ = 0,5 В (рис. 1б). Также могут возникать и нелинейные вольт-амперные зависимости проводимости филамента как в СНС, так и в СВС (рис.1в). Это может быть связано с не полной «металлизацией» филамента и, соответственно, с активационным характером проводимости. Отношение токов при этом – $I_{CHC}/I_{CBC} \sim 10$ при $V_g = 0,5$ В. Следует отметить, что на образце-спутнике (без слоя Ni) наблюдались только нелинейные циклические BAX, соответствующие формированию и разрушению филаментов из вакансий кислорода в ZrO₂(Y) [5].



Рис. 2. Морфология (а) и МСМ изображение (б) поверхности пленки ZrO₂(Y)/Ni после формирования металлизированных филаментов, содержащих атомы Ni

Морфология поверхности ZrO₂(Y)/Ni пленки (рис.2а), в местах формирования металлизированных филаментов, демонстрирует образование плоских островков с высотами 1÷1,5 нм и латеральными размерами 100-150 нм, которые проявляются на МСМ изображении (рис.2б) как однодоменные ферромагнитные частицы [6]. Это может быть связано со скоплением атомов Ni в приповерхностном слое пленки ZrO₂(Y) в процессе формирования филамента. На МСМ изображениях образцовспутников, после формирования проводящих филаментов (в СНС), магнитного контраста не наблюдалось.

Благодарности

Авторы благодарят А.А. Фраермана и И.Ю. Пашенькина, Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород за полезную дискуссию.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке РФФИ (20-02-00830a).

- Wang F., Li L., Shi L., et al. // J. Appl. Phys., 125 (5), 54504 (2019).
- Yang Z., Zhan Q., Zhu X., et al. // Europhys. Lett., 108 (5), 58004 (2014).
- Ambrogio S., Magyari-Kope B., Onofrio N., et al. // J. Electroceram. 39, 39 (2017).
- Lubben M., Valov I. // Adv. Electron. Mater., 1800933 (2019).
- D.O. Filatov, D.A. Antonov, I.N. Antonov, *et al.* // J. Mater. Sci. Chem. Eng., 5, 8 (2017).
- Ovchinnikov D.V. and Bukharaev A.A. // AIP Conference Proceedings 696, 634 (2003).

Биофизические принципы обнаружения биомакромолекул с помощью пьеозокерамических биосенсоров

А.И. Ахметова^{1,2,3*}, И.В. Яминский^{1,2,3}

1 МГУ имени М.В.Ломоносова, Москва, Ленинские горы, 1, 119234.

² ООО НПП «Центр перспективных технологий», ул. Строителей, 4-5-47, Москва, 119311.

³ООО «Энергоэффективные технологии», Ленинские горы, 1-75Г, 119234.

*akhmetova@nanoscopy.ru

В данной работе были проведены измерения сдвига резонансной частоты пьезокерамического биочипа при присоединении искомых мишеней на поверхность сенсорного слоя. Проведенные эксперименты свидетельствует о том, что сдвиг резонансной частоты зависит от количества осевших частиц на поверхность биочипа и концентрации иммобилизованных антител на поверхности биочипа. Подтверждено, что наибольший вклад в изменение резонансной частоты вносит именно изменение жесткости пленки на поверхности биочипа, а не прикрепленная масса.

Введение

Электромеханические биосенсоры становятся популярными благодаря их высокой чувствительности и возможности проведения количественных измерений при низкой стоимости, портативности, регистрации в реальном времени и без использования дополнительных меток и химических реагентов. [1]. С помощью электромеханического биосенсора определяются изменение механической жесткости поверхности биочипа и масса прикрепленной к поверхности биочипа белковой пленки [2, 3, 4]. Предлагаемое техническое решение пьезокерамического биосенсора в форме диска позволяет проводить неинвазивную детекцию биомакромолекул, например, обнаруживать белковые маркеры, или возбудителей болезней, в частности, вируса гриппа, кишечной палочки и других биологических агентов.

Методика эксперимента

В работе определяется сдвиг резонансной частоты за счет факта связывания биоматериала на поверхности пьезокерамического биочипа. Изменения массы Δm и жесткости k при прикреплении мишени к пьезокерамическому биочипу вызывают сдвиг резонансной частоты колебаний f:

$$\Delta f = \frac{1}{2} f_n \left(\frac{\Delta k}{k} - \frac{\Delta m}{m} \right) \tag{(Φ1)}$$

где Δf , Δk , Δm – изменения резонансной частоты, жесткости и массы биочипа, а f_n , k и m – первоначальные значения этих параметров. Изменение жесткости k происходит из-за изменения модуля Юнга вследствие связывание антитела и мишени. Для начала необходимо найти резонансную частоту или найти диапазон частот, в которых она располагается. Для определения резонансной частоты колебаний пьезокерамического диска используется формула:

$$f_p = \frac{1,35c}{2d} \tag{($$$$$$$$$$$$$$$2)}$$

c – скорость звука в пьезокерамике ЦТС19 составляет 2,95*10³ м/с. Для диска диаметром 3 мм резонансный пик должен быть на частоте около 660 кГц. В этом диапазоне частот подается сигнал с постоянной амплитудой (время пробега всего диапазона Δf для примера 1 секунда). После пробега всего диапазона зона регистрируется резонансный пик. Далее процедура повторяется N раз, и таким образом мы получаем N резонансных пиков, которые в дальнейшем обрабатываем: находим центр масс и строим график зависимости изменения положения резонансного пика от времени.

Резонансная частоты биочипа регистрировалась с помощью измерительной схемы зондового микроскопа ФемтоСкан [5, 6]. Все измерения резонансной частоты были получены при электрическом поле в пьезокерамике в диапазоне от 340 - 500 В/м. Подаваемое напряжение на пьезокерамику составляет 34-50 мВ. В данной работе были проведены измерения сдвига резонансной частоты пьезокерамического биочипа, модифицированного антителами на альбумин, при добавлении в буфер конъюгата антител козы против антител мыши, меченных пероксидазой хрена. Измерения изменений резонансной частоты для биочипов с концентрацией иммобилизованных антител H-C15 5 мкг/мл представлено на рис. 1. Сдвиг резонансной частоты составил 0,6 кГц. В 0,75 мл буфера PBST было добавлено 0,25 мл конъюгата с буфером с соотношением 1:1000000.



Рис. 1. Кривая связывания конъюгата антител козы с иммобилизованными на поверхности биочипа антителами

При увеличении количества иммобилизованных на поверхности биочипа антител при той же концентрации антител в буфере увеличивался и сдвиг резонансной частоты – до 0,8 кГц, так как на поверхности биочипа происходило большее количество актов связывания. В данном эксперименте показана зависимость сдвига резонансной частоты пьезокерамического биочипа от количества иммобилизованных на его поверхности антител и произошедших актов связывания антител с мишенью.

Результаты и обсуждение

В соответствии с работой [7] основной вклад в изменение резонансной частоты вызывает увеличение именно механической жесткости поверхностного слоя биочипа, а не его массы. Показано, что при одинаковом относительном изменении жесткости и массы слоя, первая из них оказывает более чем трехсоткратное влияние. Изменение модуля Юнга может быть объяснено переключением поляризации в пьезокерамическом элементе, поскольку ориентация доменов в пьезоэлектрике чувствительна к изменению поверхностного механического напряжения, происходящего при связывании мишени с сенсорным слоем на поверхности биочипа [8]. Для визуализации процесса связывания вирусных частиц и биомакромолекул на поверхности биочипа разработана новая методика совещенной зондовой микроскопии и оптической микроскопии на основе микролинз, которая обладает субдифракционным разрешением вплоть до 45 нм [9, 10].

Преимущество предлагаемого в работе пьезокерамического биосенсора заключается в потенциально высокой чувствительности, достигаемой без использования дополнительных меток и химических реагентов. Такие биосенсоры открывают новые перспективы для исследовательских целей в области биомедицины и медицинской диагностики.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках проектов 20-32-90036, 21-58-10005.

- Hana S., Soylua M.C., Kirimlia C.E., *et al.* // Biosensors and Bioelectronics. 130, p. 73–80 (2019).
- Ахметова А., Гутник Н., Мешков Г., *и др. //* Наноиндустрия. Т. 70, № 8. С. 22–27 (2016).
- 3. Дубровин Е.В., Преснова Г.В., Рубцова М.Ю., *и др.* // Acta Naturae. Т. 7. С. 117–124 (2015).
- Дубровин Е.В., Преснова Г.В., Рубцова М.Ю., *и др.* // Медицина и высокие технологии. 2015. № 3. С. 34–37 (2015).
- Яминский И.В., Ахметова А.И., Мешков Г.Б. // Наноиндустрия. Т. 11, № 6 (85). С. 414–416 (2018).
- Филонов А.С., Яминский И.В., Ахметова А.И., *и др.* // Наноиндустрия, Т.11, №5 (84). С.339–342 (2018).
- Wan Y. Shih, Qing Zhu, Wei-Heng Shih // Journal of Applied Physics 104, 074503 (2008).
- Wu, Shih, and Shih J. Appl. Phys. 119, 124512 (2016).
- Fan W., Yan B., Wang Z.B., Wu L. // Sci. Adv. 2, e1600901 (2016).
- Ахметова А.И., Яминский И.В., Ван З. // Наноиндустрия, 13(5 (98)):258–262, 2020.

Сканирующая зондовая микроскопия – от исследований наноструктур в электронике до медицинской диагностики

В.А. Быков^{1,2}, Ан.В. Быков¹, Ю.А. Бобров¹, В.В. Котов¹, С.И. Леесмент¹, В.В. Поляков¹

¹NT-MDT Spectrum Instruments companies group, Moscow, vbykov@ntmdt-si.ru ²MIPT, Moscow, www.mipt.ru

В статье изложены современные возможности сканирующих зондовых микроскопов для исследования свойств и метрологического контроля поверхностей и наноструктур, в том числе, изделий микро и наноэлектроники и наноструктур для диагностики и изучения свойств живых клеток и вирусов для медицинской диагностики.

Введение

К настоящему времени сканирующая зондовая микроскопия вошла в состав классических методов исследования наноструктур и широко используется для качественной оценки физико-химических, геометрических, электрических, магнитных параметров поверхностей, биологических объектов, в том числе, живых клеток и их реакцию на состав и параметры окружающей среды.

Кроме топографии высокого пространственного разрешения, сканирующие зондовые микроскопы позволяют измерять целый ряд физических свойств поверхностных структур:

- распределение сил трения между зондом и поверхностью в процессе сканирования;
- распределение поверхностного электрического потенциала (Кельвин-мода);
- распределение поверхностной проводимости;
- распределение электрической емкости системы зонд-поверхность С (x, y), а также dC/dz, dC/dV;
- распределение магнитных сил в системе зонд с заданной намагниченностью – поверхность;
- распределение пьезоэлектрических свойств;
- распределение теплопроводности;
- распределение механических свойств (модуля Юнга, твердости);
- распределение адгезионных свойств;
- исследовать электрические свойства поверхностей, плотность поверхностных состояний;
- исследовать строение и свойства приповерхностных двойных слоев на границе – изучаемый объект, адсорбированный на твердой подложке – проводящая жидкость;
- изучать и диагностировать живые клетки и образцы тканей, изучать взаимодействия вирусов и

лекарственных препаратов с клетками конкретного организма;

- изучать с разрешением, значительно превышающим дифракционный предел оптические свойства поверхностей;
- проводить исследования в режимах Рамановской, инфракрасной, терагерцовой спектроскопии поверхностей с пространственным разрешением до 10 нм;
- производить модификацию поверхности, замещать химические функциональные группы в режимах СЗМ литографии.

Для этого интенсивно развиваются т.н. комбинированные методы, позволяющие одновременно работать в режимах атомно силовой микроскопии и спектроскопии комбинационного рассеяния (Рамановскую), люминесцентной спектроскопии, безапертурной ближнепольной микроскопии с возможностью визуализации распределение модулированного вибрирующим зондом рассеянного излучения в видимом, ИК и терагерцовом диапазонах длин волн с разрешением до 10 нм.

В результате интенсивного развития микроэлектроники, появились новые, мощные микропроцессоры, программируемые логические интегральные схемы, появляются схемы адаптивной логики, позволяющие создавать приборы с элементами искусственного интеллекта, что существенно снижает требования к уровню пользователя приборов. Уже в настоящее время в функциях приборов введена возможность быстрого, автоматического подбора параметров сканирования в «Теппинг» моде, что делает атомно-силовые микроскопы нашей компании доступными для технологов, материаловедов и, даже, школьников, дает возможность получать высококачественное изображение топографии поверхности. Появившаяся новая элементная база позволила сделать контроллеры, обеспечивающие скорость сканирования до 2Гц на строку и при этом снимать силовую кривую из 3000 измерений в точке. Реализация этой возможности и позволила нам реализовать режим сканирующей зондовой спектроскопии – HybriDTM mode (рис.1) [2] – Прыжковая ACM, что позволило измерять:

- Рельеф поверхности в режимах притяжения и отталкивания.
- Модуль Юнга.
- Адгезию и работу адгезии.
- Проводимость.
- Латеральный и вертикальный пьезоотклик.
- Температуру и теплопроводность.
- Термоэлектрические свойства.
- Электростатические свойства: потенциал поверхности, работу выхода, диэлектрическую проницаемость и т.д.



Рис. 1. HybriD[™] mode – Прыжковая ACM



Рис. 2. Прыжковая АСМ пьезоотклика

Дальнейшее развитие HybriDTM mode позволило создать новые, очень информативно-емкие методы, позволяющие измерять пьезоэлектрические свойства материалов (Рис.2). В этом режиме в процессе измерения силовой кривой в нужный момент между зондом и образцом подается переменный электрический сигнал заданной амплитуды и частоты, что позволяет исследовать пьезоэлектрические материалы. Поскольку зонд АСМ отводится от поверхности в каждой точке сканирования, сила латерального взаимодействия зонда и образца значительно уменьшается по сравнению с обычным контактным методом. Это дает новые возможности для исследований пьезоотклика мягких, плохо закрепленных и хрупких объектов, таких как биологические образцы, наночастицы и т.д.

Кроме того, становится возможным использование зонда ACM с более высокой жесткостью и резонансной частотой. Благодаря этому была реализована возможность двухпроходных резонансных электростатических измерений: Кельвин-зондовая Силовая Микроскопия или Электростатическая Силовая Микроскопия могут использоваться одновременно с измерениями рельефа, адгезии, модуля упругости и исследованиями пьезоотклика.

А. Капиллярная микроскопия. К настоящему времени сканирующая зондовая микроскопия вошла в состав классических методов исследования наноструктур и широко используется для качественной оценки физико-химических свойств и геометрических параметров поверхностей. Еще 1989 году американским физиком, профессором Паулем Хансма [11] было предложено при исследованиях поверхностей в растворах электролита в качестве зонда использовать капилляр с внутренним электродом. Измеряется ионный ток между электродом, помещенным внутрь капилляра с изолирующими стенками и электродом в растворе электролита.

При этом ионы – переносчики тока, проходят только через кончик капилляра (материалом капилляра является диэлектрик, как правило, стекло) диаметр которого может быть до единиц нанометров. При приближении к исследуемой поверхности ионный ток начинает изменяться. Сканирование производится в плоскости образца с использованием системы обратной связи при помощи 3-х координатного сканера с поддержанием изменения тока на заданном уровне (как правило изменение тока составляет доли
процента, а сам ток порядка пикоампера). Электроды могут быть, ка правило, хлорсеребряные или платиновые. В настоящее время работы по капиллярной микроскопии получили серьезное развитие благодаря работам группы специалистов под руководством проф. Ю.Е. Корчева [12]. Капиллярная микроскопия становится мощным методом исследования, позволяющим работать, в том числе, с «живыми» объектами и при этом влиять на них.

К настоящему времени при поддержке фонда содействия инновациям разработана система NTEGRA Marlin (https://www.ntmdt-si.ru/products/features/ntegramarlin).

В настоящее время разработана методика быстрого и надежного изготовления капиллярных систем для СМИП с диаметром выходного отверстия 10-20 нм, что позволяет с высоким разрешением проводить измерения. При этом себестоимость зонда СМИП значительно ниже стоимости кантилевера АСМ. РСМИП изображения нейрона из гиппокампа мыши (10×10×6,3мкм) и клеток карциономы РСЗ предстательной железы человека (40×40×6,8 мкм) [13].

Бесконтактный скачковый алгоритм СМИП позволяет проводить быстрые и стабильные измерения мягких и сильно «гофрированных» объектов с высоким разрешением, таких как живые клетки, в естественной физиологической среде. Поскольку метод сканирования гарантирует, что зонд всегда приближается к образцу в вертикальном направлении, становится возможным визуализировать даже те объекты, которые «подвешены» в пространстве.

Комбинация СМИП и HybriD^{тм} метода ACM расширяет область применимости количественного наномеханического картирования модуля упругости в реальном времени до 10 порядков (от единиц Па до десятков ГПа), сохраняя возможность проведения экспериментов с использованием одноточечной силовой спектроскопии. Слабое или неинвазивное взаимодействие острия зонда с образцом позволяет исследовать мягкие биологические и гелеобразные образцы, в т.ч. слабо прикрепленные к субстрату.

Приборный ряд HT-МДТ СИ включает в себя комбинированные системы, позволяющие одновременно работать в режимах атомно силовой микроскопии и спектроскопии комбинационного рассеяния (Рамановскую), люминесцентной спектроскопии, безапертурной ближнепольной микроскопии с возможностью визуализации распределение модулированного вибрирующим зондом рассеянного излучения в видимом, ИК и терагерцовом диапазонах длин волн с разрешением до 10 нм.

В результате интенсивного развития микроэлектроники появились новые, мощные микропроцессоры, программируемые логические интегральные схемы, появляются схемы адаптивной логики, позволяющие создавать приборы с элементами искусственного интеллекта, что, при разработки необходимых алгоритмов и программного обеспечения существенно снижает требования к уровню пользователя приборов. Уже в настоящее время в функциях приборов введена возможность быстрого, автоматического подбора параметров сканирования, что делает приборы доступными для материаловедов, технологов и, даже, школьников.

Развитие микро и наноэлектроники рождает все более мощную элементную базу, позволяющую реализовать целый ряд режимов работы. Разработка и интеграция в программное обеспечение приборов алгоритмов искусственного интеллекта позволяет значительно снизить требования к специализации пользователей, позволяет быстро и эффективно работать на приборах с высоким качеством результатов.

В. Сканирующая многофункциональная спектроскопия комбинационного рассеяния (Рамановская) в комбинации с АСМ. Представляет исключительный интерес интегрировать АСМ и методы спектроскопии. Для реализации этой идеи с конца 90-х годов нашей группой компаний были предприняты разработки соответствующих систем – были созданы приборы линии СЗМ СПЕК-ТРА, включающие как атомно-силовую, так и сканирующую Рамановскую и люминесцентную спектроскопию. Разработка зондов со специальными покрытиями, способными концентрировать оптические плазмоны, позволило создать приборы на основе эффекта гигантского усиления Рамановского рассеяния - создать методы Тір Епhanced Raman Scatterings (TERS) [3-5].

На рис. 6 изображена общая схема и фотография системы ИНТЕГРА-СПЕКТРА II разработки 2015-2020 года.

Новая оптическая схема состоит из трех независимых каналов возбуждения образца: сверху, сбоку и снизу. Каждый канал реализован в виде независимого модуля. Том 1



Рис. 6. Схема и фотография системы ИНТЕГРА-СПЕКТРА II

Важнейшим элементом системы является сам зонд C3M. На рис. 7 показан зонд C3M СПЕКТРА РА-МАН. Для изготовления зондов используется кремний, с ориентацией плоскости зонда такой, что нормаль к ориентации зонда составляет 20⁰ (рис.7).

Зонд покрыт тонкой пленкой Ag-Au и является концентратором оптических плазмонов, обеспечивая эффект Tip Enhance Raman Scattering (TERS).

Открытый дизайн обеспечивает возможности модификации системы. Каждый конкретный канал позволяет наблюдать образец с помощью объектива с увеличением до 200х, возбуждать образец лазерным лучом, сканировать сфокусированным лазерным пятном по поверхности образца.



Рис. 7. Зонд СЗМ РАМАН

- Диапазон длины волны возбуждения от 325 нм до 1064 нм*.
- Автоматизированная юстировка оптической системы ACM сводит к минимуму действия пользователя по её настройке.
- Спектрометр может быть снабжен различными детекторами – ФЭУ, ЛФД, ПЗС. Рэлеевское и рамановское изображения могут быть получены одновременно.

 Методика информативна для изучения, в том числе, предельно тонких углеродных материалов

 графены, углеродные нанотрубки, слоистые полупроводники, а также квантовых точек, нанопроволок и других материалов, активных в комбинационном рассеянии.





Рис. 8. TERS графена на кремнии со слоем окисла

С. Сканирующая ближнепольная микроскопия. Ближнепольная оптическая микроскопия (СБОМ) развивалась с середины 70-х годов как апертурная микроскопия. Пространственное разрешение СБОМ, как правило, не превышало 100 нм. Наиболее интересное для практических применений направление начало развиваться с рождением идеи безпапертурной ближнепольной оптической микроскопии [6–8].

Регистрируется модулированное вибрирующим, как правило на первой резонансной частоте кантилевера рассеянное лазерное излучение. Разрешение при этом определяется радиусом кривизны зонда, а интенсивность рассеянного излучения зависит от поляризуемости поверхностных структур, диэлектрической проницаемости, неупругого взаимодействия с поверхностными структурами образца.



Рис. 9. Принципиальная схема и фотография прибора ИНТЕГРА-ИК

На рис. 9 приведена принципиальная схема и фотография прибора ИНТЕГРА-ИК. Система может работать в спектральном диапазоне 3–12 мкм в зависимости от используемого лазера. Наиболее интересны перестраиваемые каскадные лазеры, но для исследований полупроводниковых структур можно использовать и гораздо более дешевый СО₂ лазер, имеющий небольшой диапазон перестройки (9,4– 10,6 мкм). На рис. 10 приведены результаты исследования скола транзистора.

Слева – результат электронно-микроскопического снимка, а справа (б) безаппертурная ближнепольная ИК – микроскопия. На электронно-микроскопическом снимке легированная область не видна, а на ИК СБОМ – она видна прекрасно.



Рис. 10. Электронная микроскопия (слева) и ИК СНОМ (справа)

Но наиболее интересна ИК СБОМ в случае использования перестраиваемых лазеров. При этом можно получать результаты по распределению на поверхности химических функциональных групп.

Представляется исключительно интересным использование принципов безапертурной ИК микроскопия с использованием перестраиваемых источников терагерцового излучения таких, как лазеры на свободных электронах. В этом случае появляется возможность «чтения» кодонов ДНК, идентификация белков и других крупных молекулярных объектов с разрешением вплоть до отдельных кодонов.

Выводы

Можно уверенно констатировать, что к настоящему времени в России выполнены разработки и организовано производство практически полного, за исключением сверхвысоковакуумных СЗМ, комплекса приборов и методов для исследования микро и наноструктур с использованием сканирующих зондовых микроскопов. Для лабораторий – созданы приборы линии ИНТЕГРА, для системы образования в школах и коледжах – бюджетные, но достаточно мощные НАНОЭДЬЮКАТОРы и СОЛВЕР-НАНО, а для исследовательских работ – приборы кратко описанные в настоящей статье. Следует отметить, что развитие наноэлектроники, создание новой элементной базы дают возможность дальнейшего совершенствоваания приборов, все более и более внедрять системы искуственного интеллекта в прорамное обеспечение с раскрытием возможностей развивающейся элементной базы контроллеров срок морального старения которых сегодня составляет около 5 лет.

- 1. https://www.ntmdt-si.ru/products/automated-afm/vega
- https://www.ntmdt-si.ru/products/features/hybridmode
- Stöckle, Raoul M.; Suh, Yung Doug; Deckert, Volker; Zenobi, Renato (February 2000). Nanoscale chemical analysis by tip-enhanced Raman spectroscopy // Chemical Physics Letters. 318 (1–3): 131–136.
- Schmid T., Camus Ch., Lehmann S., Abou-Ras D., Fischer Ch.-H., Lux-Steiner M.-Ch., and Zenobi R. Spatially resolved characterization of chemical species and crystal structures in CuInS₂ and CuGa_x. Se_y thin films using Raman microscopy // Phys. Status Solidi, No. 5, 2009.
- Stadler J., Schmid T., and Zenobi R. Chemical Imaging on the Nanoscale – Top-Illumination Tip-Enhanced Raman Spectroscopy // CHIMIA 2011, 65, No. 4. 235.
- Zehnhausern F., Martin Y., Wickramasinghe K. Scanning interferometric apertureless microscopy – optical imaging with 10 Angstrom resolution // Science 269, pp.1083-1085, (1995).
- Knoll B., Keilmann F., Kramer A., Guckenberger R. Contrast of microwave near field microscopy // Appl. Phys. Lett, 70, pp. 2667-269 (1997).
- Kazantsev D.V., Kuznetsov E.V., Timofeev S.V., Shelaev A.V., Kazantseva E.A. Apertureless nearfield optical microscopy// Physics-Uspekhi. 2017. T. 60. № 3. C. 259-275.
- 9. Milovanovic M, Korchev YE, Lab MJ, Bashford CLet al., 1997, Scanning probe microscopy of soft

Том 1

samples: Comparison of AFM with SICM, BIO-PHYSICAL JOURNAL, Vol: 72, Pages: TU430-TU430, ISSN: 0006-3495

- https://www.imperial.ac.uk/people/y.korchev/publications.
- Hansma P.K., Drake B., Marti O., Gould S.A.C., Prater C.B. The scanning ion-conductance microscope // Science. 1989; 243: 641-643
- Korchev Y.E., Bashford C.L., Milovanovic M., Vodyanoy I., Lab M.J. Scanning ion conductance microscopy of living cells // Biophys. J. 1997; 73: 653-658.
- Zhou Y, Saito M, Miyamoto T, Novak P, Shevchuk AI, Korchev YE, Fukuma T, Takahashi Y., 2018, Nanoscale imaging of primary cilia with scanning ion conductance microscopy // Analytical Chemistry, Vol: 90, Pages: 2891-2895, ISSN: 0003-2700.

Исследование гибридных наноматериалов на основе МУНТ, декорированных молибденсодержащими нанопокрытиями

И.В. Вилков^{1, \$}, Б.С. Каверин¹, А.М. Объедков¹, Н.М. Семёнов¹, С.Ю. Кетков¹, С.А. Гусев², Д.А. Татарский^{2, 3}, К.Е. Сметанина³

1 Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева РАН, ул. Тропинина, д. 49, Нижний Новгород, 603137.

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

³ Нижегородский государственный университет имени Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

\$mr.vilkof@yandex.ru

Гибридные наноматериалы, представляющие собой многостенные углеродные нанотрубки (МУНТ), декорированные наноразмерными покрытиями оксикарбида молибдена (MoOC), были получены методом MOCVD с применением гексакарбонила молибдена (Mo(CO)₆) в качестве прекурсора. Строение, морфология, химический и фазовый состав гибридных наноматериалов MoOC/MУHT были исследованы методами РФА, СЭМ и ПЭМ.

Введение

Модификация поверхности углеродных нанотрубок (УНТ), а также создание на их основе гибридных наноматериалов декорированием поверхности нанотрубок различными нанопокрытиями или наночастицами представляют перспективные направления исследований в современном материаловедении и химии. Нанопокрытия кардинально изменяют поверхностные свойства нанотрубок. Становится возможным создание сверхпрочных композитных материалов на основе металлических, полимерных и керамических матриц, армированных углеродными нанотрубками. Например, алюмоматричные композитные материалы с микродобавками гибридных наноматериалов WC_{1-x}/МУНТ [1] и TiC/МУНТ [2] продемонстрировали существенные увеличения предела текучести по сравнению с армированными немодифицированными МУНТ. Удельная поверхность нанотрубок в зависимости от их толщины может достигать нескольких сотен м²/г, делает их перспективными носителями что наноразмерных катализаторов.

Гибридные материалы, представляющие собой МУНТ, поверхность которых, декорирована молибденсодержащими нанопокрытиями, могут найти применение в качестве упрочняющих добавок в композитные материалы. Высокая каталитическая активность молибденсодержащих наночастиц в совокупности с уникальными свойствами УНТ делает подобные материалы перспективными катализаторами.

Методика эксперимента

Синтез гибридного наноматериала осуществлялся методом MOCVD в проточном реакторе при пиролизе паров Мо(СО)₆ в условиях среднего вакуума. Подготовленный порошок МУНТ в специальном сетчатом контейнере помещался в реактор. Пары прекурсора подавались в зону пиролиза, где претерпевали разложение на поверхности МУНТ с образованием наноразмерных покрытий МоОС. Поток паров прекурсора контролировался температурой испарителя (Т_{уар}), а скорость осаждения температурой реактора (T_{pyr}). Таким образом оптимальными Tvap и Tpyr, определяющиеся однородностью получаемого нанопокрытия и максимизацией выхода продукта, являются 70 °C и 300 °C, соответственно. Толщина покрытия контролировалась массовым $Mo(CO)_6:MYHT$, соотношением которое составляло от 1:1 до 15:1.

Морфология и строение гибридных наноматериалов были исследованы методами электронной микроскопии с использованием сканирующего электронного микроскопа Carl Zeiss SUPRA, 50 V (ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур») и JEOL JEM 2000EX (ИМХ РАН). Фазовый состав методом РФА на дифрактометре Shimadzu XRD-7000 (НИФТИ, ННГУ).

Результаты и обсуждение



Рис. 1. Дифрактограмма гибридного наноматерила МоОС/МУНТ

Согласно результатам РФА (Рис. 1) основными кристаллическими фазами, входящими в состав полученных гибридных наноматериалов, являются МУНТ и кубическая фаза МоОС с ГЦК решёткой (PDF 00-017-0104). Средний размер ОКР, рассчитанный методом Дебая-Шеррера равняется 8 нм.

На рисунке 2а приведён снимок СЭМ исходных МУНТ. Средний диаметр МУНТ составляет ≈ 80 нм. В результате синтеза, согласно электронной микроскопии (Рис. 26), поверхность МУНТ декорирована сплошным нанопокрытием МоОС, которое, по-видимому, имеет поликристаллическое нанодисперсное строение, с размером зёрен < 10 нм.



Рис. 2. Снимки СЭМ исходных нанотрубок (а) гибридного наноматериала МоОС/МУНТ (б); ПЭМ гибридного наноматериала МоОС/МУНТ (в), на фотографии нанопокрытие МоОС выделено розовым цветом

Согласно просвечивающей электронной микроскопии (Рис. 2 в) оксикарбид молибдена покрывает нанотрубку, образуя сплошную оболочку равномерную по толщине вдоль всей УНТ. Так, однородное сплошное нанопокрытие толщиной ~ 5 нм наблюдалось при массовом соотношении Мо(СО)₆ к МУНТ 3:1. Варьирование исходного количества Мо(CO)₆ приводит к изменению толщины покрытия, благодаря чему возможно получение гибридных наноматериалов МоОС/МУНТ с толщиной нанопокрытия от 2 до ~100 нм. Верхняя граница толщин может быть увеличена и будет определяться лишь половиной расстоянием между соседними МУНТ.

Гибридные наноматериалы МоОС/МУНТ были исследованы на предмет каталитической активности в процессах дегидрирования лёгких парафиновых фракций углеводородов. Оде продемонстрировали высокую эффективность сравнимую с использующимися на настоящий момент катализаторами, при этом было полностью исключено образование кокса, что оказывает положительное влияние на выработку катализатора.

Исследование проведено при финансовой поддержке РНФ в рамках научного проекта № 18-79-10227, а также в рамках выполнения госзадания ИМХ РАН с использованием оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» (ИФМ РАН).

- Aborkin, A.V., Saikov, I.V., Berbentsev, V.D., Ob'edkov, A.M., Sytschev, A.E., & Alymov, M.I. // Technical Physics Letters, 46(3), 207–210, 2020
- Aborkin, A.V., Khorkov, K.S., Kremlev, K.V., Ob'Edkov, A.M., & Sytschev, A.E. // Journal of Physics: Conference Series, 1331(1), 012001, 2019.

Морфология и адсорбционные свойства биметаллических наноструктурированных покрытий на пиролитическом графите

А.К. Гатин¹, М.В. Гришин^{1,*}, Н.В. Дохикова¹, С.Ю. Сарвадий¹, В.Г. Слуцкий¹, Б.Р. Шуб¹, А.И. Кулак², Т.Н. Ростовщикова³, С.А. Гуревич⁴, В.М. Кожевин⁴, Д.А. Явсин⁴

1 Федеральный исследовательский центр 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 Химический факультет МГУ им.М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1 стр. 3, Москва, 119991.

⁴ Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021.

*mvgrishin68@yandex.ru

Представлены результаты исследований покрытий, образованных золотом, медью, никелем и палладием в различных сочетаниях на поверхности высокоориентированного пиролитического графита. Показано, что на структуру биметаллических покрытий и на процессы адсорбции на них водорода, кислорода и монооксида углерода оказывает влияние взаимодействие между наночастицами.

Введение

Катализаторы на основе наночастиц золота, меди, никеля и палладия широко используются в химической промышленности. Композиты, состоящие из смеси различных наночастиц, во многих случаях превосходят по активности однокомпонентные катализаторы. Таким образом, биметаллические покрытия могут стать основой новых, более эффективных каталитических систем. В то же время факторы, обуславливающие уникальные свойства биметаллических катализаторов, остаются не известными. Целью данной работы является установление морфологии и особенностей локального электронного строения Au-Cu, A-Ni и Ni-Pd наноструктурированных покрытий на поверхности высокоориентированного пиролитического графита (ВОПГ), а также закономерностей взаимодействия таких покрытий с газами - Н2, О2, и СО.

Методика эксперимента

Покрытия состава Au-Cu и Au-Ni наносили на поверхность ВОПГ методом пропитки. Получение Ni-Pd покрытия на поверхности ВОПГ осуществляли методом лазерного электродиспергирования с использованием сплава, содержавшего 65 вес. % никеля и 35 вес. % палладия. Для исследования покрытий применяли сверхвысоковакуумный сканирующий туннельный микроскоп (СТМ). Давление остаточных газов в камере СТМ не превышало 2 × 10⁻¹⁰ торр. Для определения адсорбционных характеристик образцы экспонировали в H_2 , O_2 , CO при $P = 1 \times 10^{-6}$ торр и T = 300 К. Качественно элементный состав образцов устанавливали методом Оже-спектроскопии. Контроль химического состава газовой среды в сверхвысоковакуумной камере осуществляли с помощью квадрупольного масс-спектрометра.

Результаты

Золото-медное покрытие образовано наночастицами диаметром 2-6 нм, распложенными в основном на краях графеновых террас. Спектроскопические измерения в СТМ показали, что на подложке одновременно присутствовали частицы состава Аи и Си (металлы), Си₂О и СиО (полупроводники) (Рис.1). Экспозиция данного образца в СО привела к резкому росту количества наночастиц Си и уменьшению количества наноночастиц Cu2O и CuO, при этом наночастицы Au не изменились. Воздействие H₂ на Au-Cu покрытие двояко. Произошел резкий рост количества полупроводниковых наночастиц и уменьшение количества металлических наночастиц. Оказалось, что водород не только восстанавливал наночастицы состава Cu₂O и CuO, но и вызывал трансформацию электронного строения наночастиц Аи и Си от металлического типа к полупроводниковому при адсорбции на их. Признаков взаимодействия адсорбированных молекул СО и адатомов Н не обнаружено. Экспозиция данного образца в О2 приводила к окислению наночастиц меди, а также удалению адатомов Н.

Том 1



Рис. 1. Аи-Си покрытие на ВОПГ: а – топографическое изображение, б – примеры спектроскопических кривых 1 – ВОПГ, 2 - Аи, 3 – Си, 4 - СиО

Золото-никелевое покрытие состоит из почти сферических наночастиц с диаметрами 2-3 и 4-6 нм. Первые имели полупроводниковое электронное строение и состояли из NiO, вторые - металлическое и сформированы из Au. Экспозиция этого покрытия в H_2 привела к тому, что в результате адсорбции атомов H электронное строение наночастиц Au трансформировалось от металлического к полупроводниковому, а NiO частично восстановился. В результате последующей экспозиции образца в CO завершилось восстановление NiO, а также образовались молекулы H_2O и HCO, адсорбированные преимущественно на золоте. Экспозиция в O_2 вызвала окисление HCO до CO₂ и H_2O , а также повторное окисление Ni (Puc. 2).



Рис. 2. Аu-Ni покрытие на ВОПГ: а – спектроскопические кривые, измеренные на Au, б – то же на Ni. Здесь: 1 – кривые после экспозиции в H₂, 2 – кривые после экспозиции в CO, 3 – кривые после экспозиции в O₂

Никель-паладиевое покрытие на графите очень однородно и состоит из полупроводниковых наночастиц с диаметром 2-3 нм. Проведенные эксперименты не позволили нам разделить обнаруженные наночастицы по элементному составу. Нельзя исключить, что частицы образованы сплавом никеля и палладия. В пользу этого утверждения говорят и результаты работы [1], где показано, что при использовании аналогичного метода синтеза формируются именно наночастицы сплава никеля с палладием. Учитывая, что данное покрытие взаимодействовало с O_2 , полупроводниковый слой, скорее всего, включает оксиды никеля и палладия. Экспозиция в СО привела к значительному сокращению ширины запрещенной зоны с исходных 1.5-2 эВ до 0.6-0.8 эВ практически на всех наночастицах. При последующей экспозиции в H₂ подавляющее большинство наночастиц (более 85 %) полностью восстановилась. Таким образом, воздействие СО и водорода в значительной степени освободило поверхность наночастиц от оксидов.



Рис. 3. Ni-Pd наночастицы на ВОПГ

Заключение

Использование методов сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии позволило установить, что AuCu и AuNi покрытия состояли из золотых, медных и никелевых наночастиц, признаков существования наночастиц смешанного состава для них не обнаружено. В то же время NiPd покрытие, вероятно, образовано наночастицами смешанного состава. Определены адсорбционные свойства перечисленных выше покрытий по отношению к Н2, СО и О2. Показано, что первые два из перечисленных газов восстанавливали окисленную поверхность наночастиц. Адсорбция водорода на беспримесных наночастицах золота и меди приводила к трансформации их электронного строения от металлического к полупроводниковому. Экспозиция в кислороде входивших в состав гетерогенных покрытий наночастиц золота и меди, покрытых адатомами водорода, приводила к частичному удалению последнего в составе молекул воды.

Работа выполнена при частичном финансировании РФФИ (гранты № 20-03-00419).

Литература

Mahfouz R., Cadete Santos Aires F., Brenier A. *et al.* // J. of Nanoparticle Research., V. 12, 3123 (2010).

Физико-химические свойства биметаллического наноструктурированного никель-медного покрытия

А.К. Гатин^{1,*}, С.Ю. Сарвадий¹, М.В. Гришин¹, Б.Р. Шуб¹

1 ФИЦ ХФ РАН, ул. Косыгина, 4, Москва, 119991.

*akgatin@yandex.ru,

Методами скаринующей туннельной микроскопии и спектроскопии установлены морфология, электронное строение, а также адсорбционные свойства по отношению к водороду и монооксиду углерода никель-медного наноструктурированного покрытия, нанесенного на поверхность высокоориентированного пиролитического графита.

Введение

Биметаллические катализаторы проявляют высокую активность в различных химических реакциях. Биметаллические наноструктурированные системы активно используются в процессах гидрирования CO [1] и ароматических нитросоединений [2], синтеза метанола [3], низкотемпературного окисления CO [4], и некоторых других реакциях. Причем зачастую биметаллические катализаторы по некоторым показателям значительно превосходят монометаллические.

Настоящая работа посвящена определению морфологии, электронной структуры и некоторых адсорбционных свойств покрытия на основе никельмедных наночастиц, нанесенных на поверхность высокоориентированного пиролитического графита (ВОПГ).

Методика эксперимента

Эксперименты проведены в условиях сверхвысокого вакуума (давление остаточных газов $P \times 10^{-10}$ торр), что позволило исключить неконтролируемое изменение химического состава образцов за счет взаимодействия с остаточными газами и обеспечило достоверность получаемой информации.

Морфологию и электронное строение поверхности образцов на уровне единичных наночастиц, определяли с помощью топографических и спектроскопических измерений в СТМ. В качестве зондов СТМ использовались острия, изготовленные из вольфрамовой проволоки методом электрохимического травления в 0.1n растворе КОН. В экспериментах использовались только те острия, которые позволяли получать при сканировании чистой поверхности ВОПГ атомное разрешение, а также характерную для контакта двух металлов гладкую Sобразную форму зависимости туннельного тока CTM от напряжения (BAX).

Состав газовой среды в установке на всех этапах эксперимента контролировался по результатам массспектрометрических измерений. В описываемых ниже экспериментах давление напускаемых газов составляло $P = 1 \times 10^{-6}$ торр, величина экспозиции измерялась в Ленгмюрах (Л), 1 Л = 1×10^{-6} торр × сек. Длительность выдержки в газах определяла величину экспозиции.

Для синтеза наноструктурированного никельмедного покрытия использовался метод пропитки. Водные растворы Cu(NO₃)₂ и Ni(NO₃)₂ с концентрацией металла 2,5 × 10^{-5} г/мл наносились на ВОПГ, высушивались и прогревались в течение нескольких часов при T ≈ 950 К в сверхвысоком вакууме.

Результаты и обсуждение

По приведенной выше методике на поверхности ВОПГ синтезировано наноструктурированное никель-медное покрытие. Методами СТМ установлено, что такой метод синтеза приводит к образованию покрытия, состоящего из наночастиц, которые группируются около дефектов поверхности. Большая часть частиц входит в состав скоплений, однако встречаются и отдельно расположенные частицы. Наночастицы имеют сфероидальную форму с характерными латеральными диаметрами 4–10 нанометров. Высота частиц несколько меньше латеральных размеров и находится в диапазоне 2–4 нм. Пример топографического изображения участка поверхности ВОПГ с нанесенными наночастицами представлен на рис. 1.



Рис. 1. Топографическое изображение участка поверхности ВОПГ, с нанесенным никель-медным покрытием

По итогам спектроскопических измерений в СТМ установлено, что электронное строение наночастиц, составляющих покрытие, неоднородно. В пределах одной наночастицы присутствуют как области, имеющие металлический тип проводимости, так и области, имеющие полупроводниковый тип проводимости, на ВАХ которых фиксируется запрещенная зона. Тем не менее, ВАХ, усредненные по всей поверхности наночастицы были близки к ВАХ ВОПГ.

Согласно [5] при условиях синтеза, подобных используемым в настоящей работе, образуются окисленные наночастицы никель-медного сплава и небольшое количество более крупных наночастиц меди. Опираясь на результаты приведенной выше работы, а также на наши экспериментальные данные, можно заключить, что в настоящей работе получено покрытие, состоящее из окисленных никель-медных наночастиц. Более крупные медные частицы, в отличие от работы [5] не наблюдались, что, возможно, связано с другим мольным соотношением металлов и более высоким значением температуры прокаливания.

Адсорбционные свойства покрытия установлены по отношению к водороду и монооксиду углерода. Экспозиция образца в водороде 3000 Л не привела к какому-либо изменению электронного строения наночастиц, то есть водород не хемосорбировался на поверхности наночастиц и восстановления покрытия не произошло. Согласно [5] прогрев никель-медного покрытия, синтезированного схожим образом, в потоке водорода, смешанного с азотом при температуре порядка 600 К приводит к полному восстановлению наночастиц. Мы попытались провести восстановление нашего покрытия, экспонируя его дополнительно в 1000 Л водорода при одновременном прогреве образца до 700 К. Эта процедура не привела к изменению электронного строения образца. Как и раньше, в разных точках поверхности наночастиц фиксировались ВАХ, соответствующие разным типам проводимости. ВАХ усредненные по поверхности наночастиц совпали с ВАХ, усредненным по участку графита. То есть восстановления покрытия в водороде даже при условии прогрева образца до 700 К не происходит.

Для установления адсорбционных свойств покрытия по отношению к монооксиду углерода, образец был при комнатной температуре экспонирован в 1000 Л СО. После напуска СО электронное строение наночастиц стало более однородным. ВАХ, измеренные в разных точках поверхности наночастиц приобрели S-образную форму, характерную для туннельного контакта металл-металл. Кроме того, проводимость частиц стала превышать проводимость ВОПГ. Такое отличие ВАХ наночастицы от ВАХ графита свидетельствует о том, что частица состоит из металла, не покрытого слоем оксида. То есть взаимодействие с СО привело к восстановлению поверхности никель-медного покрытия.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 20-03-00419).

- Потемкин Д.И., Сапарбаев Э.С., Задесенец А.В., *и др.* // Катализ в промышленности. 2017. Т. 17, № 5. С. 383.
- Образцова И.И., Ерёменко Н.К., Сименюк Г.Ю., Ерёменко А.Н., Трясунов Б.Г. // Химия твердого топлива. 2012. № 6. С. 36.
- Мерчински П., Чешельски Р., Кедзьора А., Манукевич В., Манецки Т. // Катализ в промышленности. 2017. №1. С. 6.
- Nikolaev S.A., Golubina E.V., Shilina M.I. // Applied Catalysis B: Environmental. 2017. V. 208. P. 116.
- Wu Q., Eriksen W.L., Duchstein L.D.L., *et al.* // Catal. Sci. Technol. 2014, V.4. № 2. P. 378.

Исходная доменная структура и кинетика доменов при локальном переключении поляризации в монокристаллах и в керамике титаната бария

Л.В. Гимадеева^{1, *}, А.С. Абрамов¹, Д.О. Аликин¹, Q.Hu², X. Wei², В.Я. Шур^{1, §}

¹Институт естественных наук, Уральский Федеральный Университет, ул. Куйбышева, 48, Екатеринбург, 620000.

² Key Laboratory of the Ministry of Education & International Center for Dielectric Research, Xi'an Jiaotong University, Xi'an, China.

*lv.gimadeeva@urfu.ru, §vladimir.shur@urfu.ru

Исследовались исходная доменная структура и особенности локального переключения поляризации в монокристаллах и в керамике титаната бария, с целью выявления общих закономерностей и развития методов изучения кинетики доменной структуры в керамике многоосных сегнетоэлектриков. Рост доменов при локальном переключении в кристалле и отдельных зернах керамики охарактеризован параметрами движения доменной стенки.

Введение

Титанат бария (BaTiO₃, BTO), благодаря высоким значениям диэлектрической проницаемости и сравнительно высокой величиной спонтанной поляризации является интересным для практических приложений сегнетоэлектрическим материалом [1]. В то же самое время он обладает тетрагональной симметрией при комнатной температуре, что ограничивает число возможных направлений спонтанной поляризации и значительно упрощает анализ доменной структуры [1]. В настоящее время хорошо известно, что движение доменных стенок под действием электрического поля даёт значительный вклад в пьезоэлектрический отклик и диэлектрическую проницаемость сегнетоэлектриков [2,3]. Поэтому особый интерес представляет исследование движения доменных стенок в поликристаллических материалах методами атомно-силовой микроскопии, которые позволяют измерять сегнетоэлектрические и пьезоэлектрические свойства в отдельных зёрнах керамики [4]. Произвольная ориентация зерен керамики оказывает влияние на движение доменных стенок при переключении поляризации. В данной работе исследовались исходная доменная структура и особенности локального переключения поляризации в монокристаллах и в керамике ВТО. Были измерены зависимости радиуса и длины доменов двух типов от амплитуды и длительности импульсов напряжения и проведено сравнение движения доменных стенок для монокристаллов и зерен керамики с различной ориентацией.

Методика эксперимента и материалы

Керамика ВТО изготавливалась в Сианьском транспортном университете (Сиань, Китай). Монокристаллы ВТО были произведены CrysTec GmbH (Германия). Локальное переключение и визуализация доменов производились в режиме силовой микроскопии пьезоэлектрического отклика (СМПО), встроенном в сканирующий зондовый микроскоп (СЗМ) ИНТЕГРА Аура (NT-MDT SI, Россия). Для экспериментов использовались зондовые датчики HA NC с карбид-вольфрамовым покрытием (ScanSens, Россия). Сканирование производилось в одночастотном режиме вне резонанса с амплитудой модулирующего напряжения 3 В. Локальное переключение осуществлялось приложением к зонду серии прямоугольных импульсов амплитудой 10 В в одной точке с разной длительностью подаваемых импульсов в диапазоне от 10 мс до 50 с. Для предотвращения обратного переключения доменов зонд СЗМ отрывался от поверхности до прекращения приложения импульса. Все измерения были проведены при комнатной температуре в атмосфере сухого азота (RH = 4%).

Результаты и обсуждение

Исходная доменная структура в (001)-кристаллах ВТО представляет собой большие а- и с-домены, на поверхности кристалла [5]., спонтанная поляризация (P_s) в с-доменах перпендикулярна поверхности, а в а-доменах – ориентирована в плоскости. Стенки доменов микронного размера продолжаются от сдоменов через а-домены. с⁻- домены поляризованы однородно, в то время как с⁺ - домены покрыты изолированными округлыми микро- и нано- с⁻- доменами. Подобные доменные структуры наблюдались на обеих полярных поверхностях. Этот факт можно отнести за счет образования изолированных конических микро- и нанодоменов под действием пироэлектрического поля, возникающего при охлаждении [6, 7]. При локальном переключении формировались только 180-градусные доменные стенки.

Выявлены следующие сценарии роста домена: 1) в с⁺-доменах наблюдается изотропный рост за счёт бокового движения доменной стенки; 2) в с-доменах локальное переключение в одной точке не позволяет создать стабильный домен. Самопроизвольное обратное переключение, приводящее к быстрой релаксации больших доменов, возникающих при сканировании отрицательным напряжением в кристалле ВТО, можно объяснить большим полем смещения; 3) в а-доменах образуются домены иглообразной формы с заряженными доменными стенками, что аналогично переключению на неполярных срезах в одноосных кристаллах [8]. Приложение отрицательного напряжения приводит к появлению домена или стимулирует рост домена от соседней доменной стенки к зонду СЗМ.

В керамике ВТО также росли домены двух типов, причем их форма зависела от ориентации зерен. Боковой рост однородного с-домена наблюдался для спонтанной поляризации, ориентированной преимущественно вне плоскости. Если ориентация зерна сильно отклоняется от направления перпендикулярного поверхности, то форма домена становится удлиненной. При переключении в доменах с поляризацией, ориентированной предпочтительно в плоскости формируются игольчатые домены, аналогично случаю переключения в а-доменах монокристаллов. В отличие от монокристалла, переключение можно вызвать напряжением обеих полярностей.

Были измерены зависимости радиуса и длины доменов от амплитуды и длительности импульсов напряжения. В кристалле сильное отклонение от логарифмического закона наблюдается при радиусе домена более 120 нм. Это факт можно объяснить влиянием эффективного слияния движущейся доменной стенки с изолированными нанодоменами. Отсутствие отклонения в керамике связано с монодоменным исходным состоянием без изолированных нанодоменов. Кроме того, зависимость радиуса домена от длительности импульса пересчитывалась в зависимость скорости доменной стенки от электрического поля по методике, описанной в [9]. Более низкие значения полей активации и смещения в керамике по сравнению с кристаллом, можно объяснить меньшей толщиной зерен в керамике, что делает возможным рост сквозных доменов в керамике и конических доменов с заряженными стенками в кристалле. Не было обнаружено значительной корреляции между пьезооткликом, указывающим на ориентацию зерен, и параметрами движения доменной стенки. Наблюдаемая высокая экспериментальная погрешность определения параметров доменных стенок обусловлена особенностями взаимодействия доменных границ с дефектами, неоднородностями локального состава и исходной доменной структуры в объеме зерен.

Благодарности

Работа выполнена с использованием оборудования УЦКП «Современные нанотехнологии» УрФУ. Исследование проведено при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (проект № 20-32-90201\20).

- Merz W.J. // Physical Review V.95 (3), 690-698 (1954).
- 2. Arlt G. // Ferroelectrics V. 76, 451 (1987).
- Wada S., Yako K., Yokoo K., *et al.* // J. Appl. Phys. V. 98, 014109 (2005).
- Alikin D.O., Turygin A.P., *et al.* // Acta Mater. V. 125, 265-273 (2017).
- Hu Y.H., et al. // J. Am. Ceram. Soc. V. 69, 594 (1986).
- Shur V.Ya., *et al.* // Appl. Phys. Lett. V. 99, 082901 (2011).
- Pryakhina V.I., *et al.* // Ferroelectrics V. 525, 47 (2018).
- Shur V.Ya., et al. // Appl. Phys. Lett. V. 76, 143 (2000).
- 9. Turygin A.P., et al. // Ferroelectrics V. 508, 77 (2017).

Атомная структура и электронные свойства 2D соединения Si(111)√3×√3-(Ce,Pb)

Д.В. Грузнев^{1,*}, Л.В. Бондаренко¹, А.Ю. Тупчая¹, Ю.Е. Вековшинин¹, А.А. Яковлев¹, А.Н. Михалюк^{1,2}, АВ. Зотов^{1,2}, А. А. Саранин^{1,2}

1 Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток, 690041

2 Школа естественных наук, Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, 690950 *gruznev@iacp.dvo.ru

Представлены результаты исследований поверхностной реконструкции Si(111)√3×√3-(Ce,Pb) методами сканирующей туннельной микроскопии (CTM) и фотоэлектронной спектроскопии (ФЭС) вместе с результатами моделирования атомной и электронной структур. По атомному устройству данная поверхность близка к изолированной атомной плоскости (111) соединения CePb₃ – тяжелофермионного антиферромагнетика. Атомы Ce занимают позиции T₄, тогда как атомы Pb образуют решетку кагоме. В электронной зонной структуре наблюдается снятие вырождения по спину (эффект Рашбы), при этом точка пересечения зон располагается практически на уровне Ферми в запрещенной зоне подложки, что перспективно с точки зрения спинового транспорта.

Системы с тяжелыми фермионами (интерметаллические соединения на основе редкоземельных металлов с недостроенными f оболочками) давно привлекают внимание своими свойствами, в том числе нетривиальной (unconventional) сверхпроводимостью, эффектом Кондо и т. п. [1]. Первые сообщения о получении двумерного (2D) тяжелофермионного соединения появились сравнительно недавно [2], а синтез подобных структур на поверхности кремния до сих пор не осуществлен.

Среди систем с тяжелыми фермионами выделяется соединение CePb₃, которое является тяжелофермионным антиферромагнетиком, приобретающим сверхпроводящие свойства в сильном магнитном поле [3]. Для рассмотрения возможности синтеза такого материала в виде 2D слоя на поверхности кремния, мы изучали поведение атомов Се и Рb на поверхности Si(111) и обнаружили формирование новой поверхностной реконструкции Si(111) $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -(Ce,Pb). В настоящей работе докладываются результаты исследования его атомной структуры и электронных свойств на основе экспериментов с использованием сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСУР), а также вычислений методом функционала плотности (DFT).

Результаты и обсуждение

Процедура формирования реконструкции $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -(Се,Рb) включает в себя два этапа: (i) формирование поверхности Ce/Si(111) и (ii) адсорбция Pb на поверхность Ce/Si(111) при комнатной температуре с последующим отжигом при T \approx 400°С. Исходная поверхность Ce/Si(111) представляет собой массив одномерных цепочек атомов Ce, разделенных двойными (HCC) и одинарными (SC) рядами атомов Si [4–6]. Покрытие насыщение Ce может изменяться в пределах 0,2–0,33 MC (монослоя) за счёт разных концентраций HCC и SC; периодичность поверхности при этом изменяется от 5×2 до 3×2. При адсорбции Pb и отжиге, структура кремния восстанавливается до объемоподобной вне зависимости от концентрации Ce, а атомы Pb и Ce формируют единый слой одноатомной толщины по всей поверхности образца.



Рис. 1. СТМ изображения высокого разрешения поверхностной реконструкции Si(111)√3×√3-(Ce,Pb) заполненных (а) и незаполненных (б) состояний (±1 В). Изображения получены при 300 К; элементарная ячейка √3×√3 выделена ромбами

На Рис. 1 приведены СТМ изображения заполненных (а) и незаполненных (б) состояний поверхности (Ce,Pb)/Si(111). Периодичность изменилась на $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$. Структурным элементом реконструкции является яркий тример (один на элементарную ячейку, Рис. 1). В отличие от семейства Pb/Si(111), Том 1



Рис. 2. Структурная модель реконструкции Si(111)√3×√3-(Ce,Pb)

данная реконструкция соразмерна подложке, что подтверждается картинами дифракции медленных электронов.

Структурная модель, предложенная на основании экспериментальных данных и расчетов из первых принципов методом DFT приведена на Рис. 2. Атомы Ce (0,33 MC, т. е. один на ячейку $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$) расположены в позициях T₄. Атомы Pb (1 MC, т. е. три на ячейку) расположены в неравновесных позициях между T₁ и H₃, образуя т. н. решетку кагоме (выделена полупрозрачным фоном на Рис. 2). Такая конфигурация атомов повторяет плоскость (111) объёмного материала CePb₃. Кроме того, период решетки плоскости CePb₃(111) составляет 0,692 нм, что близко к параметру решетки $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ плоскости Si(111) (0,665 нм). Однако наличие связей Ce-Si и Pb-Si кардинально меняет электронную структуру слоя по сравнению с объемным материалом.

На Рис. 3 приведены спектры ФЭСУР с наложенными результатами DFT расчетов электронной зонной структуры. Расчёты с использованием метода гибридного функционала HSE хорошо воспроизводят все особенности экспериментального спектра. Соединение проявляет металлические свойства за счет небольших дырочных карманов в окрестностях точки М. Для этой зоны наблюдается снятие вырождения по спину (эффект Рашбы), что характерно для 2D структур на основе Pb. Особенностью является тот факт, что точка пересечения зон располагается практически на уровне Ферми в запрещенной зоне подложки, что перспективно с точки зрения спинового транспорта [7].



Рис. 3. Спектры ФЭСУР реконструкции Si(111)√3×√3-(Ce,Pb) с наложенными расчётными спектрами. Точки симметрии соответствуют поверхностной зоне Брюллиэна √3×√3

Работа поддержана грантом РФФИ № 19-02-00528. Вычисления проводились с использованием оборудования ЦКП «Дальневосточный вычислительный ресурс» ИАПУ ДВО РАН (https://cc.dvo.ru).

- Wirth S., Steglich F. // Nature Reviews Materials, V. 1, 16051 (2016).
- 2. Shishido H., et al. // Science, V. 327, 980 (2010).
- Lin C.L., *et al.* // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, V. 54–57, 379 (1986).
- 4. Liu L., et al. // Surface Science, V. 674, 40 (2018).
- Lee H.G., Lee D., Kim S., Hwang C. // Surface Science, V. 596, 39 (2005).
- Goshtasbi Rad M., Göthelid M., Le Lay G., Karlsso U.O. // Surface Science, V. 558, 49 (2004).
- Meier F., et al. // Physical Review B, V. 79, 241408 (2009).

Формирование слоя Pb двухатомной толщины на Si(111) с сегрегированным бором

Д.В. Грузнев^{1,*}, Л.В. Бондаренко¹, А.Ю. Тупчая¹, А.А. Яковлев¹, А.В. Слышкин¹ А.Н. Михалюк^{1,2}, А.В. Зотов^{1,2}, А.А. Саранин^{1,2}

1 Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток, 690041

2 Школа естественных наук, Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, 690950 *gruznev@iacp.dvo.ru

Показано изменение режима роста Pb на поверхности сильнолегированных подложек Si(111) с сегрегированным на поверхность бором (1/3 MC). Методами сканирующей туннельной микроскопии (CTM) и фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСУР) вместе с результатами численного моделирования, была получена информация о атомном устройстве и электронной зонной структуре новой реконструкции Pb/Si(111). Учитывая постоянный интерес к слоям Pb пониженной размерности, а также влияние дырочного дельта-легирования на физические свойства двумерных структур на кремнии, данная система может представлять интерес для дальнейших исследований.

Моноатомные слои Pb демонстрируют ряд интересных свойств включая 2D сверхпроводимость, спиновое расщепление электронных состояний и др. [1]. Известно, что возникновение сверхпроводящих свойств в структурах Pb/Si(111) во многом определяется химической связью Pb-Si [2]. С этой точки зрения, изменения в характере связи атомов Pb с подложкой могут привести к существенным изменениям физических свойств.

В данной работе показано формирование новой 2D структуры Pb/Si(111), полученной на сильнолегированных (0,001 Ω·см) бором подложках кремния. При отжиге примесь сегрегирует на поверхность образца и накапливается в верхнем двойном слое Si (Рис. 1). Известны случаи изменений физических свойств низкоразмерных систем, формируемых на таких подложках, без изменений в их кристаллическом устройстве [3]. В данном работе наблюдалось изменение режима роста Pb и формирование новой реконструкции Pb/Si(111).

Несмотря на то, что атомы бора в верхнем двойном слое Si непосредственно не участвуют в формировании химических связей с Pb, атомная и электронная структуры слоя Pb принципиально отличаются от «обычных» для системы Pb/Si(111) реконструкций (гексагональная и полосчатая несоразмерные $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$, HIC и SIC, соответственно). Используя сканирующую туннельную микроскопию (СТМ) и фотоэлектронную спектроскопию (ФЭС), а также с помощью вычислений в рамках теории функционала плотности, была получена информация о атом-

ном устройстве и электронной структуре новой реконструкции Pb/Si(111). Моделированные СТМ изображения и зонная структура находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.



Рис. 1. СТМ изображения и структурная модель реконструкции √3×√3-Pb/Si(111)-В

Работа поддержана грантами РФФИ № 19-02-00528 и 20-02-00497.

- Brun C., Cren T., Roditchev D. // Superconductor Science and Technology, V. 30, 013003 (2017).
- Noffsinger J., Cohen M.L. // Solid State Communications, V. 151, 421 (2011).
- Ming F., et al. // Nature Communications, V. 8, 14721 (2017).

Исследование влияния геометрических параметров массива ориентированных углеродных нанотрубок на их пьезоэлектрические свойства

А.В. Гурьянов, М.В. Ильина*, О.И. Осотова, О.И. Ильин, О.А. Агеев

Южный Федеральный Университет, Институт Нанотехнологий, Электроники и Приборостроения, ул. Шевченко, 2, Taraнpor, 347922. *mailina@sfedu.ru

Экспериментально установлено, что величина тока, генерируемого в процессе деформации массива углеродных нанотрубок (УНТ), зависит от длины и диаметра УНТ, а также степени иерархичности массива в целом. Процесс генерации тока в результате деформации УНТ обусловлен ее аномальными пьезоэлектрическими свойствами. Показано, что величина генерируемого тока изменяется от 99 нА до 1,44 мА в зависимости от параметров массива УНТ. Полученные результаты могут быть использованы для создания наногенераторов на основе массивов ориентированных УНТ, способных преобразовывать наноразмерные деформации в электрическую энергию.

Введение

Стремительное развитие нанотехнологий приводит к постепенному снижению размеров и энергопотребления электронных приборов и устройств, что открывает возможности использования энергии окружающей среды в качестве источников питания таких устройств. Ориентированные углеродные нанотрубки (УНТ) представляют собой перспективный материал для разработки и создания такого энергоэффективного наногенератора, благодаря своим уникальным механическим параметрам и аномальным пьезоэлектрические основы создания наногенераторов на основе ориентированных УНТ на данный момент отсутствуют, что требует проведения дальнейших исследований в этом направлении. Целью данной работы является исследование влияния иерархичности массива и длины ориентированных углеродных нанотрубок на величину генерируемого тока в процессе их деформации.

Образцы и методы исследования

В качестве экспериментальных образцов были выращены массивы ориентированных углеродных нанотрубок методом плазмохимического осаждения из газовой фазы при температуре роста 675 °C и толщине каталитического слоя никеля от 5 до 30 нм [5]. Исследования экспериментальных образцов методом растровой электронной микроскопии (РЭМ) показали, что диаметр УНТ составлял 55 ± 7 нм, длина изменялась от 10,7 до 19,6 мкм (Рис. 1).



Рис. 1. РЭМ-изображения массивов ориентированных УНТ, выращенных при толщине каталитического слоя 5 нм (а), 20 нм (б) и 30 нм (в)

При этом увеличение толщины каталитического слоя до 20 нм и более приводило к увеличению разориентированности и иерархичности массива УНТ (Рисунок 1).

Определение величины генерируемого в процессе деформации УНТ тока проводились с использованием ранее разработанной методики исследования пьезоэлектрического отклика на основе метода атомно-силовой микроскопии (ACM) [4]. Сила прижима зонда ACM к поверхности УНТ изменялась от 0 до 300 нН.

Анализ результатов

Результаты исследований экспериментальных образцов методом АСМ показали, что при толщине каталитического слоя никеля от 5 до 15 нм наблюдается вертикально ориентированный рост УНТ (Рисунок 1а). При этом длина УНТ увеличивалась от 11,3 до 18 мкм, что приводило к уменьшению величины генерируемого тока от 316 нА до 136,4 нА. Данная зависимость связана с уменьшением относительной деформации УНТ при увеличении ее длины при заданной силе воздействия около 300 нН. При увеличении каталитического слоя никеля до 20 нм наблюдалось дальнейшее увеличение длины УНТ до 19,6 мкм и формирование разориентированной структуры массива УНТ (Рисунок 1б), что приводило к снижению генерируемого тока в процессе деформации до 99 нА. При толщине слоя никеля 30 нм наблюдался резкий скачок величины генерируемого тока до 1,44 мкА. Это, вероятно, связано с резким уменьшением длины УНТ до 10,7 мкм и иерархичностью структуры массива УНТ (Рисунок 1в). Это приводило к формированию на вершинах основных УНТ диаметром 64 нм разветвленных нанотрубок диаметром около 10 нм и, как следствие, к существенному повышению чувствительности массива к внешним механическим деформациям. Кроме того, было установлено, что даже незначительное уменьшение диаметра УНТ от 48 до 63 нм приводило к уменьшению величины генерируемого тока почти в 1,5 раза. Данная зависимость связана с двумя факторами: во-первых, с увеличением диаметра уменьшается кривизна поверхности графенового листа, образующего УНТ, что приводит к росту величины поляризации [3]; во-вторых, с увеличением диаметра увеличивается жесткость на изгиб УНТ [6], что приводит также к меньшей относительной деформации УНТ при заданной силе воздействия.

Необходимо отметить, что процесс генерации тока при деформации массива УНТ обусловлен аномальными пьезоэлектрическими свойствами углеродных нанотрубок [3 – 5]. Причиной проявления пьезоэлектрических свойств у УНТ, вероятно, является нарушение их центросимметричной структуры в результате неоднородной деформации и/или дефектности. Однако это утверждение требует проведения дальнейших исследований.

Заключение

Таким образом, установлено, что величина генерируемого тока в процессе деформации массива углеродных нанотрубок зависит от длины и диаметра УНТ, а также от структуры всего массива в целом. Показано, что в зависимости от длины (от 10,7 до 19,6 мкм) и диаметра УНТ (от 48 до 63 нм) величина генерируемого тока изменялась от 99 до 136 нА. При этом формирование иерархичной структуры массива УНТ позволяло существенно повысить значение генерируемого тока до 1,44 мкА. Полученные результаты могут быть использованы для разработки физико-технологических основ создания наногенераторов на основе массивов ориентированных углеродных нанотрубок, способных преобразовывать наноразмерные деформации в электрическую энергию.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 20-79-00284).

- 1. Hu Y., Wang Z.L. // Nano Energy, V. 14, 3 (2014).
- Wang H., et al. // Nanoscale, V. 8 (43),18489 (2016).
- Kundalwal S.I., Meguid S.A., Weng G.J. // Carbon, V. 117, 462 (2017).
- Il'ina M.V., Il'in O.I., Blinov Yu.F., et al. // Materials, V. 11, 638 (2018).
- Нанотехнологии в микроэлектронике / под ред.
 О.А. Агеева, Б.Г. Коноплева. М.: Наука, 511 с. (2019).
- Ageev O.A., Ilin O.I., Kolomiytsev A.S., et al. // Advanced Materials Research, V. 894, 355 (2014).

Адсорбция водорода на биметаллических кластерах Au_nNi_m, Au_nCu_m и Cu_nNi_m, n+m=13

Н.В. Дохликова¹, В.А. Харитонов¹, С.А. Озерин¹, С.В. Доронин¹, М.В. Гришин¹, Б Р. Шуб¹

¹ ФИЦ ХФ РАН, Москва, ул. Косыгина, 119334 dohlikovanv@gmail.com

В работе представлены результаты квантово-химического моделирования адсорбции атома H на биметаллических наночастицах AuNi, AuCu и CuNi. Установлено, что изменения электронной структуры этих кластеров зависят как от трансформации атомной структуры кластера, так и переноса заряда. Влияние переноса заряда проявляется наиболее заметно в кластерах, состоящих из атомов со слабо различающейся постоянной решетки Cu и Ni. При сильных различиях постоянной решетки изменения адсорбционных свойств будет определяться в большей степени атомной трансформацией.

Введение

С помощью квантово-химического моделирования в приближении теории функционала плотности (ТФП) исследована адсорбция атомарного H на биметаллических наночастицах AuNi, AuCu и CuNi. Цель работы заключалась в установлении энергии связи адатома в различных позициях относительно атомов биметаллического кластера и определение соответствующих изменений локальной плотности состояний системы, измеренной с помощью сканирующей туннельной микроскопии/спектроскопии (СТМ/СТС).

Метод расчетов

Моделирование взаимодействия атома Н с биметаллическими наночастицами AuNi, AuCu и CuNi проведено в рамках ТФП в обобщенном градиент-(GGA) и с ном приближении обменнокорреляционным функционалом РВЕ. Для расчетов использовались программные пакеты QuantumEspresso 5.1.1 (QE) [1] и OpenMX 3.8 (OMX) [2]. В QE использован ультрамягкий псевдопотенциал с учетом релятивизма движения электронов и энергией отсечки базисного набора 33 Ридбрега (Ry). Наборы примитивных базисных функций в пакете ОМХ примерно соответствовали двойному набору слэттеровских функций. Спиновая поляризация не учитывалась. Исследование особенностей взаимодействия атома Н с указанными выше кластерами производилось путем расчета параметров связи и спроектированных плотностей состояний при различных положениях адсорбированного атома Н на поверхности, т. е. на различных сайтах.

Атомная структура биметаллических кластеров создавалась путем замены атомов на поверхности икосаэдрических изомеров кластеров Au_{13} , Ni_{13} и Cu_{13} и последующей оптимизации с помощью квазиньютоновских методов [3]. Для дальнейшего исследования были выбраны биметаллические кластеры, имитирующие единичные дефекты на поверхности наночастицы, $Au_{12}Ni_1$, $Ni_{12}Au_1$, $Au_{12}Cu_1$, $Cu_{12}Au_1$, $Cu_{12}Ni_1$, $Ni_{12}Cu_1$ с единственным замещенным атомом на поверхности кластера, и янускластеры, у которых атомы разного типа сегрегированны и имеют границу раздела, Au_7Ni_6 , Ni_7Au_6 , Au_7Cu_6 , Cu_7Au_6 , Ni_7Cu_6 , Cu_7Ni_6 .

Результаты и обсуждение

Одним из факторов, отвечающим за изменения адсорбционных свойств биметаллических кластеров, является атомная трансформация. Поскольку равновесные межатомные расстояния в кластерах с атомами разного сорта различны, биметаллический кластер будет испытывать деформацию растяжения или сжатия, в зависимости от состава. При растяжении перекрытие атомных оболочек будет уменьшаться, что приведет к сужению и повышению плотностей состояний. При сжатии перекрытие атомных оболочек будет, напротив, увеличиваться, что приведет к расширению и понижению плотности состояний [4]. Согласно резонансной модели хемосорбции расширение распределения плотности состояний будет приводить к уменьшению энергии связи, а сжатие, напротив, к увеличению [5]. Однако, в биметаллическом кластере возможно также перераспределение электронной плотности. Избыток или недостаток электронной плотности на отдельных атомах может повлиять на

взаимодействие с ними Н неоднозначно, так как приводит к изменению уровня Ферми и трансформации атомной структуры. Анализ заселенности по Малликену показал, что в биметаллических кластерах атомы Аи всегда заряжены отрицательно, а атомы Ni положительно. Атом Си приобретает отрицательный заряд в окружении Ni и положительный в окружении Au. Поскольку на единственном замещенном атоме в биметаллическом кластере накопление заряда больше, можно ожидать отклонения от резонансной модели хемосорбции.

Расчеты показали, что плотность состояний примесного атома Ni сдвинута вниз и энергия связи с атомом Н меньше, чем в монометаллическом кластере. Здесь проявляется влияние заряда, при доминирующей атомной деформации плотность состояний должна была сдвигаться вверх по энергии. Плотность состояний примесного атома Аи сдвинута вниз по энергии, и энергия связи с атомом Н меньше, чем в гомогенном кластере, что говорит о преобладающем влиянии атомной деформации. Энергия связи примесного атома Си с Н всегда больше, чем в гомогенном кластере, при этом плотность состояний атома Си в окружении Аи сдвигается вверх по энергии, что указывает на преобладающее влияние атомной деформации, а плотность состояний атома Си в окружении Ni сдвигается вниз по энергии, что может быть связано с влиянием заряда.

Изменения энергетических спектров в янускластерах AuCu и AuNi заключаются в расширении и сдвиге вниз по энергии плотности состояний атомов Аи и сжатии и сдвиге вверх плотности состояний атомов Си. Плотность состояний атомов Ni практически не изменяется по сравнению с этими же параметрами в соответствующих гомогенных кластерах. Поскольку равновесное расстояние между атомами Аи больше, чем между атомами Си и Ni, основная тенденция изменения плотности состояний обусловлена трансформацией атомной структуры и заметней проявляется для атомов с заполненной d-оболочкой, Au и Cu. В янускластере CuNi плотность состояний атомов Cu и Ni не испытывает заметных изменений по сравнению с плотностями состояний в гомогенных Cu- и Ni кластерах, поскольку равновесные расстояния между атомами Си и Ni различаются не сильно.

Согласно результатам расчетов для биметаллических кластеров энергия связи атома Н на подсистеме Au уменьшается, а на Cu и Ni увеличивается по сравнению с монометаллическими кластерами, что коррелирует с изменениями энергетических спектров под влиянием атомной трансформацией. В янус-кластере CuNi энергия связи атома Н на медной подсистеме увеличивается, а на никелевой уменьшается. Однако плотность состояний при этом практически неизменна. Видимо, в таком биметаллическом кластере с близкими значениями равновесных расстояний между атомами, большую роль будет играть перераспределение электронной плотности.

При адсорбции Н плотность состояний в янускластерах AuCu и AuNi качественно изменяется также как и в гомогенных кластерах. В янускластере CuNi плотность состояний атомов Ni и Cu практически не изменяется. Полученные результаты моделирования хорошо коррелируют с результатами CTM/CTC экспериментов [6].

Работа выполнена в рамках государственного задания (номер государственной регистрации темы АААА-А20-120013190076-0), а также при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 20-03-00419).

Все расчеты выполнены с использованием вычислительных ресурсов Межведомственного Суперкомпьютерного Центра РАН (МСЦ РАН).

- Giannozzi P., Andreussi O., Brumme T., *et al.* // J. Phys. Condens. Matt. V. 29(46), 30(2017).
- Ozaki T., Kino H. // Phys. Rev. B. V. 69(19), 19(2004).
- Гилл Ф., Мюррей У., Райт М. Практическая оптимизация, Пер. с англ. — М.: Мир, 1985. — 509 с.
- Hammer B., Norskov J.K. // Advan. Catal. V. 45, 71 (2000).
- Hammer B., Norskov J.K. // Surf. Sci. V. 359(1-3), 306 (1996).
- Grishin M.V., Gatin A.K., Dokhlikova N.V. *et al.* // Russ. J. Phys. Chem. B. V. 13(1), 9 (2019).

Исследование локальных особенностей электронной системы интеркалированных углеродных нанотрубок различными методиками на базе высоковакуумного АСМ

А.А. Жуков^{1,*}, С.И. Божко¹, А.А. Елисеев²

¹Институт физики твердого тела РАН, Институтская ул. д.2, Черноголовка, 142432.

² Химический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва, 119991.

*azhukov@issp.ac.ru

Была измерена работа выхода одностенных углеродных нанотрубок (УНТ), интеркалированных AgI, ϕ (УНТ@AgI)=5.13±0.015 эВ. Измерения были проведены в условиях вакуума при комнатной температуре двумя различными локальными методиками: методикой локального зонда Кельвина, а также методикой измерения вариации топографии. Результаты измерения обеими методиками совпадают. Проведена калибровка методики измерения вариации топографии.

Введение

Измерения локальных особенностей электронной системы углеродных нанотрубок представляют повышенный интерес как в связи с тем, что данные объекты могут быть базовым элементом электроники, так и в связи с тем, что УНТ являются интереснейшим объектом исследования благодаря достаточно интересной и сложной физической природе данных одномерных молекул, которое характеризуется наличием в них баллистического одномерного транспорта, спин-орбитального взаимодействия, дополнительного орбитального вырождения в электронной системе и т.д. Отдельно следует отметить возможность локального изменения электронной системы УНТ путем ее допирования. Данная процедура может быть выполнена как методом декорирования, когда допант расположен снаружи УНТ, так и методом интеркаляции. Во втором случае допант расположен внутри УНТ. Расположение допанта внутри УНТ практически не влияет на геометрические размеры УНТ, диаметр которых остается в пределах единиц нанометров. Именно методика интеркаляции УНТ, видимо, будет лежать в основе модификации УНТ в будущих электронных компонентах. В настоящее время уже имеются устойчиво рабочие р-п диоды на основе локально интеркалированных УНТ [1].

Следует, однако, отметить, что такая важная величина для характеризации электронной системы интеркалированной УНТ (УНТ@AgI) как локальная работа выхода, в условии вакуума до сих пор не была измерена. Предыдущие измерения были проведены в условии сухого воздуха и не могут быть признаны вполне надежными в связи с тем, что окружающая атмосфера обычно достаточно сильно допирует УНТ. В данном докладе была измерена локальная работа выгода одностенной УНТ@AgI в условии вакуума при комнатной температуре двумя различными сканирующими методиками: методикой двухпроходного локального зонда Кельвина, а также методикой измерения вариации топографии. Кроме того, была проведена калибровка второй методики.

Методики эксперимента и экспериментальные результаты

В нашем эксперименте в качестве подложки использовалась кремниевая шайба с *р*-типом допирования, которая служила в качестве заднего затвора, и которая была покрыта оксидом кремния толщиной 1000 нм. На поверхности оксида кремния была напылена палладиевая сетка. Характерный размер ячейки сетки 10 мкм. На поверхность подложки с сеткой наносилась взвесь УНТ в изопропиловом спирте. Местоположение трубок определялось сначала при помощи сканирующего электронного микроскопа, а затем при помощи атомно-силового микроскопа. Интеркалированные УНТ@АgI уже исследовались подробно как при помощи рамановской спектроскопии, так и при помощи просвечивающего электронного микроскопа [2]. Как уже отмечалось ранее, измерения локальной работы выхода

УНТ@AgI в условии сухого воздуха уже были проведены кантилевером с остриём из карбида вольфрама (NSG11/W2C, NT-MDT Spectrum Instruments) Φ (УНТ@AgI)=5.08 эВ [3] и кантилевером с острием из допированного алмаза (DCP-11, NT-MDT Spectrum Instruments) Φ (УНТ@AgI)=5.12 эВ [4].

Для измерения локальной работы выхода в УНТ@AgI в вакууме был использован атомно-силовой микроскоп Solver-HV (NT-MDT, Spectrum Instruments). Измерения проводились при давлении $P < 10^{-2}$ мбар, и при давлении $P < 10^{-5}$ мбар, результаты измерений при двух различных давлениях совпали с точностью 10 мэВ, поэтому приведены измерения при давлении $P < 10^{-2}$ мбар, поскольку они демонстрируют несколько меньший уровень шума, который, видимо, обусловлен выключенным турбомолекулярным насосом. В методике измерения локальной работы выхода зондом Кельвина использовались кантилеверы DCP-11, аналогично [4]. Причин использования данных кантилеверов две. Первая хорошие механические свойства данного кантилевера, которые позволяли провести настройку измерения методикой зонда Кельвина с большими допусками. Хорошо известно, что правильный выбор как амплитуды, так и фазы сигнала приводит к погрешностям в измерении работы выхода, особенно в условии вакуума, т.е. высокой добротности кантилевера. Вторая причина – надежная, практически не деградирующая поверхность допированного алмаза данного кантилевера, которая не требует регулярной перекалибровки на Pd сетке. Результат измерения локальной работы выхода Φ (УНТ@AgI) = 5.12 эВ, который совпал с результатом измерения в сухом воздухе, полученным с использованием кантилевера того же типа [4].

Вторая методика, которая использовалась для измерения локальной работы выхода – методика измерения вариации топографии при прикладывании разности потенциалов между зондом и образцом. Для данных измерений использовался зонд компании BRUKER, SCM-PIC-V2. Данные кантилеверы имеют характерную жесткость κ =0.2 Н/м и добротность в вакууме $Q \sim 15000$. Они оказались оптимальными для данной методики. Разность электрохимического потенциала (ЭХП) между зондом и образцом приводит к смещению частоты колебаний кантилевера и, как следствие, к артефактам в топографии. Увеличение измеряемого диметра УНТ зависит степенным образом от разности ЭХП, таким

образом, измеряя данное отклонение, можно извлечь значение локальной работы выхода. Измеренное значение оказалось равным Φ (УНТ@AgI) = 5.13 ± 0.015 эВ. Учитывая, что геометрический фактор в данной методике оказывается порядка единицы, измеренное значение можно рассматривать как несколько более достоверное, чем полученное методикой локального зонда Кельвина. Следует отметить, что результаты обоих измерений укладываются в допустимое значение ошибки, связанной с температурой проведения эксперимента T=300 К, т.е. примерно 25 мэВ.

Заключение

В данной работе представлены результаты исследования локальных свойств УНТ, интеркалированных AgI. Впервые была измерена работа выхода одностенных УНТ, интеркалированных AgI, в условии вакуума, Φ (УНТ@AgI) = 5.13 эВ. Данный результат хорошо коррелирует с ранее измеренной работой выхода в условии атмосферы сухого воздуха. Измерения были проведены методикой локального зонда Кельвина и методикой измерения вариации топографии. Результаты измерения работы выхода обеими методиками совпали с точностью 10 мэВ, т.е. в пределе ошибки обусловленной температурой измерения T = 300 К. Следует отметить, что полученный геометрический фактор порядка единицы делает вторую из примененных методик более предпочтительной при измерении работы выхода при комнатной температуре по сравнению со стандартной двухпроходной методикой локального зонда Кельвина.

Работа выполнена в рамках госзадания ИФТТ РАН и проекта РФФИ 19-29-03021мк.

- Li Y.F., Hatakeyama R., Shishido J., *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 90, 173127 (2007).
- Eliseev A.A., Yashina L.V., Verbitskiy N.I., *et al.* // Carbon, V. 50, 4021 (2012).
- Zhukov A.A., Chernysheva M.V. and Eliseev A.A. // JETP, V. 123, 143 (2016).
- Zhukov A.A., Gartman V.K., and Eliseev A.A. // Proceedings of the 15th International Conference on Nanophysics and Nanoelectronics, V. 1, 255 (2011).

Исследование ловушек в нанокерамике по динамике катодолюминесценции и поглощенного тока

М.В. Заморянская^{1*}, Е.В. Иванова¹, К.Н. Орехова¹

1 Физико-Технический Институт им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, д.26, 194021.

*zam@mail.ioffe.ru

В работе исследовалось влияние ловушек на катодолюминесценцию и поглощенный ток монокристаллов и нанокерамики на основе иттро-алюминиевого граната, активированного ионом неодима. Проведено сравнение типа и количества ловушек в монокристалле и керамике.

Введение

Иттрий-алюминиевый гранат (YAG), легиро-ванный редкоземельными элементами, является одним из наиболее широко используемых мате-риалов для изготовления активных элементов твердотельных лазеров ИК диапазона, работающих как в непрерывном, так и в импульсном режимах. Монокристаллы YAG имеют высокую механическую прочность, хорошую химическую стабильность, превосходные термические и оптические характеристики. Однако монокристаллы YAG, несмотря на значительное совершенствование технологий их выращивания (метод Чохральского, метод горизонтальной направленной кристаллизации и др.), имеют ряд недостатков, обусловленных неравномерным легированием. Это приводит к неоднородностям оптических характеристик, тем больших, чем больше размеры изготавливаемых оптических элементов. Кроме того, технология выращивания монокристаллов является достаточно дорогостоящей [1].

Нанокерамика на основе YAG:Nd³⁺ – перспективный лазерный материал, способный заменить монокристалл YAG:Nd3+ и значительно удешевить производство твердотельных лазеров на его основе. В настоящее время ведутся активные разработки по созданию лазерной керамики на основе YAG:Nd³⁺, сравнимой по своим спектрально-генерационным характеристикам с монокристаллами. Кроме того этот материал может быть использован в качестве сцинтиллятора для регистрации и исследования ионизирующего излучения. Оптические и люминесцентные свойства керамики YAG:Nd³⁺ исследо-

ваны в работах [2–6]. Однако все эти работы посвящены люминесценции материала исключительно в ИК диапазоне. При возбуждении образца электронным пучком с энергией 5–20 кэВ в спектре люминесценции YAG:Nd³⁺ появляются интенсивные полосы излучения видимого и УФ диапазонов. Это и определяет перспективность использования этого материала в качестве сцинтиллятора.

Для возбуждения этих полос необходима энергия более 5 эВ (250 нм). При возбуждении образце излучением с меньшей энергией эти переходы не возбуждаются. Исследование высокоэнергетических переходов позволяет получить дополнительную информацию об электронном строении материала, в том числе о наличии ловушечных уровней, напрямую влияющих на люминесцентные характеристики материала. Целью настоящей работы является исследование ловушечных состояний в нанокерамики и сравнение их с монокристаллом.

Исследование спектров катодолюминесценции нанокерамики и монокристаллов YAG:Nd³⁺ в УФ диапазоне

Исследования проводились на монокристалле, содержащем 0.11 ат. % Nd^{3+} и нанокерамике с концентрацией Nd^{3+} 0.15 ат. %. Содержание активатора было измерено с погрешностью 0.02 ат. %. Основным уровнем, с которого наблюдаются переходы в УФ и видимом диапазонах, является уровень 2*F*5/2. Для его возбуждения необходима энергия не ниже 5 эВ (40000 см–1). На рис. 1 представлены спектры КЛ монокристалла и нанокерамики в УФ диапазоне наблюдаются узкие полосы, f-f переходов иона Nd³⁺на фоне широкой полосы, связанной с собственными дефектами (вакансиями кислорода). Как видно из рисунка интенсивность и форма узких полос в обоих образцах близка, интенсивность широкой полосы в нанокерамике заметно выше.



Рис. 1. Спектры КЛ монокристалла и нанокерамики в УФ диапазоне

Изучение ловушечных состояний в нанокристаллических материалах и монокристаллах

При облучении образцов электронным пучком часть электронов обратно рассеивается от образца, другая часть электронов проникает в образец и возбуждает его электронную подсистему. После торможения избыточные электроны стекают с образца, и формируют поглощенный ток, регистрируемый прибором. Если в образце есть ловушки, которые приводят к локализации заряда то часть носителей заряда может быть захвачена этими ловушками. Этот процесс влияет как на динамику поглощенного тока, так и на динамику интенсивности полос катодолюминесценции, если они связаны с ловушками. Динамика поглощенного тока может иметь сложный характер в зависимости от типа ловушек. Если в образце есть ловушки, способствующие локализации отрицательного заряда, то с момента начала облучения образца электронным пучком они захватывают электроны. Это приводит к тому, что в начальный момент времени поглощенный ток увеличивается со временем. Если в образце на ловушках локализуется положительный заряд, то наблюдается уменьшение поглощенного тока. Время изменения поглощенного тока зависит от вероятности захвата заряда ловушками, а относительное изменение величины поглощенного тока пропорционально количеству ловушек. [7]. Для монокристалла и нанокерамики были получены следующие зависимости (Рис. 2, 3).



Рис. 2. Динамика КЛ а) широкой полосы дефектов в YAG (350 нм.) и b) пика Nd (271 нм.) (черная линия) и поглощенного тока (красная линия) в образце монокристалла YAG:Nd



Рис. 3. Динамика КЛ а) широкой полосы дефектов в YAG (350 нм.) и b) пика Nd (271 нм.) (черная линия) и поглощенного тока (красная линия) в образце нанокерамики YAG:Nd

Как видно из представленных рисунков тип и количество ловушек в монокристалле и нанокерамике принципиально отличается. В монокристалле наблюдается локализация отрицательного заряда, что сопровождается падением интенсивности люминесценции, тогда как в нанокерамики локализуется положительный заряд. Это приводит к увеличению интенсивности люминесценции.

- Федоров П.П., Маслов В.А., Усачев В.А., Кононенко Н.Э. // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Приборостроение. 2012. С. 28.
- Mah T., Parthasarathy N.A., Lee H.D. // J. Ceram. Process.Res. 2004. V. 5. P. 369–379.
- Ikesue A., Kinoshita T., Kamata K., Yoshida K. // J. Amer.Ceram. Soc. 1995. V. 78, № 4. P. 1033– 1040.
- Kaminskii A.A., Kravchenko V.B., Kopylov Yu.L. // Phys. Stat. Sol. (a). 2007. V. 204, № 7. P. 2411– 2415.
- Ikesue A., Aung Y.L. // Nature Photonics. 2008. V. 2, № 12. P. 721–727.
- Lu J., Ueda K., Yagi H. // J. Alloys Comp. 2002. V. 341. P. 220–225.
- П.А. Дементьев, Е.В. Иванова, М.В. Заморянская, //ФТТ, т. 61, В. 8, стр. 1448–1454 (2019).

Таллен: графеноподобный атомный слой таллия

А.В. Зотов^{1*}, Л.В. Бондаренко¹, А.Ю. Тупчая¹, Д.В. Грузнев¹, А.Н. Михалюк^{1,2}, А.А. Саранин^{1,2}

1 Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток, 690041.

2 Школа естественных наук, Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, 690950.

*zotov@iacp.dvo.ru

Графеноподобные низкоразмерные материалы, получившие название 2D-Xenes (X = Si, Ge, Sn, Pb, As, Sb или Bi), представляют собой слои атомной толщины, в которых атомы одного элемента образуют сотовую структуру на подходящей для этого подложке. В настоящей работе был синтезирован новый член семейства 2D-Xenes *таллен*, образованный атомами элемента III группы таллия (TI). Таллен образуется, когда 2/3 моноатомного слоя таллия на поверхности моноатомного слоя силицида никеля NiSi₂ на подложке Si(111) при охлаждении ниже ~150 К кристаллизуется в двумерную решетку с периодом √3×√3, имеющую сотовую графеноподобную геометрию. По сравнению с гипотетическим свободно подвешенным талленом, таллен на подложке NiSi₂/Si(111) испытывает сильные растягивающие напряжения. Было установлено, что хотя при таком воздействии подложки таллен мог бы перейти в топологически нетривиальную фазу, в реальности собственные электронные свойства таллена оказываются в значительной степени подавлены за счет гибридизации с электронами подложки NiSi₂/Si(111).

Открытие графена вызвало резкий рост внимания исследователей к системам пониженной размерности. Среди них особое место занимают так называемые 2D-Xenes, которые представляют собой моноатомные слои атомов одного элемента, образуюграфеноноподобную сотовую структуру. ших (Трудно подобрать адекватный термин на русском языке, поэтому приходится использовать англоязычный). Возможность существования стабильных 2D-Xenes рассматривалась в многочисленных теоретических работах, представленных, например, в обзорных статьях [1,2]. Более того, появились и экспериментальные работы, в которых сообщалось (хотя и с разной степенью достоверности) о синтезе графеноподобных атомных слоев на основе элементов IV группы Si (силицена), Ge (германена), Sn (станена), Рb (плюмбена), элементов V группы Р (фосфорена), As (арсена), Sb (антимонена), Bi (висмутена). Эксперименты показали, что успешный синтез 2D-Хепе в большей степени определяется правильным подбором подходящей подложки, которая, зачастую, имеет достаточно непростые строения и состав.

В настоящей работе нам удалось впервые синтезировать 2D-Хепе из атомов элемента III группы таллия, т.е. таллена [3]. Принципиальным шагом для синтеза таллена было формирование сэндвичструктуры на поверхности Si(111), состоящей из атомного слоя таллия с покрытием 2/3 МС (монослоя, 7,8×10¹⁴ см⁻²) поверх моноатомного слоя силицида никеля NiSi2. Подготовка указанной сэндвич-структуры включала в себя следующие шаги: (1) формирование поверхностной реконструкции Tl/Si(111)1×1, содержащей 1,0 MC Tl; (2) осаждение на нее 1,0 MC Ni при комнатной температуре и последующий отжиг образца при 300°С, в результате которого атомы Ni проникают под слой Tl и образуют там моноатомный слой NiSi₂ [4]; (3) деликатная десорбция 1/3 МС ТІ при 375°С, в результате чего на поверхности NiSi₂/Si(111) остается 2/3 MC Tl. Хотя сформированный таким образом образец содержит 2/3 MC Tl, на CTM изображениях при комнатной температуре он выглядит неотличимым от образца с полным покрытием 1,0 MC Tl, демонстрируя поверхностную структуру с периодом 1×1 (Рис. 1 (а)).



Рис. 1. СТМ изображения (23×23 нм), полученные от поверхности образца TI/NiSi₂/Si(111) с 2/3 МС TI при (а) 300 К и (б) при 70 К. Вставки на (а) и (б) показывают СТМ изображения высокого разрешения от участков поверхности 2,3×2,3 нм. (в) Схематическое изображение структуры таллена на поверхности подложки NiSi₂/Si(111)

Иллюзорное впечатление складывается из-за того, что атомы Tl подвижны и в ходе своей миграции временно занимают все возможные адсорбционные положения, а СТМ дает усредненную по времени картину. При понижении температуры хаотическое движение атомов Tl замедляется, и при достижении температуры ~150 К они кристаллизуются в двумерную кристаллическую решетку с периодом $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ (Рис. 2), имеющую сотовую графеноподобную геометрию, т.е. таллен. Формирование таллена по существу задается поверхностной концентрацией атомов Tl в 2/3 MC, так как упорядочение плотноупакованного гексагонального массива атомов, где каждый третий атом отсутствует, естественно приводит к образованию сотовой структуры, о чем свидетельствуют СТМ изображения высокого разрешения, записанные при низких температурах (Рис. 1 (б)).



Рис. 2. (а) Картины ДМЭ (Е_р = 40 эВ), полученные при разных температурах. Основные рефлексы обведены желтыми кружками для удобства восприятия. (б) Температурная зависимость интенсивности рефлексов суперструктуры √3×√3 на картинах ДМЭ (голубые кружки, левая шкала) и длины корреляции, рассчитанной из полуширины рефлексов (красные кружки, правая шкала)

Анализ на основе теоретических расчетов показал, что по сравнению с гипотетическим свободно подвешенным талленом, таллен, сформированный на поверхности NiSi₂/Si(111), испытывает сильные растягивающие напряжения. Было также установлено, что в этой системе собственные электронные свойства таллена в значительной степени подавлены из-за гибридизации с электронами подложки NiSi₂/Si(111).

Работа поддержана Грантом РФФИ 20-02-00510.

- 1. Molle A., *et al.* // Nature Materials, **16**, 163 (2017).
- 2. Ersan F., *et al.* // Applied Physics Reviews, **6**, 021308 (2019).
- 3. Gruznev D.V., *et al.* // 2D Materials, **7**, 045026 (2020).
- Bondarenko L.V., *et al.* // 2D Materials, 7, 025009 (2020).

Разработка методики определения пьезоэлектрического коэффициента ориентированных углеродных нанотрубок

М.В. Ильина*, О.И. Ильин, А.В. Гурьянов, О.А. Агеев

Южный Федеральный Университет, Институт Нанотехнологий, Электроники и Приборостроения, ул. Шевченко, 2, Таганрог, 347922. *mailina@sfedu.ru,

В работе представлена оригинальная методика определения пьезоэлектрического коэффициента ориентированных углеродных нанотрубок (УНТ), проявляющих аномальные пьезоэлектрические свойства. В основу разработанной методики положен эффект формирования внутреннего электрического поля в деформированной УНТ, величина которого определяется деформацией и пьезоэлектрическим коэффициентом нанотрубки. С использованием разработанной методики определяены значения пьезоэлектрических коэффициентов УНТ, выращенных при разной толщине каталитического слоя, которые составили от 0,021 до 0,119 Кл/м². Полученные результаты могут быть использованы для нанодиагностики аномальных пьезоэлектрических параметров ориентированных углеродных нанотрубок.

Введение

Исследования последних трех лет показывают, что углеродные нанотрубки (УНТ) проявляют аномальные пьезоэлектрические свойства при нарушении центральной симметрии их структуры [1-4]. Одной из основных характеристик пьезоэлектрических свойств материала является пьезоэлектрический коэффициент, описывающий линейный отклик электрической поляризации на приложенную деформацию. Однако подвижность вершин ориентированных УНТ и довольно развитая морфология поверхности затрудняют исследования их электромеханических параметров на основе классических подходов, что требует разработки дополнительных методик исследований. Целью данной работы является разработка методики определения пьезоэлектрического коэффициента ориентированных УНТ и оценка его значений в зависимости от параметров роста УНТ.

Методика исследования

Как нами было установлено ранее [3, 4], в деформированной УНТ возникает внутреннее электрическое поле, связанное с формированием пьезоэлектрических зарядов. Последующее приложение внешнего электрического поля к неравномерно деформированной УНТ приводит к перераспределению исходной деформации и внутреннего электрического поля в результате проявления обратного пьезоэффекта [3]. Этот процесс четко отражается на вольтамперной характеристике (BAX) деформированной УНТ в виде петли гистерезиса, площадь которой зависит от величины исходной деформации и прикладываемого напряжения [5]. Данный эффект был положен в основу разработки оригинальной методики определения пьезоэлектрического коэффициента УНТ. Так, для определения величины диагональной компоненты коэффициента е рассчитывалось значение пьезоэлектрического потенциала U_{piezo} с учетом разности сопротивлений УНТ, полученных при различной деформации:

$$U_{\text{piezo}} = (R - R_{\text{CNT}})/I, \qquad (\phi 1)$$

где R_{CNT} – минимальное сопротивление УНТ в низкоомном состоянии, R – сопротивление УНТ в высокоомном состоянии, I – величина тока, при которой рассчитывались значения R и R_{CNT} . Величина R_{CNT} характеризует сопротивление самой УНТ, не связанное с ее пьезоэлектрическими свойствами [3]. Рост величины R связан с увеличением деформации УНТ ΔL и пропорциональным ростом внутреннего электрического поля $E_{def} = e \cdot \Delta L/(\epsilon_0 \epsilon_{\parallel} L)$, где ϵ_0 – диэлектрическая постоянная, ϵ_{\parallel} - диэлектрическая проницаемость УНТ, L – длина нанотрубки. Таким образом, диагональная компонента пьезоэлектрического коэффициента УНТ определялась как:

$$\mathbf{e} = \varepsilon_0 \varepsilon_{\parallel} \mathbf{U}_{\text{piezo}} / \Delta \mathbf{L}. \tag{(Φ2)}$$

С использованием разработанной методики была исследована серия экспериментальных образцов, представляющих собой массивы вертикально ориентированных УНТ, выращенных методом плазмохимического осаждения из газовой фазы на подслое TiN толщиной 100 нм [6]. Рост осуществлялся при температуре 675 °C и толщине каталитического слоя никеля t от 5 до 30 нм. Диаметр УНТ экспериментальных образцов составлял от 48 до 64 нм, длина от 10,7 до 19,6 мкм. Результаты измерения ВАХ массива УНТ, выращенного при t = 10 нм, представлены на рисунке 1. Измерения ВАХ и формирование деформации в УНТ от 0,5 до 3 нм осуществлялось с использованием ранее разработанной методики на основе метода сканирующей туннельной микроскопии [5].



Рис. 1. ВАХ ориентированной УНТ (диаметром 48 нм и длиной 18 мкм) при ее деформации от 0,5 до 3 нм

Анализ результатов

На основе анализа ВАХ исследуемых образцов и с использованием разработанной методики были определены значения пьезоэлектрических коэффициентов ориентированных УНТ, выращенных при t от 5 до 30 нм, которые составили от 0,021 до 0,119 Кл/м² (Рисунок 2). Установленная зависимость имела нелинейный характер, что вероятно связано с нелинейным изменением геометрических параметров и разветвленности УНТ при увеличении толщины каталитического слоя. Так, углеродные нанотрубки, выращенные при t = 10 нм, обладали наименьшим диаметром по сравнению с другими УНТ из этой серии, и, как следствие, наибольшей кривизной изгиба графенового листа, образующего нанотрубку. В свою очередь, увеличение кривизны графенового листа могло приводить к значительному росту пьезоэлектрического коэффициента [1].

Заключение

Таким образом, предложена оригинальная методика расчета пьезоэлектрического коэффициента ориентированных углеродных нанотрубок на основе анализа ВАХ при разной величине их деформации. Определены значения пьезоэлектрических коэффициентов УНТ, которые составили от 0,021 до 0,119 Кл/м².



Рис. 2. Зависимость пьезоэлектрического коэффициента УНТ от толщины каталитического слоя никеля

Рассчитанные значения коррелируют со значением коэффициента для графена (0,124 Кл/м²) [7], что подтверждает адекватность разработанной методики. Полученные результаты могут быть использованы для нанодиагностики аномальных пьезоэлектрических параметров ориентированных углеродных нанотрубок и разработки физико-технологических основ создания наногенераторов на их основе.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 20-79-00284).

- Kundalwal S.I., Meguid S.A., Weng G.J. // Carbon, V. 117, 462 (2017).
- Javvaji B., He B., Zhuang X. // Nanotechnology, V. 29 (22), (2018).
- Il'ina M.V., Il'in O.I., Blinov Yu.F., *et al.* // Carbon, V. 123, 514 (2017).
- Il'ina M.V., Il'in O.I., Blinov Yu.F., *et al.* // Materials, V. 11, 638 (2018).
- Il'ina M.V., Il'in O.I., Blinov Yu.F., *et al.* // Technical Physics, V. 63, 1672 (2018).
- Нанотехнологии в микроэлектронике / под ред. О.А. Агеева, Б.Г. Коноплева. М.: Наука, 511 с. (2019).
- Chandratre S., Sharma P. // Appl. Phys. Lett. V. 100, 023114 (2012).

Исследование локальных электрофизических свойств полимерных пленок методом атомно-силовой микроскопии с проводящим зондом

В.М. Корнилов^{1, *}, А.Н. Лачинов², А.Р. Юсупов¹

1 Башкирский государственный педагогический университет им. М.Акмуллы, ул. Октябрьской революции, За, Уфа, 450008. 2 Институт физики молекул и кристаллов УФИЦ РАН, пр.Октября, 71, Уфа, 450054.

*kornilov@anrb.ru

Представлены результаты экспериментального исследования локальных электрофизических свойств ультратонких полимерных пленок методами атомно-силовой микроскопии с проводящим зондом. Установлено, что места протекания тока (проводящие каналы) на токовом изображении имеют вид отдельных точек размером в несколько нанометров. Определена плотность тока в проводящих каналах. Расположение наблюдаемых каналов хорошо соотносится с моделью проводимости по границам зерен надмолекулярной структуры полимера.Работа выполнялась при поддержке проекта «Зеркальные лаборатории» Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики» и Башкирского государственного педагогического университета им. М. Акмуллы.

Введение

В субмикронных пленках полигетероариленов наблюдаются эффекты резистивного переключения, которые в настоящее время интенсивно исследуются [1].Данная работа посвящена исследованию вопроса о путях и механизмах переноса заряда при резистивном переключении. Эффективным инструментом экспериментального исследования локальных электрофизических свойств ультратонких диэлектрических полимерных пленок является метод атомно-силовой микроскопии с проводящим зондом. Знание взаимосвязи микроструктуры полимерного пленочного образца и его электронных свойств может обладать ценным предсказательным свойством при проектировании устройствмикро- и наноэлектроники. Эта методика позволяет производить одновременное картографирование морфологии поверхности и регистрацию электрических неоднородностей в пленке полимера [2].

Эксперимент

Для исследования изготавливались полимерные пленки на полированных подложках из нержавеющей стали по методике, описанной в работе[3]. Толщина пленок задавалась концентрацией полимера в растворителе - циклогексаноне. Для определения толщины пленок и их внутреннего строения пленки механически деформировались. Ранее при АСМ-исследовании полимерных слоев была установлена возможность создания сплошных и однородных по толщине субмикронных пленок ПДФ при уменьшении толщины вплоть до 5 nm. Качество поверхности и внутренняя структура полимерных пленок в конечном счете определяется строением полимерных молекул и их поведением в растворе, наличием макромолекул разной конформации, а также реологическими свойствами раствора в процессе изготовления пленок.

В результате работы было установлено, что характер воспроизведения токовых особенностей на изображениях зависит от режима работы прибора. Выяснилось, что при работе в режиме поддержания постоянной силы взаимодействия кантилевера с образцом, ни на полимере, ни на металле токовые особенности не регистрируются. Сила взаимодействия кантилевера с образцом в данном эксперименте составляла 10 nN, и этого оказалось недостаточно для создания электрического контакта. Режим работы с неконтролируемой силой прижима кантилевера к образцу позволяет пронаблюдать в области контакта с чистым металлом токопроводящие каналы в виде ярких точек, в то время как на полимере токовые особенности не регистрируются. Кроме того, при работе в режиме неконтролируемой силы полимер начинает деформироваться при взаимодействии кантилевера с образцом.

Для того, чтобы пронаблюдать токовые особенности внутри полимерного слоя в режиме поддержания постоянной силы взаимодействия, были искусственно созданы деформированные участки поли-



Рис. 1. Изображение одного и того же участка поверхности образца, полученное при использовании разных режимов регистрации. а) АСМ-изображение при поддержании постоянной силы взаимодействия кантилевера с образцом. б) Токовое изображение при поддержании постоянной силы взаимодействия

мерной пленки не на всю глубину, то есть устранен поверхностный слой. В данном случае удалось зарегистрировать токовые особенности в виде темных точек, расположенных приблизительно по границе элемента изображения (рис.1). Методы математической обработки изображений позволяют определить величину тока, соответствующую конкретному месту в образце и геометрические размеры данного элемента изображения (профили на рис.1). Оценка величины плотности тока, локально протекающего сквозь полимерный образец, дает значения $10^{6}-10^{7}$ А/см². Характерное расположение мест протекания тока (проводящих каналов) хорошо соотносится с данными о надмолекулярнойструктуреполимерныхпленок.

Выводы

Таким образом, удалось визуализировать электропроводящие участки нанометровых размеров в диэлектрической полимерной матрице. Методы атомно-силовой микроскопии с проводящим зондом позволили определить линейные размеры проводящих каналов, величину и плотность тока в каналах. Сопоставление изображений, полученных в режиме протекания тока, с обычными ACMизображениями, позволило применить при интерпретации изображений модель переноса заряда в полимере по сеткам межзеренных границ. Таким образом, прослеживается взаимосвязь микроструктуры полимерного пленочного образца и его электронных свойств.Полученные данные важны для интерпретации результатов электрофизических измерений в субмикронных пленках полимера и позволяют целенаправленно влиять на состав и надмолекулярную структуру полимера при изучении свойств резистивного переключения.

- Лачинов А.Н., Воробьева Н.В. Электроника тонких слоев широкозонных полимеров // УФН. 176, 1249 (2006).
- Trapatseli M., Carta D., Regoutz A., Khiat A., Serb A., Gupta I., and Prodromakis T. Conductive Atomic Force Microscopy Investigation of Switching Thresholds in Titanium Dioxide Thin Films // J. Phys. Chem. C, 2015, **119**, p. 11958–11964.
- Корнилов В.М., Лачинов А.Н., Карамов Д.Д., Набиуллин И.Р., Кульвелис Ю.В. Надмолекулярная структура тонких пленок электроактивного полимера // ФТТ. 2016, Т. 58, № 5. С. 1030–1035.

Волны зарядовой плотности в гетероструктуре селенид индия/графен

А.В. Матецкий^{1,*}, В.В. Мараров¹, А.В. Зотов¹, А.А. Саранин¹

¹Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, ул. Радио, 5, Владивосток, 690041. *mateckij@iacp.dvo.ru,

Экспериментально обнаружено возникновения фазы волн зарядовой плотности (ВЗП) в гетероструктуре, состоящей из графенового бислоя и элементарного пятерного слоя In₂Se₃. Температура фазового перехода, исходя из наблюдений дифракции медленных электронов составляет 225 К. Период модуляций, а также наблюдения фотоэлектронной спектроскопии указывают на экситонный сценарий возникновения ВЗП.

Уникальная структура слоистых материалов, когда внутри элементарного слоя атомы связаны сильной ионно-ковалентной связью, но слои удерживаются вместе лишь вандерваальсовыми силами, позволяет относительно надежно выделить образцы фиксированной толщины. Ввиду квазидвумерного характера этих кристаллов их свойства в пределе малой толщины оказываются близки к оным в объеме. Тем не менее, ввиду хоть и малого, но конечного межслоевого взаимодействия, ряд свойств в корне меняется при переходе от одного элементарного слоя к двум и более слоям. В качестве примеров можно назвать открытие щели в бислойном графене или смена характера щели с прямозонной на не прямозонную в дисульфиде молибдена при переходе от монослоя к большим толщинам [1].

Более того, варьируя лишь угол разориентации между слоями, можно критически менять свойства наноструктуры, которую они составляют [2]. Хотя, природа таких материалов, хранит, по-видимому, ещё большое число подобных открытий, сложно представить то многообразие явлений, которое можно будет наблюдать, комбинируя элементарные слои, принадлежащие различным кристаллам.

Ярким примером подобного синтеза служит реализация сверхпроводящего состояния на границе двух изоляторов LAO/STO [3] и колоссальное увеличение температуры сверхпроводящего перехода в элементарном слое FeSe, осажденном на STO [4].

В этом докладе мы сообщаем о наблюдении волн зарядовой плотности в гетероструктуре, состоящей из одного элементарного слоя In₂Se₃, осажденного на графеновый бислой.

Результаты и обсуждение

Элементарный слой In_2Se_3 , состоящий из пятерного слоя (ПС) Se - In - Se - In - Se, формировался методом молекулярнопучковой эпитаксии на подложке 6H - SiC с предварительно сформированным бислоем графена в условиях избыточного потока селена. Ввиду несоответствия решеток островки In_2Se_3 , сформированные подобным образом, имеют различную кристаллическую ориентацию относительно графена. Ситуация может быть частично улучшена в результате продолжительного отжига в парах селена при T = 300 - 400 °С, после которого большая часть островков упорядочивается вдоль направления [1-21] ($\sqrt{3}$) графена (Рис. 1а). При этом происходит частичная десорбция In_2Se_3 .



Рис. 1. а – Изображение ДМЭ от подложки SiC терминированной бислоем графена с выращенными на ней островками In₂Se₃ высотой 1–2 ПС. Стрелками обозначены рефлексы пленки, подложки и ВЗП. Зависимость интенсивности линии ВЗП от температуры представлена на графике в **б**

При охлаждении полученных гетероструктур ниже 200 К на картинах дифракции медленных электронов (ДМЭ) появляются дополнительные рефлексы в виде дуг и линий, которые были предположительно связаны с фазой волн зарядовой плотности (ВЗП). Не точечный характер рефлексов отражает при этом как остаточную разнонаправленность доменов In₂Se₃, так и отсутствие четкого периода в одном из направлений у фазы ВЗП.

Гипотеза о ВЗП подтверждается также наблюдениями сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) проведенными при температуре 110 К (Рисунок 2). На всех островках In₂Se₃ присутствуют полосчатые модуляции различного суперпериода: 8×2 (a), 4×1 (б), несоразмерные (в,г). Интересно, что в отдельных случаях модуляции распространяются также на область графена не занятую слоем In₂Se₃. Так, на области рядом с островком In₂Se₃ на Рисунке 2в, д графен имеет суперпериод $2\sqrt{3}\times3$ (в единицах графеновой решетки).

Это обстоятельство указывает на движущую силу наблюдаемых ВЗП. Конус Дирака, находящийся в точке К зоны Бриллюэна 1×1, оказывается в центре зоны для решеток с периодом кратным √3. Стоит заметить, что зона проводимости In₂Se₃, минимум которой находится в точке Г, может находится близко к уровню Ферми и даже пересекать его. Это связано с возможностью формирования вакансий селена в процессе роста и склонностью селенидов к перетягиванию электронов [5], обусловленную низкой энергией сродства атома селена. Вышесказанное говорит о вероятном экситонном сценарии для ВЗП, когда происходит взаимодействие между валентной зоной графена и зоной проводимости In₂Se₃, и понижение энергии системы происходит за счет их отталкивания друг от друга. Это не исключает также сценарий, при котором энергия понижается за счет эффекта Яна-Теллера. Известно, что экситонный и фононный механизмы могут идти рука об руку в халькогенидах [6]. В тоже время, сценарий, в котором движущей силой является «нестинг» поверхности Ферми, может быть отвергнут ввиду малых размеров оной.

Данная работа проделана при поддержке гранта РНФ 20-72-00067.



Рис. 2. а,6 – Изображения СТМ (7×7 нм²) полученные с двух разных доменов ВЗП на островке ln_2Se_3 . **в** – изображение СТМ (30×30 нм²) ступени островка ln_2Se_3 . На **г** и **д** представлен СТМ изображения крупного масштаба (1×4.5 нм²) от ln_2Se_3 и графена из **в**, соответственно

- Mak K.F., Lee C., Hone J., *et al.* // Physical Review Letters, V. 105, 136805 (2010).
- Kim K., DaSilva A., Huang S., *et al.*, // Proceedings of the National Academy of Sciences, V. 114, 3364, (2017).
- Reyren N., Thiel S., Caviglia A.D., *et al.* // Science 317, 1196 (2007).
- Qing-Yan W., Zhi L., Wen-Hao Z., *et al.* // Chinese Physical Letters, V. 29, 037402 (2012).
- Zhang Y.M., Fan J.Q., Wang W.L., *et al.* // Physical Review B, V. 98, 220508 (2018).
- van Wezel J., Nahai-Williamson P., Saxena S.S. // Physical Review B, V. 81, 165109 (2010).

Зондовая магнитно-резонансная спектроскопия ферромагнитных тонкопленочных наноструктур

В.Л. Миронов*, Е.В. Скороходов, М.В. Сапожников, А.А. Фраерман

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 607680, Россия. *mironov@ipmras.ru

В докладе обобщаются результаты пятилетних исследований резонансных свойств планарных тонкопленочных ферромагнитных наноструктур методами магнитно-резонансной силовой микроскопии и спектроскопии.

В последние годы получила интенсивное развитие методика исследования локальных СВЧ-свойств материалов и наноструктур – магнитнорезонансная силовая микроскопия (МРСМ), которая сочетает в себе преиму-щества магнитносиловой микроскопии и методов резонансной СВЧдиагностики. Основной идеей МРСМ является регистрация силового взаимодействия магнитного зонда с образцом при возбуждении ферромагнитного резонанса (ФМР) с помощью внешней СВЧнакачки.

Исследования спин-волновых резонансов в тонкопленочных наноструктурах проводились с помощью магнитно-резонансного силового микроскопа [1], изготовленного в ИФМ РАН на базе сканирующего зондового микроскопа «Solver-HV». Данный прибор позволяет исследовать ФМР спектры тонкопленочных образцов в диапазоне 0.1–20 GHz и внешних полях \pm 1500 Ое. По сравнению с традиционно используемыми ЭПР спектрометрами МРСМ имеет существенно более высокую чувствительность и позволяет изучать ФМР неодно-родных состояний в нулевых магнитных полях.

Нами проведена серия экспериментов по исследованию ФМР в тонких пленках, микрополосках и ферромагнитных дисках. В качестве МРСМ сенсора использовался специальный кантилевер (жесткость 0.03 N/m, резонансная частота 6.7 kHz) с приклеенной частицей SmCo (размером 10 μ m). На рис. 1, в качестве примера, приведены МРСМ спектры многослойной тонкопленочной структуры Co/Pt с одноосной (перпендикулярной) магнитной анизотропией и пленки NiFe с анизотропией типа легкая плоскость, зарегист-рированные при различных расстояниях между зондом и образцом.



Рис. 1. МРСМ спектры однородно намагниченной многослойной структуры Co/Pt (а) и пленки NiFe (б) при различных расстояниях зонд-образец

На больших расстояниях зонд-образец (≥ 6 µm) МРСМ спектр пленок содержит один резонанс, соответствующий однородной моде ФМР. При уменьшении расстояния зонд-образец в спектре появляется дополнительный резонанс, который связан с локализованной модой колебаний намагниченности в области, возмущенной полем МРСМ зонда.



Рис. 2. МРСМ спектры доменной структуры многослойного образца Co/Pt/Co во внешнем перпендикулярном магнитном поле [2]

На рис. 2 приведены МРСМ спектры композитного образца, представляющего собой структуру Co/Pt с перпендикулярной анизотропией, покрытую тонким слоем Со с анизотропией легкая плоскость. МРСМ спектр такого образца в размагниченном состоянии содержит два провала, соответствующих однородной моде ФМР слоя Со (низкочастотный провал) и резонансу доменной структуры слоя Co/Pt (высокочастотный провал). При приложении внешнего магнитного поля, направленного перпендикулярно плоскости образца, происходит сдвиг резонанса слоя Со в область высоких частот и расщепление резонанса, связанного с доменной структурой слоя Co/Pt [2].

В МРСМ регистрируется амплитуда колебаний намагниченности образца в отличие от ЭПР спектрометров на основе высокодобротных резонаторов и широкополосных спектрометров на основе копланарных линий и векторных анализаторов цепей, в которых регистрируется поглощаемая образцом мощность СВЧ накачки. Это обеспечи-вает беспрецедентную чувствительность метода МРСМ особенно при исследовании низкочастот-ных резонансов наноструктур. В качестве примера, на рис. 3 приведен МРСМ спектр 60° доменной стенки в одиночной микрополоске NiFe V-образной формы [3], а на рис. 4 спектр гиротропной моды колебаний магнитного вихря в круглом диске NiFe [4]. В обоих случаях удается зарегистрировать резонанс в одиночных объектах микронных и суб-микронных размеров.



Рис. 3. МРСМ спектр резонанса доменной стенки в V-образной микрополоске NiFe [3]



Рис. 4. МРСМ спектр гиромоды колебаний магнитного вихря в диске NiFe [4]

Данные исследования проводятся при поддержке РФФИ (проект 20-02-00356) и в рамках госзадания (контракт № 0030-2021-0021).

- 1. Скороходов Е.В., Сапожников М.В., Резник А.Н., Поляков В.В., Быков В.А., Володин А.П., Миронов В.Л. // ПТЭ, № 5, 140 (2018).
- Skorokhodov E.V., Sapozhnikov M.V., Ermolaeva O.L., Gusev N.S., Fraerman A.A., Mironov V.L. // JMMM, 518, 167396 (2021).
- Volodin A., Van Haesendonck C., Skorokhodov E.V., Gorev R.V., Mironov V.L. // APL, 113, 122407 (2018).
- Миронов В.Л., Скороходов Е.В., Татарский Д.А., Пашенькин И.Ю. // ЖТФ, 90(11), 1821 (2020).

Наноразмерные структуры на основе диглицина по данным сканирующей зондовой микроскопии

А.С. Морозова¹, С.А. Зиганшина¹, А.А. Бухараев¹, М.А. Зиганшин²

¹ Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ КазНЦ РАН, ул. Сибирский такт, 10/7, Казань, 420029 ² Химический институт им. А.М. Бутлерова, Казанский федеральный университет, ул. Кремлевская, 1/29, Казань, 420111

*morozova_anna_s@mail.ru

Методами атомно-силовой микроскопии исследована самоорганизация дипептида на основе глицина в пленке, нанесенной на различные подложки.

Введение

В настоящее время большое внимание уделяется исследованиям поверхности органических кристаллов в микро - и наномасштабе, поскольку их морфология в значительной степени определяет физико-химические свойства этих кристаллов. Популярными объектами в этой области являются кристаллы олигопептидов, обладающие большим потенциалом для современной биомедицины, благодаря своей биосовместимости, биологической активности и повышенной термостабильности. Наряду с широко применяемым методом формирования кристаллов олигопептидов путем их кристаллизации из растворов [1], активно используется новый подход, заключающийся в обработке тонких аморфных пленок парами органических соединений [2]. Достоинствами второго способа является возможность получения органических структур с различной морфологией при варьировании органических паров или типа подложки. Ранее нами было показано влияние типа подложки: гидрофобный высоко-ориентированный пиролитический графит и гидрофильная слюда, на морфологию пленок триглицина [3].

В связи с этим в настоящей работе было изучено влияние паров органических соединений на морфологию пленок дипептида глицил-глицин, нанесенных на поверхность кремниевых подложек: гидрофильной и гидрофобной. А так же разработана методика контроля состояния поверхности образцов с помощью атомно-силовой спектроскопии (АСС).

Методика эксперимента

В качестве объекта исследования был использован дипептид глицил-глицин (GG). Раствор дипептида с

концентрацией 1 мг/мл готовился растворением точной навески в смеси метанол-вода (в соотношении 1:1). В качестве подложек были использованы кремниевые пластины с различной гидрофильностью. Гидрофильные и гидрофобные поверхности готовили по методикам, описанным в [3]. Пленки GG на поверхности подложек формировали методом капельного испарения. Для насыщения пленок дипептида парами органических соединений использовались растворители, отличающиеся по физико-химическим свойствам.

Морфология поверхности пленок диглицина до и после насыщения парами органических соединений исследовалась методом атомно-силовой микроскопии на приборе Solver P47Pro (НТ-МДТ, Россия) с использованием кремниевых кантилеверов NSG-11 (НТ-МДТ, Россия) с резонансной частотой колебания от 114 до 259 кГц. Для исследования степени гидрофобности кремния методом АСС был использован микроскоп Solver P47 (НТ-МДТ, Россия). Применялись кремниевые кантилеверы CSG-11 с константой жесткости 0.03 Н/м. Для уменьшения ошибок, связанных с юстировкой и неточностью в определении постоянной упругости кантилевера, серии экспериментов проводились одним и тем же зондом.

Результаты и обсуждения

На поверхности пластинок кремния (гидрофобного и гидрофильного) при самостоятельном высыхании раствора GG формируются кристаллические структуры. Поверхность подложки в этом случае способствует формированию кристаллов. Для формирования различных типов наноструктур на их поверхности необходимы аморфные пленки. Поэтому для их



Рис. 1. АСМ изображения пленки GG, нанесенной на гидрофильный (а, б) и гидрофобный (в, г) кремний после насыщения парами пиридина (а, в) и хлороформа (б, г)

получения на поверхности кремния были разработаны специальные методики.

Структурирование аморфной пленки дипептида, нанесенной на гидрофильный кремний, происходит под действием паров сильных протонодоноров (спирты) и протоноакцепторов (пиридин) (рис. 1а). В то время как слабые протонодоноры (хлороформ) (рис.1б) не оказывают сильного влияния на исходную пленку дипептида. Полученные результаты показывают, что гидрофильный кремний препятствует образованию структур на поверхности аморфной пленки диглицина при взаимодействии со слабыми протонодонорами и протонакцепторами.

Значительные изменения морфологии поверхности аморфной пленки диглицина были обнаружены при использовании в качестве подложки гидрофобного кремния. Влияние на такую пленку оказывают как сильные, так и слабые протоноакцепторы и протонодоноры (рис.1 в,г).

Методом АСС была определена сила адгезии полученных микро- и наноструктур. В частности, после насыщения парами хлороформа, сила адгезии наноструктур, сформированных на гидрофильном и гидрофобном кремнии значительно отличалась. В первом случае она равна ~ 700 нН, во втором ~ 30 нН. Т.е. метод АСС весьма чувствителен к типу структур на поверхности изученных пленок GG.

Выводы

Установлено, что степень гидрофобности подложки, а также природа паров органических соединений, используемых для насыщения пленок, оказывают значительное влияние на морфологию поверхности аморфных пленок дипептида глицил-глицина. Показано, что только сильные протонодоноры и протонакцепторы оказывают влияние на пленку GG, нанесенную на гидрофильный кремний. Морфология пленки, нанесенной на гидрофобный кремний, изменялась как при воздействии сильных, так и слабых протонодоноров и протонакцепторов. Методом ACC установлено, что в зависимости от природы используемого для насыщении пара органического соединения формируются микро- и наноструктуры с различной силой адгезии.

Полученные результаты могут быть полезны при разработке методов контролируемой самосборки короткоцепных пептидов на твердых поверхностях путем рационального выбора подложки и паров, а также для выявления причин образования различных наноструктур на основе короткоцепных олигопептидов при использовании различных подложек.

Приготовление образцов выполнено при частичной финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90101.

АСМ измерения выполнены на оборудовании Solver Р47 Рго ЦКП-САЦ ФИЦ КазНЦ РАН.

- Seevakan K., Bharanidharan S. // International Journal of Pure and Applied Mathematics, V.119, 5743–5758 (2018).
- Ziganshin M.A., Morozova A.S., Ziganshina S.A., *et al.* // Molecular Crystals and Liquid Crystals, V. 690, 67–83 (2019).
- Morozova A.S., Ziganshina S.A., Bukharaev A.A., et al. // Journal of Surface Investigation, V.3, 499– 506 (2020).

Магнитно-силовая микроскопия ферромагнитных планарных микрочастиц

Н.И. Нургазизов^{*}, Д.А. Бизяев, А.А. Бухараев, А.П. Чукланов, В.В. Чирков, И.В. Русских, Ю.В. Садчиков

Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского – обособленное структурное подразделение ФИЦ КазНЦ РАН, ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029

*niazn@mail.ru

В работе была исследована доменная структура планарных CoNi и Ру микрочастиц и ее изменение под действием одноосных механических напряжений. Было показано, что механическое растяжение частиц приводит к увеличению размера доменов, направление намагниченности которых перпендикулярно направлению растяжения. Изменение размера доменов при этом пропорционально действующему напряжению. Для CoNi частиц, имеющих большую магнитострикцию по сравнению с Ру частицами, продемонстрирована возможность получения состояния с однородной намагниченностью под действием механических напряжений.

Исследования магнитоупругого и магниторезистивного эффектов для создания запоминающих ячеек и логических элементов микро- и наноэлектроники с минимальным энергопотреблением привели к появлению быстро развивающегося нового научного направления - стрейнтроники (от английского "strain" – деформация) [1]. В настоящее время ведется активный поиск оптимальных размеров и формы для таких элементов, а также материалов, из которых они должны быть изготовлены. Основными исследуемыми объектами при этом становятся планарные ферромагнитные микро- и наночастицы. Одним из наиболее оптимальных методов для исследования магнитных свойств отдельной частицы на сегодняшний день является магнитно-силовая микроскопия (МСМ). При этом с помощью сканирующего зондового микроскопа (СЗМ), выбирая нужные режимы работы можно не только исследовать свойства частиц, но и использовать СЗМ для модификации и изготовления частиц. В некоторых случаях МСМ позволяет также и управлять магнитными свойствами исследуемых объектов.

Для исследования были изготовлены планарные квадратные частицы с латеральными размерами 25 и 7.5 мкм. Высота полученных частиц варьировалась от 10 до 80 нм. Массив одинаковых частиц был сформирован на поверхности полированной стеклянной подложки толщиной 0.15 mm. Линейные размеры подложки составляли 18×4 mm². Частицы напылялись методом испарения электронным лучом твердотельной мишени в сверхвысоком вакууме на установке Multiprobe P (Omicron). Были использованы мишени Ру (основной состав:

Ni 79%, Fe 16%, Mo 4%) и CoNi (Co18%, Ni82%) Напыление проводилось через металлическую сетку с одинаковыми квадратными отверстиями, которая была плотно прижата к поверхности подложки. Сетка располагалась таким образом, чтобы одна из сторон частицы была параллельна длинной стороне подложки. После напыления частицы отжигались 15 min при температуре 600 K, чтобы устранить влияние локальных дефектов образующихся при напылении на магнитную структуру частиц. Для исследований использовались СЗМ Solver P47 и Solver HV (NT MDT). МСМ измерения проводились по однопроходной методике, когда МСМ зонд перемещается на постоянной высоте над образцом, чтобы минимизировать влияние на его магнитную структуру. Для установления распределения намагниченности в частицах использовалось моделирование их структуры с помощью программ ООММF [2] и «Виртуальный микроскоп» [3].

Для создания напряжений в частицах стеклянная подложка упруго изгибалась. Под ее центр подкладывалась металлическая проволока (перпендикулярно длинной оси подложки), а ее края плотно прижимались к плоскому держателю. Как показали проведенные расчеты, частицы расположенные вдоль длинной центральной оси подложки, испытывают практически одноосное растяжение, направленное вдоль этой оси. Напряжение уменьшается по мере удаления от центра образца. Таким образом, сканируя образец в разных местах, можно изучать влияние величины механических напряжений на магнитную структуру частиц и сравнивать ее с результатами моделирования.


Рис. 1. МСМ изображения и соответствующие им схемы распределения намагниченности в микрочастицах. CoNi 25-мкм частица при отсутствии одноосных механических напряжений (а), при растяжении 0.03 ГПа (b), при растяжении 0.05 ГПа (c), при растяжении 0.1 ГПа (d). CoNi 7.5-мкм частица при отсутствии одноосных механических напряжений (e), при растяжении 0.1 ГПа (f), при растяжении 0.2 ГПа (g), при растяжении 0.25 ГПа (h). Ру 25-мкм частица при растяжении 0.05 ГПа (i), при растяжении 0.1 ГПа (k), при растяжении 0.2 ГПа (m)

Было установлено, что 25-мкм частицы при отсутствии механических напряжений могут иметь многодоменную (CoNi частицы, рис. 1a) или 4доменную (Ру частицы) структуру. У 4-доменной частицы направление намагниченности домена параллельно стороне частицы, у которой он расположен (рис. 1е). Для всех 7.5-мкм частиц характерна 4-доменная структура. Механическое растяжение, начиная с определённого значения, приводит к увеличению размера доменов направление намагниченности, которых перпендикулярно направлению растяжения. За счет того, что у CoNi магнитострикция (-25×10⁻⁶) существенно выше Ру (-2×10⁻⁶), у 25-мкм CoNi частиц при увеличении напряжения наблюдается быстрое увеличение размера доменов (рис. 1b), переход в 7-ми доменное состояние (рис. 1с) и в состояние с квазиоднородной намагниченностью (рис. 1d). У 25-мкм Ру частиц изменение доменов происходит существенно медленнее (рис. 1i-m). У 7.5-мкм CoNi частиц такие изменения также происходят при высоких значениях напряжений (рис. 1e-h). У 7.5-мкм Ру частиц наблюдалось только небольшое увеличение размера доменов перпендикулярных направлению растяжения. Измерения, выполненные методом магнитооптической поляриметрии (МОКЕ), показали, что под действием механических напряжений формируется ось легкого намагничивания перпендикулярная направлению растяжения.

Проведенные исследования показали, что с помощью механических напряжений можно изменять магнитную структуру планарных микрочастиц. Для исследованных квадратных частиц такие изменения наблюдаются в диапазоне 0.01 – 0.2 ГПа при линейных размерах 25 мкм для Ру частиц и 7.5 мкм для CoNi частиц. С помощью более высоких значений механического напряжения можно создавать в частицах квазиоднородную намагниченность, однако при этом возможно разрушение как подложки, на которой они расположены, так и самих частиц.

- 1. Бухараев А.А., Звездин А.К., Пятаков А.П., *и др.* // УФН, Т. 188, 1288 (2018).
- 2. Donahue M.J., Porter D.G. OOMMF. http://math.nist.gov/oommf.
- Овчинников Д.В., Бухараев А.А. // ЖТФ, Т. 71, № 8, 85 (2001).

Оборванные связи кремния на поверхности Si(100)-2×1-CI в качестве одноатомных квантовых точек

Т.В. Павлова^{1,*}, В.М. Шевлюга¹, Б.В. Андрюшечкин¹, К.Н. Ельцов¹

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991.

*pavlova@kapella.gpi.ru

Оборванные связи кремния (DB) имеют локализованные состояния в запрещенной зоне, которые могут влиять на локальные электростатические свойства поверхности. В настоящей работе мы исследовали зарядовые состояния DB на поверхности Si(100), покрытой монослоем хлора. DB созданы на поверхности Si(100)-2×1-Cl путем десорбции Cl в сканирующем туннельном микроскопе. Три зарядовых состояния: положительное, нейтральное и отрицательное были идентифицированы с применением низкотемпературной сканирующей туннельной микроскопии и теории функционала плотности. При уменьшении положительно-го напряжения, заряд DB изменялся с положительного на отрицательный; однако в промежуточном диапазоне напряжений наблюдалось быстрое переключение между тремя состояниями заряда. Полученные результаты демонстрируют, что зарядовыми состояниями DB можно управлять, и, следовательно, электростатический потенциал поверхности Si(100)-2×1-Cl можно локально изменять.

Введение

Оборванные связи кремния (DB) на покрытой хлором поверхности Si(100)-2×1 представляют собой одноатомные квантовые точки [1], которые могут быть заняты не более чем двумя электронами с спинами. противоположными Энергетические уровни оборванных связей находятся в запрещенной зоне кремния, а состояния электронов локализованы. DB естественным образом присутствуют на поверхности Si(100)-2×1-Cl на месте вакансии хлора, и кроме того они могут быть созданы в сканирующем туннельном микроскопе (СТМ). Поверхность Si(100)-2×1-Cl с вакансиями хлора широко изучалась в СТМ, однако одиночные вакансии Cl контролируемо создавались только на поверхности Si(111).

Целью данной работы было создание одиночных DB на поверхности Si(100)-2×1-Cl и исследование их зарядовых состояний. Идентификация трех зарядовых состояний DB: положительного (DB⁺), нейтрального (DB⁰) и отрицательного (DB⁻) проводилась с использованием расчетов на основе теории функционала плотности (DFT). Переключение зарядовых состояний DB проводилось путем изменения напряжения на образце при сканировании поверхности, что приводило к изменению положения уровней DB относительно уровня Ферми и, как следствие, к изменению заряда DB. Переход зарядового состояния из положительного в отрицательное происходил не через нейтральное состояние, а

за счет быстрого переключения всех трех состояний.

Методика эксперимента

В экспериментах использовался легированный бором образец Si(100) (р тип, 1 Ом*см). Монослой хлора на поверхности Si(100)-2×1 создавался путем адсорбции молекулярного хлора из эффузионного пучка при давлении в пучке 10^{-8} Торр в течение 100–200 с. Адсорбция Cl₂ проводилась при температуре образца 100–150°С сразу после выключения флеш-нагрева. Концентрация атомных дефектов на подготовленной таким образом поверхности Si(100)-2×1-Cl не превышала 0.1%. Манипуляции на поверхности Si(100)-2×1-Cl проводились в LT-STM GPI CRYO (SigmaScan Ltd.) при температуре 77 К и давлении 10^{-11} Торр. Использовались поликристаллические вольфрамовые иглы.

Метод расчета

Спин-поляризованные вычисления выполнены на основе теории функционала плотности, реализованной в программном пакете VASP [2]. Использовались обобщенное градиентное приближение (GGA) и обменно-корреляционный функционал PBE. Поверхность Si(100)-2×1-Cl моделировалась периодически повторяющимися ячейками 6х6, состоящими из шестнадцати атомных слоев кремния, нижние три из которых были зафиксированы. Атомы хлора помещались на верхнюю часть пластины и могли релаксировать, а на нижнюю часть пластины помещались атомы водорода, чтобы насытить оборванные связи кремния. Пластины были разделены вакуумным промежутком в 15 Å.

Результаты и обсуждение

Для создания вакансии на поверхности Si(100)-2×1-Cl игла CTM подводилась в выбранное место, после чего обратная связь обрывалась. Напряжение, необходимое для удаления атомов Cl, составляло около 2–5 В для положительного напряжения на образце и от –2 до –4 В для отрицательного. Длительность импульса составляла от 0.001 до 0.1 с. В большинстве случаев удавалось последовательно создать две или три одиночных DB, после чего следующий импульс приводил к многократной десорбции Cl или внедрению Cl в поверхность Si(100)-2×1-Cl [3].

Мы переключали зарядовые состояния DB изменяя напряжение на образце, при этом за счет эффекта искривления зон электрическим полем иглы (TIBB) изменялось положение уровня DB относительно уровня Ферми образца. При высоких напряжениях DB положительно заряжены, что подтверждается характерным светлым ореолом вокруг них. При низких напряжениях DB отрицательно заряжены, и их окружает темный ореол. В обоих случаях экспериментальные СТМ-изображения хорошо согласуются с расчетными. Таким образом, при уменьшении напряжения заряд BD изменяется с положительного на отрицательный. Предполагалось, что в интервале между высоким и низким напряжением DB будут нейтральными, однако полученные CTMизображения не согласуются с рассчитанными для DB⁰. В данном интервале напряжений на СТМизображениях видны одновременно несколько особенностей, характерных для разных зарядовых состояний DB.

Установлено, что в данной области напряжений все три зарядовых состояния не стабильны и переключаются друг через друга. При большом напряжении DB заряжена положительно, и ее уровень находится выше уровня Ферми из-за сильного эффекта TIBB. При понижении напряжения эффект TIBB также уменьшается, и незаполненный уровень DB⁺ оказывается ниже уровня Ферми. Такая ситуация термодинамически не стабильна, и один или два электрона заполняют уровень DB. Уровень DB⁰, заполненный одним электроном, стабилен, однако

экспериментальные СТМ изображения не похожи на рассчитанные для DB⁰. При уменьшении напряжения скорость ухода электронов с уровня DB⁰ в запрещенной зоне также уменьшается [1] и, следовательно, вероятность захвата электронов DB увеличивается. При захвате электрона на DB, происходит переход из DB^0 в DB^- , при этом изменяется геометрия структуры поверхности и атом Si, содержащий DB, поднимается на 0.4 Å. Однако заполненный уровень DB⁻ лежит выше уровня Ферми и, следовательно, DB⁻, также нестабилен и электрон стремится уйти с уровня. При удалении одного или двух электронов, DB⁻ переходит в DB⁰ или DB⁺ соответственно. Таким образом, пока уровень Ферми находится выше незаполненного уровня DB⁺ и ниже заполненного уровня DB⁻, DB⁺ и DB⁻ нестабильны и преобразуются друг в друга, повидимому, через DB⁰. При дальнейшем понижении напряжения заполненный уровень DB⁻ оказывается ниже уровня Ферми и равновесие восстанавливается, что подтверждается на СТМ изображениях.

В заключение, мы продемонстрировали создание оборванных связей кремния на месте вакансий из атомов Cl на поверхности Si(100)-2×1-Cl с использованием зонда CTM. При контролируемом изменении заряда DB с положительного на отрицательный, мы обнаружили быстрое переключение трех зарядовых состояний в промежуточном диапазоне напряжений. Проведенное исследование зарядовых состояний DB на поверхности Si(100)-2×1-Cl является необходимым первым этапом для использования DB в технологических приложениях.

Благодарности

Работа поддержана грантом РФФИ (грант 20-02-00783). Работа выполнена с использованием вычислительных ресурсов Межведомственного суперкомпьютерного центра Российской академии наук (МСЦ РАН).

- Taucer M., Livadaru L., Piva P.G., *et al.* // Phys. Rev. Lett., V. 112, 256801 (2014).
- Kresse G., Hafner J. // Phys. Rev. B, V. 47, 558 (1993).
- Pavlova T.V., Shevlyuga V.M., Andryushechkin B.V., Eltsov K.N. // Phys. Rev. B, V. 101, 235410 (2020).

Исследование электронной структуры слоев графена на SiC/Si(001), модифицированных молекулами феназинового красителя

Д.В. Поторочин^{1, 2, 3, 4*}, А.Н. Чайка^{5, 6 \$}, O.V. Molodtsova^{2, 4}, В.Ю. Аристов^{4, 5 §}, D.E. Marchenko⁷, A.S. Ciobanu⁴, D.A. Smirnov⁸, A.A. Makarova⁹, М.К. Рабчинский¹⁰, H.B. Улин¹⁰, B. Walls⁶, K. Zhussupbekov⁶, I.V. Shvets⁶, М.В. Байдакова^{2,10}, П.Н. Брунков^{2,10}, С.Л. Молодцов^{1, 2, 3}

1 European XFEL GmbH, Holzkoppel 4, D-22869 Schenefeld, Germany
2 Университет ИТМО, Кронверкский проспект, д.49, 197101 Санкт-Петербург, Россия
3 Institute of Experimental Physics, TU Bergakademie Freiberg, Leipziger Straße 23, D-09599 Freiberg, Germany
4 Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Notkestraße 85, D-22607 Hamburg, Germany
5 Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осильяна, д. 2, 142432, Черноголовка, Россия
6 CRANN and School of Physics, Trinity College Dublin, Dublin 2, Ireland
7 Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie, Albert-Einstein-Straße 15, D-12489 Berlin, Germany
8 Institute of Solid State Physics, Dresden University of Technology, D-01062 Dresden, Germany
9 Institute of Chemistry and Biochemistry, Free University of Berlin, Takustraße 3, D-14195 Berlin, Germany
10 Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, ул. Политехническая, д. 26, 194021, Санкт-Петербург, Россия
* dmitrii.potorochin@xfel.eu, \$ chaika@issp.ac.ru, § victor.aristov@gmail.com

Графен, функционализированный феназиновым красителем Нейтральный красный, изучен методами электронной спектроскопии и сканирующей туннельной микроскопии (СТМ). СТМ-исследования демонстрируют формирование на поверхности различных локально-упорядоченных структур с молекулами, ориентированными почти параллельно или перпендикулярно поверхности. Исследования методами фотоэмиссионной электронной микроскопии и сканирующей туннельной спектроскопии демонстрируют изменение электронной структуры в результате функционализации графена, которая заключается в появлении запрещенной зоны в плотности электронных состояний и изменении работы выхода. Изображения композитной структуры «графен-Нейтральный красный», полученные с помощью фотоэмиссионной электронной микроскопии, показывают ее однородность на участках поверхности, превышающих размеры молекул красителя и доменов графена.

Ультратонкие графеновые пленки, синтезированные на технологичных полупроводниковых подложках, представляют интерес для фундаментальных исследований и технологических применений. Одним из способов управления электронной структурой графена является химическая модификация с использованием молекулярных соединений. Модификация графена методами ковалентной или нековалентной химической функционализации [1-3] может позволить создать гибридную структуру с контролируемой величиной запрещенной зоны, сочетающую уникальные свойства графена и органических соединений. При этом важно найти простой, но эффективный метод однородной модификации, доступный ex-situ, без использования сверхвысокого вакуума (CBB). Мы демонстрируем возможность модификации графена, выращенного на β-SiC/Si(001), с использованием молекул красителя Нейтральный красный под воздействием светового излучения. Гибридная феназино-графеновая структура была изучена с помощью рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС), околопороговой тонкой структуры рентгеновского спектра поглощения (NEXAFS), фотоэмиссионной электронной микроскопии, рамановской спектроскопии, сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и спектроскопии (СТС). Для объяснения полученных экспериментальных результатов были выполнены расчеты электронной структуры гибридных систем с использованием теории функционала плотности (ТФП).

Слои графена на пластинах β-SiC/Si(001) были синтезированы в CBB с использованием высокотемпературного отжига [4-7]. Диазониевую соль феназинового красителя синтезировали в соответствии с методикой [8]. Во время функционализации образцы графена помещались в спиртовой раствор диазониевой соли феназинового красителя и освещались белым светом для активации ковалентной связи молекул с графеном. После промывки в этиловом спирте созданные гибридные системы были изучены с использованием сканирующей зондовой микроскопии и электронной спектроскопии. СТМи СТС-эксперименты были выполнены в СВВ при 78 К. ТФП-расчеты проводились с использованием пакета PWscf из программного обеспечения Quantum ESPRESSO.

Проведенные исследования демонстрируют образование ковалентных связей между атомами верхнего слоя графена на β-SiC/Si(001) и молекулами красителя Нейтральный красный, которые не разрушаются после отжига в СВВ при температурах около 200°С. Данные СТМ (Рис. 1) и фотоэмиссионной электронной микроскопии свидетельствуют о равномерном покрытии поверхности графена молекулами. Исследования методами электронной спектроскопии (NEXAFS) и СТМ показали, что молекулы в формирующейся гибридной системе могут располагаться как параллельно, так и перпендикулярно слоям графена, формируя на участках поверхности различные локальноупорядоченные структуры. РФЭС-спектры остовного уровня С 1s после функционализации графена демонстрируют заметное уширение в области больших энергий связи, что можно объяснить вкладом электронных состояний молекул красителя и частичным изменением электронной структуры атомов графенового слоя из-за взаимодействия с молекулами феназинового красителя.

Результаты СТС-исследований и ТФП-расчетов плотности состояний в гибридных структурах с различным расположением молекул на поверхности графена показывают, что плотность занятых состояний вблизи уровня Ферми, в основном, определяется электронной структурой графена. В свою очередь, плотность незаполненных состояний определяется электронной структурой молекул и графена. Результаты СТС-экспериментов и ТФПрасчетов демонстрируют образование структур с большой запрещенной зоной в результате модификации графена молекулами красителя Нейтральный красный. Величина щели в экспериментах и расчетах существенно изменялась при изменении ориентации молекул относительно подложки и превышала 2 эВ в случае расположения молекул параллельно слоям графена.

Работа выполнена в рамках госзадания ИФТТ РАН при поддержке РФФИ (грант № 20-02-00489) и программы Erasmus+.



Рис. 1. (а) СТМ-изображения структур графен/SiC(001) (а,с) и феназиновый краситель/графен/SiC(001) (d,f). (b,e) Поперечные сечения СТМ-изображений вдоль штриховых линий, показанных на (а) и (d), соответственно. Элементарная ячейка верхнего слоя молекул одной из локальноупорядоченных структур выделена сплошной линией на (c) и (f) [9]

- Balog R., Jørgensen B., Nilsson L, *.et al. //* Nat. Mater. V. 9, 315 (2010).
- Haberer D., Vyalikh D.V., Taioli S., *et al.* // Nano Lett. V. 10, 3360 (2010).
- Garnica M., Stradi D., Barja S., *et al.* // Nat. Phys. V. 9, 368 (2013).
- 4. Aristov V.Yu., Urbanik G., Kummer K., *et al.* // Nano Letters, V. 10, 992 (2010).
- Chaika A.N., Molodtsova O.V., Zakharov A.A., *et al.* // Nano Res., V. 6, 562 (2013).
- Chaika A.N., Aristov V.Yu., Molodtsova O.V. // Prog. Mater. Sci. V. 89, 1 (2017).
- Aristov V.Yu., Chaika A.N., Molodtsova O.V., *et al.* // ACS Nano, V. 13, 526 (2019).
- Martin D.P., Tariq A., Richards B.D.O., *et al.* // Chem. Commun. V. 53, 10715 (2017).
- Sergeeva N.N., Chaika A.N., Walls B., *et al.* // Nanotechnology V. 29, 275705 (2018).

Создание функциональных наноструктур под действием ионного облучения

К.Е. Приходько^{1, 2,*}, М.М. Дементьева¹

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 описан разработанный в НИЦ «Курчатовский институт» метод создания различных функциональных наноструктур с использованием ионного облучения широким пучком. В качестве примера продемонстрировано формирование интегрированного сопротивления в нанопроводе, изготовленном из низкотемпературного сверхпроводника NbN.

Введение

В работе представлены разрабатываемые в НИЦ «Курчатовский институт» методы направленной модификации свойств тонкопленочных материалов под действием ионного облучения, которые позволяют преобразовывать атомный состав и свойства материалов для придания требуемых функциональных характеристик. В качестве параметров выступают: энергия и тип используемых частиц, флюенс, состав ионного пучка, температура подложки в процессе облучения.

Среди разработанных экспериментальных методов можно выделить: способ преобразования диэлектриков в металлы [1], металлов и полупроводников в диэлектрики [2], немагнитных материалов в магнитные [3], изменения оптического показателя преломления, преобразования сверхпроводников в металлы [4] и диэлектрики [5] и т.п. под действием ионного облучения.

Для формирования требуемой топологии наноструктур необходимо сформировать защитную маску для того, чтобы выделить области для проведения облучения. Маска создается зондовыми методами с применением сфокусированного электронного пучка или сфокусированного ионного пучка.

После формирования защитной маски, преобразование свойств при формировании наноструктуры осуществляется широким ионным пучком различного состава на любом ионном источнике (плазменный генератор, ускоритель и т.п.), что может быть использовано для большого количества приложений.

Были продемонстрированы созданные различные функциональные наноразмерные устройства и функциональные элементы: нанопроводники в матрице диэлектрика [6], высокоплотные паттернированные магнитные среды [3], наноразмерные логические элементы на основе низкотемпературных сверхпроводников [7].

Методика эксперимента

Функциональные тонкие пленки, из которых изготавливаются наноструктуры, наносятся на подложку методами напыления (катодное, магнетронное, лазерное распыление и т.п.).

На поверхности пленки формируется защитная маска, в которой литографическими методами (электронная, ионная литография, наноимпринт-литография) создаются окна для проведения ионного облучения.

Далее проводится облучение широкими ионным пучком с параметрами (состав пучка, энергия ионов, флюенс, температура облучения), позволяющими осуществить преобразование атомного состава и свойств исходной пленки до достижения требуемых функциональных характеристик формируемых наноструктур (электрические, магнитные, оптические).

При необходимости, производится формирование соединений между различными элементами методами электронной или ионной литографии и последующего травления.

Результаты и обсуждение

В качестве примера применения методов направленной модификации атомного состава тонкопленочных материалов под действием ионного облучения для создания наноструктур рассмотрим формирование интегрированных сопротивлений в нанопроводах из сверхпроводящего NbN. Интегрированные сопротивления используются при конструировании схем для криогенных логических элементов.

На рис. 1 показан сверхпроводящий нанопровод шириной 350 нм, в котором сформировано уширение для изготовления интегрированного сопротивления с малым номиналом.



Рис. 1. Структура сверхпроводящего нанопровода

На рис. 2 показана щелевая маска для проведения ионного облучения. Данная комбинация малой ширины щели в маске и большой ширины нанопровода в месте формирования сопротивления позволяет создать малый номинал интегрированного сопротивления (60 Ом).



Рис. 2. Маска для проведения облучения

На рис. 3 представлено ПЭМ изображение высокого разрешения материала пленки после облучения смешанным ионным пучком до флюенса ~1 с.н.а. по азоту. Как показала расшифровка атомной структуры зерен на рис.3, в результате протекания процесса селективного замещения атомов под действием облучения, часть атомов азота была замещена атомами кислорода, в результате чего было сформирован оксинитрид ниобия, проявляющий металлические свойства при температуре 4.2 К.



Рис. 3. Микроструктура материала сопротивления после модификации под действием облучения (NbNO)

Работа выполнена при поддержке НИЦ «Курчатовский институт» (приказ от 02.07.2020 № 1055).

- Гурович Б.А., Приходько К.Е. // УФН. 2009. V. 179, № 2. Р. 179.
- Гурович Б.А., Приходько К.Е., Кулешова Е.А., и др. // ЖЭТФ. 2013. V. 143, № 6. Р. 1062.
- Gurovich B.A., Prikhodko K.E., Kuleshova E.A., *et al.* // J. Magn. Magn. Mater. 2010. V. 322, № 20. P.3060.
- 4. Gurovich B.A., Prikhodko K.E., Tarkhov M.A., *et al.* // Micro Nanosyst. 2015. V. 7, № 3. P. 172.
- Гурович Б.А., Приходько К.Е., Дементьева М.М. // Российские нанотехнологии. 2015. V. 10, № 5-6. Р. 25.
- Гурович Б.А., Приходько К.Е., Талденков А.Н., *и др.* // Российские нанотехнологии. 2012. Vol. 7, № 1–2. Р. 41.
- 7. Гурович Б.А., Приходько К.Е., Кутузов Л.В., *и др.* // ФТТ. 2020. V. 62, № 9. С. 1420.

Микроволновая резонансная спектроскопия полупроводников

А.Н. Резник*, Н.В. Востоков

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

Предложен и экспериментально апробирован локальный метод микроволновой резонансной спектроскопии полупроводников. Микроволновый тракт дооборудован коаксиальным резонатором специальной геометрии, за счет чего многократно повышена точность импедансных измерений в разработанном ранее методе Z-V спектроскопии. На нескольких дискретных частотах диапазона 50–250 МГц измерен комплексный импеданс тестовых структур с контактами Шоттки диаметром 30–60 мкм на монокристаллической пластине GaAs. Изучены нетривиальные резистивные свойства структур, предположительно связанные с перезарядкой глубоких состояний в полупроводнике.

В работах [1,2] нами предложен и экспериментально апробирован метод локальной вольт-импедансной (Z-V) спектроскопии полупроводников. Метод позволяет с микронным латеральным разрешением получить полный набор электрофизических характеристик полупроводника: концентрацию, подвижность, тип свободных носителей заряда, удельную проводимость. Дополнительные возможности, связанные с получением информации о проводимости структур с барьером Шоттки, оставались нереализованными. Проблема состояла в низкой точности измерения действительной части импеданса структур в низкочастотной (f < 500 МГц) части спектра. В данной работе предложено решение указанной проблемы и выполнено соответствующее исследование полупроводника.

Методика измерений и исследованный образец

Измерительное устройство [2] на базе зондовой станции Cascade Microtech (CM) дооборудовано коаксиальным резонатором с предварительно рассчитанной геометрией. В отличие от [2] СМ зонд был включен в одно из плеч резонатора. Разработана методика определения комплексного импеданса зонда, взаимодействующего с исследуемым образцом. Используется эквивалентная схема резонатора, параметры которой определены по данным калибровочных измерений, выполненных в отсутствие контакта зонда с образцом. Измеряется амплитуда и фаза коэффициента отражения резонатора S11, как функция частоты f. Взаимодействие зонда с образцом приводит к искажению резонансной кривой S11(f), параметры которой служат источником информации об импедансе образца Z на резонансной частоте $f = f_0$. Изготовлено два резонатора на частоты $f_0 = 55$, 160 МГц; 85, 250 МГц, отвечающие $\lambda/2$, $3\lambda/2$ модам каждого. Измерительная система показана на рис. 1. Зондирование образца производилось при 10^{-2} мВт мощности сигнала анализатора цепей, исключавшей нелинейные искажения Z.



Рис. 1. Резонансный СМ спектрометр, включающий векторный анализатор цепей Anritsu MS46122A/B-010, коаксиальный резонатор, СМ зонд, оптическую систему подведения. На вставке подведенный к образцу СМ зонд

Исследовалась однородная монокристаллическая пластина GaAs толщиной 0.43 мм, на поверхности которой была сформирована система концентрических контактов Шоттки (антенная система) в виде покрывающих всю поверхность 1.5×1.5 мм² пикселей из девяти антенн разного диаметра. Этот же образец исследовался в [2]. В микроволновых измерениях мы использовали две антенны с диаметром центрального контакта a = 27 мкм (S4) и 57 мкм (S5), расположенные в одном из пикселей в середине образца (см. вставку к рис. 1). Масштаб a определяет разрешающую способность рассматриваемого метода. Напряжение смещения между контактными площадками антенн U = 0. При этом вблизи границы металл-полупроводник образуется обед-

ненный слой толщины d = 77.5 нм при невозмущенной концентрации электронов $n_0 \approx 2 \cdot 10^{17}$ см⁻³, контактной разности потенциалов $U_c = 0.75$ В [2].

Результаты исследований

На рис. 2 показаны результаты измерений спектра импеданса Z = R - iX. Представлены измерения методом нерезонансной спектроскопии (НС) [2], когда СМ зонд непосредственно подключался к анализатору цепей, а также предложенным в данной работе методом резонансной спектроскопии (РС). Измерения на λ/2 моде каждого резонатора выполнены на трех близких частотах f₀, когда длина свободного плеча резонатора увеличивалась на ~1, 2 см за счет присоединения стандартных SMA переходов. Из рис. 26 можно видеть идеальное совпадение спектров X(f), полученных обоими методами, что свидетельствует о достоверности результатов. НС спектры R(f) на рис. 2а сильно зашумлены в диапазоне частот f < 200-300 МГц из-за соотношений Z_0 , $R \ll X$ (на 1-2 порядка) в указанном диапазоне ($Z_0 =$ = 50 Ом – собственный импеданс СМ зонда). Таким образом, НС не позволяет достоверно судить о величине сопротивления *R* на низких частотах, причем разброс данных резко увеличивается с уменьшением диаметра антенны. Напротив, РС дает существенно более стабильные значения R. Как показали теоретические исследования, выполненные по электродинамической модели НС и РС, точность определения R, X повышается в ~ $\beta Q/(1+\beta)^2$ раз, где Q – добротность, β – параметр согласования резонатора. В нашем устройстве $Q \sim 100, 0.5 < \beta < 2$, т.е. для PC имеем 10-20-кратный выигрыш в точности.

Согласно классической теории барьерного контакта, в рассматриваемом частотном диапазоне следовало ожидать равенство $R = r_0$, где $r_0 = 1 - 2$ Ом – высокочастотное значение (см. рис. 2а), которое представляет собой сопротивление растекания переменного тока в невозмущенной области полупроводника. Наши РС измерения демонстрируют монотонный рост сопротивления, из-за которого R достигает 10 -100 Ом на низкочастотном краю рассматриваемого диапазона. С уменьшением диаметра а контакта наблюдается более резкий рост R. Избыточное сопротивление может быть связано с перезарядкой глубоких (~0.2 эВ) электронных ловушечных состояний. В качестве демонстрации на рис. 2 приведены модельные спектры (МС) импеданса структур, полученные в простейшей модели ловушек с концентрацией 5·10¹⁵ см⁻³ и временем релаксации заполнения 10⁻⁸ с. Различные глубокие состояния обычно присутствуют в полупроводнике и исследуются методами нестационарной спектроскопии глубоких уровней и низкочастотной адмиттансной спектроскопии (AC). Развитый РС-НС метод является микроволновым аналогом AC и позволяет повысить разрешающую способность последней, по крайней мере, до 10 мкм.



Рис. 2. Спектры сопротивления R = Re(Z) (a), и реактанса X = -Im(Z) (б). Измерения на антеннах S4, S5 выполнены методами HC и PC. MC - модельные спектры

Таким образом, в работе развит метод микроволновой PC, повышающий потенциальные возможности разработанной в [1,2] Z-V спектроскопии. Метод позволил с латеральным разрешением 30-60 µm исследовать микроволновые резистивные свойства структур с барьером Шоттки.

Работа выполнена в рамках госзадания ИФМ РАН (тема № 0030-2021-0023). Использовано оборудование ЦКП ИФМ РАН «Физика и технология микро- и наноструктур».

- Резник А.Н., Вдовичева Н.К. // ЖТФ, Т. 89, № 11, с. 1813–1818 (2019).
- Резник А.Н., Востоков Н.В., Вдовичева Н.К., Шашкин В.И. // ЖТФ, Т. 90, № 11, с. 1944–1950 (2020).

Однослойный металлический NiSi₂ эпитаксиально встроенный в Si(111): Электронные и транспортные свойства

А.А. Саранин^{1*}, Д.В. Грузнев¹, Л.В. Бондаренко¹, А.Ю. Тупчая¹, А.В. Матецкий¹, Н.В. Денисов¹, А.Н. Михалюк^{1,2}, Ю.П. Иванов³, А.В. Зотов¹

1 Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток

2 Дальневосточный федеральный университет, Владивосток

3 Университет Кэмбриджа, Кэмбридж, Великобритания

*saranin@iacp.dvo.ru

Синтезирован однослойный силицид никеля эпитаксиально встроенный в решетку кремния Si(111). С помощью фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением, сканирующей туннельной микроскопии, просвечивающей электронной микроскопии, транспортных измерений и неэмпирических расчетов исследована атомная и электронная структура и транспортные свойства этого уникального материала. Оказалось, что он обладает металлическими свойства и сохраняет их по меньшей мере 9 месяцев после извлечения образца из сверхвысоковакуумной камеры.

Недавно нами было обнаружено [1], что взаимодействие одного слоя атомов никеля с поверхностью Si(111)1×1-Tl приводит к формированию однослойного силицида никеля, как схематически показано на Рис. 1 (а-с). Одноатомный слой Tl на поверхности кремния существенно подавляет формирование многослойных силицидов на начальной стадии их роста. В результате формируется гомогенный однослойный NiSi₂ B-типа по всей поверхности, а атомы Tl «всплывают» и образуют один атомный слой поверх силицида. Нами была исследована возможность выращивания кремния поверх этой структуры.



Рис. 1. Схема формирования слоя NiSi₂ эпитаксиально встроенного в решетку Si(111). (а) – исходная подложка; (b) – слой Si(111)1×1-Tl; (c) – слой NiSi₂ между подложкой и одноатомным слоем Tl; (d) – слой кремния, выращенный поверх этой структуры, сопровождаемый сегрегацией Tl

Анализ поверхности роста с помощью сканирующей туннельной микроскопии показал, что на начальной стадии напылении кремния при комнатной температуре на структуре Tl/NiSi₂/Si(111) наблюдается формирование эпитаксиальных островков кремния, а при увеличении толщины пленки кремния происходит аморфизация растущего слоя. Анализ химического состава поверхности и ее электронной структуры свидетельствуют о том, что атомы таллия сегрегируют и остаются на поверхности растущей пленки кремния. Все эти выводы подтверждаются анализом поперечных срезов выращенной структуры с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) высокого разрешения, а именно, (i) рост кремния поверх слоя NiSi₂ не приводит к его деградации; (ii) слой кремния толщиной от 5 до 10 бислоев, выращенный поверх силицида никеля, имеет кристаллическую структуру; (iii) остальная часть кремния толщиной примерно 30 бислоев аморфна и покрыта слоем окисла толщиной несколько бислоев.

Анализ данных (ПЭМ) показал, что встраивание слоя NiSi₂ в решетку кремния является достаточно необычным и может быть описано как смешанный тип структур A и B типов. Результаты расчетов зонной структуры свидетельствуют о том, что встроенный слой силицида никеля имеет металлические свойства. В зонной структуре имеются как дырочные так и электронные карманы. Измерения транспортных свойств полностью подтвердили результаты анализа зонной структуры встроенного слоя NiSi₂. Повторные измерения, выполненные на том же образце через 9 месяцев, показали, что за это время не произошло практически никаких изменений электрофизических параметров слоя NiSi₂.

Работа поддержана Грантом РНФ № 19-12-00101.

Литература

 Bondarenko L.V., *et al.* // 2D Materials, 2020, Vol. 7, No. 2, P. 025009-9.

Влияние зонда магнитно-резонансного силового микроскопа на гиротропную моду в магнитном вихре

Е.В. Скороходов^{1,*}, Д.А. Татарский^{1,2}, И.Ю. Пашенькин¹, В.Л. Миронов^{1, 2}

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.

*evgeny@ipmras.ru

Экспериментально и аналитически исследовано влияние зонда магнитно-резонансного силового микроскопа на гиротропную моду в магнитном вихре. Продемонстрировано смещение частоты гиротропной моды при изменении расстояния между зондом и образцом, как в область высоких частот, так и в область низких частот в зависимости от взаимной ориентации кора вихря и магнитного момента зонда. Зарегистрировано переключение кора вихря полем зонда МРСМ.

Введение

Гиротропная мода в магнитных вихрях привлекает большое внимание исследователей последние десятилетия. Это связано, прежде всего, с возможностью ее использования в элементах памяти, источниках и детекторах СВЧ излучения. Одним из способов изучения гиротропной моды является магнитно-резонансная силовая микроскопия (MPCM)[1], обладающая высокой чувствительностью и высоким пространственным разрешением. Однако зонд MPCM не только детектирует колебания намагниченности, но также влияет на спектры ФМР за счет своих полей рассеяния.

В представленном докладе будут представлены экспериментальные результаты по изучению влияния зондов MPCM с различными магнитными моментами на динамику гиротропной моды в магнитных вихрях.

Результаты и обсуждение

Массив ферромагнитных дисков был изготовлен методом электронной литографии и ионного травления из пленки пермаллоя толщиной 40 нм. Диаметр дисков составил 900 нм. В данных системах реализуется вихревое магнитное состояние.

Изучение гиротропной моды проводилось в магнитно-резонансном силовом микроскопе, созданного на базе серийного C3M Solver HV. Использовались зонды с резонансной частотой 6.28 КГц и жесткостью 0.003 Н/м. На один зонд приклеивалась частица CoSm диаметром 10 мкм, а на другой зонд осаждалась пленка кобальта толщиной 100 нм. Зонды располагались над центром зонда.

Частота гиротропной моды в вихре определяется его геометрическими размерами и величиной намагниченности

$$f = \frac{20}{9} \gamma \beta \frac{M_{Py} d}{R},\tag{1}$$

где γ – гиромагнитное соотношение, M_{Py} – намагниченность пермаллоя, d и R – толщина и радиус диска, β – поправочный коэффициент, учитывающий «массу» магнитного вихря [2]. В однородном внешнем поле, направленном перпендикулярно плоскости диска, частота изменяется пропорционально этому полю. В зависимости от ориентации кора вихря и направления поля, частота гиромоды увеличивается (для сонаправленных поля и кора) или уменьшается по закону:

$$f_{H} = f(1 \pm \frac{H_{z}}{4\pi M_{P_{y}}}), \qquad (2)$$

Наиболее простой моделью магнитного поля, создаваемого зондом МРСМ микроскопа можно считать поле однородно намагниченной сферической частицы. Заметим, что для обоих типов зондов, которыми мы исследовали образец, неоднородность zкомпоненты поля мала и по величине и по масштабу, что позволяет аналитически учесть влияние поля зонда с помощью формулы (2), отбросив неоднородную дипольную часть поля зонда в плоскости.

Подгонка аналитических кривых проводилась при следующих параметрах пермаллоевых дисков: R = 445 нм, d = 41 нм, $M_{Py} = 790$ кА/м. Данные величины хорошо согласуются с результатами контроля геометрии дисков с помощью рентгеновской

рефлектометрии и растровой электронной микроскопии. При таких параметрах поправочный множитель $\beta = 0,9$. На рис.1 приведены экспериментальные и аналитические зависимости резонансной частоты гиротропной моды от расстояния между зондом и образцом при различных взаимных ориентациях магнитного момента зонда и намагниченности кора магнитного вихря для зонда с малым магнитным моментом (с пленкой Со).



Рис. 1. Экспериментальные (сплошные линии) и аналитические (кружочки) зависимость резонансной частоты гиротропной моды от расстояния между зондом и образцом для зонда с маленьким магнитным моментом. Красный цвет соответствует случаю, когда магнитный момент зонда и намагниченность кора вихря сонаправлены. Синий цвет соответствует случаю, когда магнитный момент зонда и намагниченность кора вихря направлены в противоположные стороны

Из рис. 1 видно, что для случая, когда магнитный момент зонда и намагниченность кора вихря сонаправлены, резонансная частота гиротропной моды растет при уменьшении расстояния между зондом МРСМ и образцом. Для случая, когда магнитный момент зонда и намагниченность кора вихря имеют противоположные направления, резонансная частота гиротропной моды уменьшается при уменьшении расстояния между зондом МРСМ и образцом. Можно видеть, что эксперимент демонстрирует хорошее согласие с аналитическим приближением.

На рис. 2 приведены экспериментальные и аналитические зависимости резонансной частоты гиротропной моды от расстояния между зондом и образцом при различных взаимных ориентациях магнитного момента зонда и намагниченности кора магнитного вихря для зонда с большим магнитным моментом (с частицей CoSm).



Рис. 2. Экспериментальные (сплошные линии) и аналитические (кружочки) зависимость резонансной частоты гиротропной моды от расстояния между зондом и образцом для зонда с большим магнитным моментом. Красный цвет соответствует случаю, когда магнитный момент зонда и намагниченность кора вихря сонаправлены. Синий цвет соответствует случаю, когда магнитный момент зонда и намагниченность кора вихря направлены в противоположные стороны

Как и для зонда с маленьким магнитным моментом, наблюдается увеличение или уменьшение частоты гиротропной моды в зависимости от взаимной ориентации магнитного момента зонда и кора вихря. Однако при расстоянии между зондом и образцом менее 3 мкм значение резонансной частоты резко возрастает (на рис.2 отмечено стрелкой), что объясняется перемагничиванием кора вихря. Расхождение экспериментальных данных и аналитического приближения для небольших расстояний между зондом и образцом может быть объяснено влиянием неоднородной составляющей дипольного поля в плоскости вихря. Для зонда с частицей SmCo на таких высотах это поле оказывает существенное влияние и формула (2) неприменима.

Работа выполнена при поддержке НЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2020-906.

- Guo F., et al. // Physical Review Letters, V.110, 017601 (2013).
- 2. Guslienko K.Y., et al. // Sci.rep. 5, 13881 (2015).

Нанодоменные структуры в тонких пленках ниобата лития

Б.Н. Слаутин^{1, *}, Н. Zhu², В.Я. Шур^{1, §}

1 Институт естественных наук, Уральский Федеральный Университет, ул. Куйбышева, 48, Екатеринбург, 620000.

². Jinan Jingzheng Electronics Co. Ltd., Jinan, China, 250101.

*boris.slautin@urfu.ru, §vladimir.shur@urfu.ru

В тонких пленках ниобата лития, полученных сколом после ионной имплантации с помощью локального переключения зондом сканирующего зондового микроскопа получены доменные структуры с периодом менее 300 нм. Исследованы зависимости кинетики роста изолированных доменов от влажности, напряжения и длительности импульсов. Выявлено влияние нижнего диэлектрического слоя на междоменное взаимодействие и параметры доменных структур.

Введение

Монокристаллические пленки ниобата лития субмикронной толщины, получаемые методом температурного скола после ионной имплантации, приклеенные к слою SiO₂ на подложке из ниобата лития (LNOI), являются оптимальным материалом для широкого класса интегральных устройств [1]. Исследование возможностей создания на базе LNOI волноводов, акустических и оптических преобразователей является бурно развивающимся научным и прикладным направлением [2]. Модификация LNOI с помощью контролируемых доменных структур является перспективным направлением улучшения характеристик интегральных устройств. Особый интерес вызывает создание периодических доменных структур (PPLN) с субмикронными периодами для разработки оптических параметрических генераторов [3].

В работе изучен процесс формирования, роста и взаимодействия изолированных доменов и периодических доменных структур, создаваемых методом локального переключения с помощью зонда атомно силового микроскопа (ACM).

Методика эксперимента и материалы

В работе были исследованы LNOI, вырезанные перпендикулярно полярной оси, двух типов: (I) с тонким металлическим электродом между пленкой и SiO₂ слоем и (II) с электродом между SiO₂ слоем и LN подложкой.

Создание доменов и периодических доменных структур осуществлялось путем приложения импульсов напряжения к зонду ACM, находящемуся в контакте с поверхностью образца. Нижний электрод был заземлён. Для предотвращения обратного переключения доменов зонд ACM отрывался от поверхности до прекращения приложения импульса. Визуализация созданных доменов и доменных структур производилась методом силовой микроскопии пьезоэлектрического отклика (СМПО).

Результаты и обсуждение

Были выявлены существенные различия в форме создаваемых локальных доменов в образцах LNOI различных типов. В LNOI (I) типа создаваемые домены диаметром менее 300 нм имеют практически круглую форму, которая в процессе роста становится близкой к треугольной или шестиугольной со скругленными краями. В LNOI (II) типа малые домены диаметром менее 300 нм также имеют практически круглую форму. Затем наблюдается переход от круглой формы к неправильной с волнообразными шероховатыми доменными стенками. Также обнаружено появление нерегулярных нанодоменных структур вблизи доменных стенок. Существенная хаотичность обнаруженных нанодоменных структур отнесена за счет дефектности пленки LNOI.

Были изучены зависимости размеров доменов от напряжения и длительности переключающих импульсов. Показано, что диаметр домена линейно зависит от напряжения и логарифмически от длительности импульса для обоих типов LNOI. Выявлено существенное влияние влажности на форму и длину создаваемых доменов [4]. Наблюдался ускоренный рост размеров изолированных доменов с увеличением влажности для LNOI (I) типа и постепенное уменьшение диаметра при увеличении влажности для LNOI (II) типа. Различие в поведении доменов



Рис. 1. Периодические доменные структуры в LNOI (I) типа с периодами: (а) 200 нм и (б) 300 нм, (в) в LNOI (II) типа с периодом 300 нм

в разных типах LNOI было объяснено за счет различного влияния мениска и адсорбционного слоя воды, образующихся в точке контакта зонда с поверхностью образца при увеличении влажности. Образование мениска приводит к увеличению площади эффективного контакта, а повышенная проводимость адсорбционного слоя способствует ускорению экранирования некомпенсированного заряда на стенке растущего домена, что ускоряет рост больших доменов в LNOI (I) типа. В тоже время, появление мениска приводит к делокализации и ослаблению поля вблизи зонда, что приводит к уменьшению размеров небольших доменов, переключаемых в LNOI (II) типа.

Было показано, что слой SiO₂ в LNOI (II) типа может быть рассмотрен как искусственный диэлектрический зазор, наличие которого приводит к усилению междоменного взаимодействия и изменяет кинетику роста домена. Нанодоменные структуры вблизи доменной стенки в LNOI (II) типа свидетельствуют о механизме роста доменов принципиально отличном от LNOI (I) типа. Показано, что наблюдаемый рост доменов в LNOI (I) типа происходит за счет образования и прямого прорастания клиновидных доменов на наклонной доменной стенке. В тоже время, в LNOI (II) типа рост доменов осуществляется преимущественно путем коррелированного зародышеобразования с появлением нанодоменов на небольшом расстоянии от доменной стенки, последующем их росте и слиянии с основным доменом. Хаотичность образующих нанодоменных структур является причиной возникновения доменов неправильной формы в LNOI (II) типа.

Была продемонстрирована возможность создания PPLN с периодом 200 нм в LNOI (I) типа и с периодом 300 нм в LNOI (II) типа (рис. 1). Показано, что создание доменных структур с малыми периодами из-за сильного междоменного взаимодействия в LNOI (II) типа возможно только точечным переключением в матрице, а в LNOI (I) типа - сканированием зондом, с приложенным к нему напряжением.

Работа выполнена с использованием оборудования УЦКП «Современные нанотехнологии» УрФУ. Исследование проведено при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (проект № 19-32-90052).

- Rabiei P., Gunter P. // Applied Physics Letters, V. 85, 4603 (2004).
- Han H., Cai L., Hu H. // Optical Materials, V. 42, 47 (2015).
- 3. Harris S.E. // Applied Physics Letters, V. 9, 114 (1966).
- 4. Slautin B.N., Turygin A P., Greshnyakov E.D., *et al.* // Applied Physics Letters, V. 116, 152904 (2020).

Формирование и исследование резистивного переключения локальных оксидных наноструктур титана

Д.А. Сухаревич^{*}, В.И. Авилов[§], В.А. Смирнов, О.А. Агеев

Южный федеральный университет, Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения, ул. Шевченко, 2, Taraнpor 347922. *suharevich@sfedu.ru, §avilovvi@sfedu.ru

В работе проводились экспериментальные исследования по формированию локальных оксидных наноструктур титана и исследованию их резистивного переключения. Было показано, что метод локального анодного окисления позволяет варьировать геометрическим размерами формируемых наноструктур, которые проявляют эффект резистивного переключения и переключаются между высокоомным и низкоомным состоянием. Наблюдаемый эффект сохраняется на протяжении 1000 циклов переключения.

Введение

В современном мире наблюдается тенденция к увеличению плотности элементов памяти за счет разраприменения принципиально новых ботки и устройств, таких как мемристоры, которые позволят выполнять сверхбыстродействующую обработку и энергонезависимое хранение информации [1-3]. Одним из методов получения мемристорных структур является метод локально анодного окисления, позволяющий прецизионно формировать оксидные наноструктуры титана с высокой точностью и последующей их диагностикой [4-6]. Поэтому актуальной задачей является формирование и исследование резистивного переключения локальных оксидных наноструктур титана, полученных методом локального анодного окисления.

Методика эксперимента

Экспериментальные исследования по формированию оксидных наноструктур проводился с использованием сканирующего зондового микроскопа Solver P47 Pro (NT-MDT, Россия) и кантилеверов марки HA_HR\W₂C покрытием в полуконтактном режиме атомно-силовой микроскопии (ACM). Методом локального анодного окисления на тонкой пленке титана (~20 нм) был сформирован массив локальных оксидных наноструктур при приложении импульсов напряжения амплитудой 10 В и длительностью от 10 до 1000 мс, токе цепи обратной связи составлял 0,1 нА, влажности воздуха 45 ± 1 % (рис. 1,а). Измерение вольтамперных характеристик проводилось в режиме токовой ACM спектроскопии, путем приложения импульсов напряжения к системе АСМ-зонд-поверхность. Исследование воспроизводимости мемристорного эффекта проводилось путем многократного (1000 циклов) переключения структуры между высокоомным и низкоомным состоянием.



Рис. 1. АСМ-изображение массива ОНС титана (а) и зависимость высоты и диаметра от длительности окисления (б)



Рис. 2. Исследование резистивного переключения оксидной наноструктуры титана: а) – ВАХ; б) – зависимость сопротивлений от номера измерения

Результаты и обсуждение

Анализ полученных результатов показал, что метод локального анодного окисления позволяет формировать оксидные наноструктуры на поверхности пленки титана. Было показано, что при увеличении длительности импульсов напряжения от 10 до 1000 мс происходит увеличение высоты структур от $1,2 \pm 0,1$ до $5,9 \pm 0,3$ нм и диаметра структур от 157 ± 10 до 258 ± 16 нм, При этом, при длительности более 200 мс наблюдается эффект насыщения (рис. 1,6). Полученную зависимость можно объяснить кинетикой процесса локального анодного окисления: в процессе роста наноструктуры ионы кислорода должны под действием внешнего электрического поля переместиться через растущий слой оксида к поверхности металла.

Анализ полученных вольтамперных характеристик показал, что данные структуры проявляют мемристорный эффект переключаются между высокоомным (10.2 ГОм) и низкоомным (0,8 ГОм) состоянием (рис. 2,а). Было показано, что мемристорный эффект сохраняется на протяжении 1000 циклов биполярного переключения (рис. 2,б).

Заключение

Таким образом, в работе было показано, что метод локального анодного окисления позволяет формировать оксидные наноструктуры титана с различными геометрическими размерами. Полученные наноструктуры проявляют эффект резистивного переключения между состояниями HRS и LRS, сохраняющийся на протяжении 1000 циклов переключе-

ния. Полученные результаты могут быть использованы при разработке технологических процессов элементной базы наноэлектроники с применением зондовых нанотехнологий.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 19-29-03041 мк и гранта Президента Российской федерации № МК-767.2020.8. Результаты были получены с использованием оборудования научно-образовательного центра «Нанотехнологии» Южного федерального университета.

- Нанотехнологии в микроэлектронике / Под ред. Агеева О.А., Коноплева Б.Г. – М.: НАУКА, 511 с., 2019, ISBN: 978-5-02-040201-0.
- Авилов В.И., Агеев О.А., Коломийцев А.С., Коноплев Б.Г., Смирнов В.А., Цуканова О.Г. // Известия высших учебных заведений. Электроника, № 2 (106), С. 50-57 (2014).
- Смирнов В.А., Томинов Р.В., Авилов В.И., *и др.* // Физика и техника полупроводников, Т. 53, С. 77-82 (2019).
- Агеев О.А., Смирнов В.А., Солодовник М.С., Рукомойкин А.В., Авилов В.И. // Известия высших учебных заведений. Электроника, № 2 (94), С. 43-50 (2012).
- 5. Агеев О.А., Смирнов В.А., Солодовник М.С., Авилов В.И. // Известия ЮФУ. Технические науки, № 4 (117), С. 8–13 (2011).
- О.А. Агеев, Н.И. Алябьева, Б.Г. Коноплев, В.В. Поляков, В.А. Смирнов // Известия высших учебных заведений. Электроника, № 2 (82), С. 23–31 (2010).

Влияние загрязнения зонда на качество изображений 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

Показано, что на поверхности магнитного покрытия зондов, используемых в магнитно-силовой микроскопии, при хранении в гелиевых коробках образуется слой адсорбата, причем часто с его последующей самоорганизацией. Вероятно, среди загрязнителей присутствуют жидкие компоненты, которые при попадании на кончик зонда приводят к ухудшению качества магнитных изображений. Предложена модификация метода двухпроходного сканирования, позволяющая избежать влияния подобного загрязнения зонда квантовой яме.

Введение

Загрязнение зонда является одной из наиболее частых причин ухудшения качества изображений атомно-силовой микроскопии (ACM). В методиках ACM, связанных с магнитно-силовой микроскопией (MCM), в данном вопросе имеется определенная специфика, обусловленная наличием магнитного покрытия зонда.

Основным режимом МСМ является двухпроходная мода, когда на первом проходе в полуконтакте (tapping mode) измеряется профиль поверхности линии, а на втором проходе зонд проходит на определенной высоте *h* над поверхностью, повторяя измеренный профиль. Высоту *h* удобно определить как расстояние от поверхности до нижней точки осциллирующего зонда. Как правило, при h больше 5 нм основное влияние на зонд оказывают дальнодействующие магнитные и электрические силы, что и позволяет получить МСМ изображение, скомпенсировав влияние электростатики путем выравнивания потенциалов зонда и образца. Однако, спецификой магнитных зондов является то, что со временем на них появляются загрязнители, которые не позволяют разорвать сильную связь между зондом и поверхностью даже при увеличении h до нескольких десятков или сотен нанометров. Это может сильно ухудшить качество магнитного изображения.

Самоорганизация адсорбата на поверхности магнитного покрытия зонда

Магнитная пленка, напыленная на зонд ACM, покрывает не только непосредственно иголку, но и плоские поверхности консоли и чипа кантилевера. В этих областях с помощью оптического микроскопа можно наблюдать появление различных типов самоорганизации адсорбата на поверхности – рис. 1(а-с). Даже в тех случаях, когда на оптическом изображении поверхность выглядит относительно чистой, наличие адсорбата выявляет АСМ сканирование – рис. 1(d-f). В работах [1,2] было показано, что часто источником загрязнения зондов является гель, используемый в коробках для хранения и транспортировки зондов. Вероятно, в случае магнитных кантилеверов осаждение адсорбата имеет определенную специфику. Материалы, из которых изготавливаются покрытия зондов, содержат, как правило, кобальт или железо. Эти вещества входят в состав катализаторов химической реакции (процесс Фишера-Тропша), в результате которой образуются жидкие углеводороды. Наличием подобных загрязнителей вносят дополнительные сложности в процесс магнитных измерений.

Модификация двухпроходной методики

Присутствие необычных загрязнителей на кончике зонда можно выявить с помощью снятия кривых подвода-отвода. В то время как на зависимости амплитуды от расстояния – рис. 2(а) никаких особенностей может и не наблюдаться, фазовая кривая - рис. 2(b) показывает, что лишь на расстоянии L (в данном случае порядка 100 нм) при отводе зонда фаза возвращается к исходному значению, то есть сильная связь между зондом и образцом разрывается. При дальнейшем приближении зонда к поверхности изменения фазы уже не наблюдается вплоть до касания. Наличие подобного сдвига фазы вносит помеху в канал регистрации магнитного изображения. Достаточно универсальным методом Том 1



Рис. 1. Оптические (a-c) и АСМ изображения (d-f) поверхности магнитных зондов



Рис. 2. Кривые подвода (a, d) и МСМ изображения (с-е)

улучшения качества сканирования является введение в методику измерения дополнительной операции – между первым и вторым проходом следует обеспечить подъем зонда на значительную высоту H, порядка 200-500 нм. Далее, после уменьшения высоты до h, но не допуская касания поверхности, можно выполнять второй проход. Для иллюстрации на рис. 2(с-е) приведены три магнитных скана, выполненных одним и тем же зондом, при одних и тех же параметрах сканирования (в том числе высоты h), но при последовательном увеличении значения H. Отметим, что на втором скане магнитная структура видна на отдельных участках (полосах), поскольку величина *H* близка к *L*, разрыв связи происходит или не происходит случайным образом.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты 18-29-27018-мк и 18-29-27020-мк).

- Sirghi L., Kylian O., Gilliland D., et al. //J. Phys. Chem. B, V. 110, 25975-25981 (2006).
- Ievlev A.V., Brown C., Burch M.J., *et al.* // Anal. Chem., V. 90, 3475–3481 (2018)

Исследование исходной доменной структуры и локального переключения в монокристаллах триглицинсульфата

А.П. Турыгин^{1*}, К.С. Плашиннов¹, А.Р. Ахматханов¹, О.М. Голицына², С.Н. Дрождин², В.Я. Шур¹

¹ Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, пр. Ленина, 51, Екатеринбург, 620000.

² Воронежский Государственный Университет, Университетская пл. 1, Воронеж, 394000.

* anton.turygin@urfu.ru

Исследование доменной структуры, формирующейся в результате фазового перехода, позволило выявить сосуществование 1D (полосовые домены) и 2D (изолированные линзовидные домены) структур. В результате локального переключения поляризации было обнаружено формирование линзовидных доменов со значительной анизотропией скорости роста вдоль осей [100] и [001]. Впервые в монокристаллах триглицинсульфата было продемонстрировано формирование квазирегулярных цепей изолированных субмикронных доменов под действием пироэлектрического поля.

Введение

Триглицинсульфат (ТГС) является классическим водородсодержащим сегнетоэлектрическим материалом, который обладает высокими диэлектрическими и пироэлектрическими свойствами и широко используется для создания высокочувствительных инфракрасных приемников и детекторов [1,2]. ТГС имеет сравнительно низкую температуру Кюри Т_С ≈49.7°С. Кристаллическая решетка ТГС относится к моноклинной сингонии. В параэлектрической фазе ТГС имеет пространственную группу P21/m. В сегнетоэлектрической фазе ТГС обладает пространственной группой P2₁, а спонтанная поляризация P_S направлена вдоль оси b. Однако, кинетика доменной структуры при локальном переключении и под действием пироэлектрического поля до сих пор не была детально исследована.

Методика эксперимента

Исследуемые кристаллы TGS были выращены на кафедре экспериментальной физики Воронежского Госуниверситета методом регулируемого понижения температуры от 66,6 до 39,2°С (с фазовым переходом в процессе роста) из трижды перекристаллизованной соли. Образцы для измерений размерами $5 \times 4 \times 1$ мм³ изготавливались раскалыванием бруска, вырезанного из пирамиды роста (110) по плоскости спайности (010), перпендикулярной полярной оси. Локальное переключение поляризации и визуализация доменной структуры производились с помощью силовой микроскопии пьезоэлектрического отклика (СМПО) при помощи сканирующего зондового микроскопа Asylum MFP-3D. Для экспериментов использовались зондовые датчики NSC18 с титановоплатиновым проводящим покрытием (MikroMash, Эстония) с радиусом закругления зонда $R_{tip} = 35$ нм, резонансной частотой f = 70 kHz и жесткостью k = 3,5 H/м. Сканирование производилось в режиме DART (Dual AC resonance tracking) с амплитудой модулирующего напряжения от 0,5 до 10 В. Переключение поляризации производилось прямоугольными импульсами амплитудой от 10 до 50 В и длительностью 1 с. Все измерения были проведены в атмосфере сухого азота при относительной влажности менее 1%.

Результаты

Измерения топологии показали, что поверхность скола состоит из атомарно-гладких террас площадью в сотни квадратных микрон с высотой ступеней около 1 нм с одиночными линзовидными доменами в монодоменной матрице.

В образцах, выдержанных в параэлектрической фазе в течение 10 минут ($T = 55^{\circ}C$) и затем охлаждённых до комнатной температуры со скоростью охлаждения 5°С/мин в областях с линзовидными доменами, (Рис. 1а), формировалась «двумерная ДС», состоящая из изолированных линзовидных доменов размерами до 10 мкм (Рис. 1b), а в областях, где до отжига не было линзовидных доменов, формировалась «одномерная ДС», состоящая из полосовых доменов с периодом около 7 мкм (Рис. 1с).



Рис. 1. (а) Исходная ДС. Изменение ДС после цикла нагрева в параэлектрическую фазу и последующего охлаждения: (b) после первого цикла, (c) ДС после второго цикла. Переключение пироэлектрическим полем: (d) исходная ДС, (e) ДС после цикла нагрев – охлаждение, (f) увеличенное изображение

Кроме того, было обнаружено, что при охлаждении образца из параэлектрической фазы после отжига при 65°С в течение 20 мин и одновременном сканировании формируется полосовая доменная структура, период которой увеличивается с понижением температуры.

Для исследования локального переключения образцы выдерживались при 65° С в течение 1 часа, переключение проводилось напряжением -50 В в предварительно поляризованной при комнатной температуре области площадью 50×50 мкм². Приложение прямоугольных переключающих импульсов приводило к формированию линзовидных доменов, размеры которых увеличивались с напряжением. При этом рост доменов в направлении [001] существенно опережал рост вдоль направления [100]. Созданные домены не стабильны и релаксируют с характерным временем около 25 минут. Соотношение размеров домена вдоль осей [100]/[001] со временем также уменьшается и стабилизируется около значения 0,57.

Было исследовано формирование доменной структуры при переключении пироэлектрическим полем, возникающим при изменении температуры. Исследовались образцы с исходной полосовой доменной структурой. Для создания пироэлектрического поля образцы нагревались от 30 до 45°С, а затем охлаждались до 30°С со скоростью 100°С/мин. Под действием пироэлектрического поля на поверхности образца формировались цепи изолированных линзовидных микро- и нанодоменов размерами от 60 нм до 2 мкм (Рис. 1d-f). Период доменов в цепи составлял 1-3 мкм, а расстояние между цепями – 2-3 мкм. Домены наибольших размеров формировались в центральной части исходного полосового домена, что обусловлено наибольшей величиной пироэлектрического поля.

Благодарности

При проведении исследований использовалось оборудование Уральского центра коллективного пользования «Современные нанотехнологии» Уральского федерального университета. Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (грант 19-12-00210).

- Lal R.B. and Batra A.K. // Ferroelectrics V. 142, 51-82 (1993).
- 2. Lock P.J. // Appl. Phys. Lett. V. 19, 390 (1971).

Исследования степени достоверности определения высот рельефа сверхтонких эпитаксиальных пленок Мо методами СТМ и АСМ

Л.А. Фомин^{1,*}, И.В. Маликов¹, В.А. Березин¹, А.Б. Логинов², Б.А. Логинов³

1 Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Академика Осипьяна, 6, Черноголовка, 142432.

² Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991.

³ Национальный исследовательский университет «МИЭТ», пл. Шохина, д. 1, Москва, Зеленоград, 124489.

*remagnetization@gmail.com

Методами сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и атомно-силовой микроскопии (АСМ) определена степень достоверности измерения высот рельефа сверхтонких эпитаксиальных пленок Мо на R-плоскости сапфира. Использованная теоретическая модель влияния шероховатости поверхности пленок металлов на их электронно-транспортные свойства на основе квантового подхода и фрактальной статистики неровностей поверхности позволяет объяснить квадратичную зависимость проводимости пленок от толщины. Для малых толщин наблюдается рост сопротивления с понижением температуры, связанный со слабой локализацией, что осложняет анализ, однако эта поправка невелика.

Введение

В настоящее время применяемые в микроэлектронике для межсоединений и шин металлизации алюминий и медь с уменьшением размеров элементов и возрастанием плотности тока в них перестают удовлетворять современным требованиям. Низкие температуры плавления этих металлов ограничивают их применение, поскольку характерные процессы деградации, приводящие к отказам, активируются с ростом отношения рабочей температуры к температуре плавления. Одним из методов решения указанной проблемы является использование тугоплавких металлов. При малых размерах проводников вклад в сопротивление рассеяния электронов проводимости на поверхности становится доминирующим при температурах вплоть до комнатной.

Теоретическая модель

Влияние рассеяния электронов на шероховатой поверхности на проводимость пленки при малых толщинах с учетом квантовых эффектов рассматривается рамках теории линейного отклика Кубо [3]. Удельную проводимость можно записать в виде

$$\sigma_{xx} = \frac{2e^2\hbar^2}{\Omega m^2} \sum_{\alpha} k_x^2 (-) \tau_{x,d} (\alpha) \delta(\varepsilon_{\alpha} - \varepsilon_F), \quad (1)$$

где Ω - объем пленки. Обратное время рассеяния из состояния $|\alpha\rangle = |\mathbf{k},m\rangle$ в состояние $|\beta\rangle = |\mathbf{k}',n\rangle$, полу-

ченное вычислением согласно золотому правилу Ферми, равно

$$\frac{1}{\pi_{xd}(\alpha)} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\beta} \frac{-q_x(\alpha \to \beta)}{k_x(\alpha)} |\langle \beta | V_s | \alpha \rangle|^2 \,\delta(\varepsilon_\alpha - \varepsilon_\beta) \quad (2)$$

где (**k**'-**k** = **q**), V_s - оператор рассеяния на поверхности, найденный нами ранее [1]. Отсюда получаем

$$\sigma = \sigma_0 \frac{3\pi}{2dk_F} \sum_{n=1}^{N_d} \frac{1 - (k_n / k_F)^2}{1 + (d_1 / d)^3 n^2},$$
 (3)

где $d_n = \left(\pi^2 Q_n l_0 / k_F^2 \right)$, n – номер подзоны размерного квантования, l_0 – длина свободного пробега электронов в объеме, σ_0 – проводимость объемного материала, параметр Q_n определяется интегрированием двумерного вектора **k** со спектральной плотностью флуктуаций $|f(q)|^2$ рельефа пленки, получаемой из СТМ или АСМ измерений.

$$Q_n = \frac{k_F^4}{k_F d} \sum_{m=1}^{m=N_c} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{d\phi}{\pi} \left(1 - \frac{\sqrt{k_F^2 - k_m^2}}{\sqrt{k_F^2 - k_n^2}} \cos\phi \right) \frac{k_m^2}{k_F^2} |f(q)|^2 \cdot (4)$$

Данная модель позволяет объяснить квадратичную зависимость проводимости пленок от толщины [1].

Экспериментальных данных по влиянию морфологии поверхности на сопротивление для пленок металлов сверхмалых толщин довольно, что, повидимому, связано со сложностью их выращивания и измерений характеристик. Во многих известных работах, например [5], морфология поверхности



Рис. 1. СТМ (слева) и АСМ (справа) изображения пленки Мо толщиной 3 нм, выращенной на R-плоскости сапфира, а также результаты анализа шероховатости ее поверхности (внизу)

исследовалась методом СТМ. Ранее нами было показано [1] что методы АСМ и СТМ дают разные результаты. В данной работе проведены дополнительные исследования свойств пленок Мо малых толщин с целью проверки этих результатов.

Методики экспериментов

Пленки Мо с толщинами 3, 6 и 19 нм были выращены на R-плоскости сапфира методом импульсного лазерного осаждения в сверхвысоком вакууме. Для исследований микрорельефа пленок Мо использовался прибор «СММ-2000» (завод ПРОТОН, г. Зеленоград) [2]. В режиме СТМ зондом являлась качественно изготовленная методом из волочёной платиновой проволоки диаметром 0.2 мм игла, с контролем одноострийности и наличия на конце не более одного выступающего атома методом снятия кривой отвода с десятикратным спадом туннельного тока при отводе иглы на расстояние не более 0.2 нм. Такие иглы позволяют достигать разрешение до 0.02 нм по латерали и высотам, с качественной визуализацией атомов в условии сверхвысокого вакуума. В качестве зондов в режиме АСМ использованы серийные кантилеверы с рекордно малым радиусом закругления острия 2 нм марки «MSNL» фирмы Bruker, США, позволяющие достигать разрешение в 2 нм по латеральным размерам и до 0.1 нм по высотам рельефа. Также ACM измерения выполнялись на микроскопе P47-Solver (НТ-МДТ, Москва, Зеленоград) с использованием кантилеверов ТipsNano (Москва, Зеленоград). Для исследования проводимости пленок была изготовлена серия образцов, напыленных через маску в виде мостиков, сопротивление которых измерялось по четырехточечной схеме на постоянном токе в зависимости от температуры, начиная от комнатной до 4.2 К.

Результаты и обсуждение

В таблице 1 показаны значения статистических параметров рельефа пленок в зависимости от толщины. Определения этих параметров визуально представлены на рис. 2. Как видно из таблицы, величина среднеквадратичного отклонения, Rq для СТМ данных в 2.2 – 3.5 раза превышает таковую для АСМ. Латеральный размер бугорка Sm на большом масштабе – наоборот, в 2 – 5 раз меньше, а на малом масштабе, S, он примерно одинаков.



Рис. 2. Параметры шероховатости: Rq – среднеквадратичное отклонение от *Z*_i всех точек по вертикали от средней линии профиля; Sm – среднее от расстояний по горизонтали между пересечениями Sm1, Sm2... профилем средней линии при ходе профиля вверх; S – среднее от расстояний по горизонтали между максимумами S1, S2... профиля

По всей видимости, полученные результаты можно объяснить тем, что при достаточно больших отклонениях рельефа по вертикали от среднего значения, зависимость тока от высоты подъема иглы над поверхностью в СТМ измерениях уже значительно отличается от линейной. Тем самым СТМ метод дает завышенные значения среднеквадратичной шероховатости Rq и заниженные значения латерального размера бугорка Sm.

Таблица 1. Параметры пленок Мо разных толщин

Параметры	Rq		Sm		S	
Методы	СТМ	ACM	СТМ	ACM	СТМ	ACM
3 нм	0.342	0.099	36.2	77.4	9.73	15.1
6 нм	0.184	0.085	27.4	87.3	14.4	14.7
19 нм	0.529	0.227	32.5	159.7	13.7	13.8

Одной из причин, по которой сложно исследовать пленки малых и сверхмалых толщин является их быстрая деградация из-за процессов окисления за времена сравнимые с временами необходимыми для проведения анализа ex-situ. Оказалось, что эпитаксиальные пленки Мо, хотя и окисляются, но относительно медленно. Также при низких температурах становятся существенными эффекты слабой локализации [4]. Результаты, приведенные на рис. З для пленки толщиной 2.5 нм, показывают, что в низкотемпературной области зависимость сопротивления меняет знак и становится экспоненциальной. Изменение сопротивления со временем связано с уменьшением толщины проводящего слоя пленки. Результаты экспериментов позволяют предположить, что процесс окисления происходит

равномерно по нормали к поверхности, при этом не меняется структура границы между металлической пленкой и окисным слоем. Хотя слабая локализация усложняет анализ результатов измерений со противления для малых толщин пленок, их сопротивление уменьшается мало, на 1–5%.



Рис. 3. Температурные зависимости отношения разницы сопротивления пленки к квадрату сопротивления в минимуме для пленки толщиной 2 нм в разные моменты времени (в часах)

Заключение

Исследована степень достоверности измеренияморфологии поверхности методами СТМ и АСМ сверхтонких эпитаксиальных пленок Мо на Rплоскости сапфира. За времена, необходимые для проведения измерений процессы окисления не оказывают существенного влияния. При низких температурах существенно влияют на сопротивление эффекты слабой локализации.

Работа выполнена при поддержке Государственного задания № 075-00355-21-00.

- Фомин Л.А., Маликов И.В., Березин В.А., *и др. //* Журнал технической физики, Т. 90, С. 1830 (2020).
- Логинов Б.А., Логинов П.Б., Логинов В.Б., Логинов А.Б. // Наноиндустрия, V.12, С. 352 (2019)
- Triverdy N., Ashcroft N.W. // Phys. Rev. B V. 38, 12298 (1988)
- 4. Bergman G. // Phys. Reports, V. 107 1-58 (1984)

Модуль Юнга Mg-Ni-гидросиликатных наносвитков

М.М. Халисов^{1, 2, *}, Т.С. Кункель^{1, 3, 4}, К.И. Тимощук^{1, 2}, Д.А. Козлов^{3, 5}, В.А. Лебедев⁶, Е.К. Храпова¹, А.А. Красилин¹, А.В. Анкудинов^{1, §}

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

² Институт физиологии им. И.П. Павлова РАН, наб. Макарова, 6, Санкт-Петербург, 199034.

³ Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН, пр. Ленинский, 31, Москва, 119991.

⁴ Московский физико-технический институт, пер. Институтский, 9, Долгопрудный, 141701.

⁵ Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991.

⁶ University of Limerick, Ireland, Limerick, V94 T9PX.

*hamax@list.ru, §alexander.ankudinov@mail.ioffe.ru

Методом атомно-силовой микроскопии исследованы механические свойства синтетических гидросиликатных наносвитков состава (Mg_{1-x}Ni_x)₃Si₂O₅(OH)₄ (x = 0, 0.33, 0.5, 0.67, 1). Определение модуля Юнга осуществлялось с использованием алгоритма, учитывающего условия закрепления наномостиков на подложке. Наносвитки разного состава имеют близкий средний модуль Юнга. Обнаружена зависимость величины модуля Юнга от диаметра наносвитков.

Введение

Синтетические нанотубулярные слоистые гидросиликаты позволяют варьировать свои свойства за счет изменения состава и условий синтеза. В связи с этим, данные объекты обладают высоким потенциалом практических применений. Например, их можно использовать в качестве наполнителя в композитных материалах. Для получения материалов с требуемыми свойствами необходимо понимать, как вариации состава и условий синтеза влияют на механические свойства нанообъектов.

Данная работа посвящена исследованию механических характеристик синтетических гидросиликатных наносвитков состава ($Mg_{1-x}Ni_x$)₃Si₂O₅(OH)₄ (x = 0, 0.33, 0.5, 0.67, 1) с помощью атомно-силовой микроскопии (ACM). Суть экспериментов сводилась к испытанию на изгиб наномостиков, образованных наносвитками над углублением в подложке, путем приложения заданной силы со стороны ACM-зонда с последующей регистрацией профиля сигнала деформации изучаемых нанообъектов. При обработке экспериментальных данных использована улучшенная методика определения модуля Юнга материала наносвитков, позволяющая учесть условия закрепления наномостиков на подложке.

Методика эксперимента

Наносвитки для исследования с помощью ACM были получены методом гидротермального синтеза. Капли суспензии наносвитков в изопропаноле (концентрация частиц – около 0.3 г/л) наносились на кремниевые калибровочные решетки для ACM TGZ2 и TGZ3 (НТ-МДТ СИ, Россия). Суспензию получали путем ультразвукового диспергирования в течение 20 – 30 минут. После высыхания капель калибровочные решетки помещались в сканирующий электронный микроскоп (СЭМ) Quanta 200 (FEI, США) для нахождения частиц, образовавших наномостики над канавками решетки.

Затем образцы с наносвитками переносили в атомно-силовой микроскоп BioScope Catalyst (Bruker, США) для исследования их механических характеристик. Наномостики для испытания на изгиб находили путем сопоставления СЭМ-изображений с данными оптического микроскопа Z16 APO (Leica, Германия), совмещенного с атомно-силовым микроскопом. Индентирование решетки с наносвитками осуществляли зондами FMG01 (HT-MДТ СИ) в режиме ACM PeakForce QNM, который позволяет картировать распределение величин локальной деформации образца.

Полученные экспериментальные карты деформации наномостиков корректировались с целью учета методических вкладов в результаты измерений: 1) от ошибки сигнала пиковой силы в величине деформации, 2) от особенностей расположения кантилевера и рельефа сканируемой поверхности. Извлеченные из скорректированных карт деформации профили прогиба наномостиков обрабатывались по алгоритму [1], позволяющему по единственному параметру подгонки теоретической зависимости к экспериментальному профилю определить условия закрепления наномостика (опертая, защемленная балка или смешанный случай) и, учитывая их, рассчитать значение модуля Юнга материала.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 и 2 показан пример экспериментальных ACM-данных наномостика состава (Mg_{0.5}Ni_{0.5})₃Si₂O₅(OH)₄. При пиковой силе сканирования в 15 нН максимальная деформация наносвитка составила около 12.8 нм. Длина пролета наномостика – 1806 нм, а внешний диаметр частицы – 48 нм. Расчет модуля Юнга по стандартной методике в приближении зажатой балки дает значение 138 ГПа, с учетом поправочного коэффициента, учитывающего условия закрепления – 163 ГПа.



Рис. 1. АСМ-топография наномостика, образованного на решетке TGZ2 тубулярной частицей (Mg_{0.5}Ni_{0.5})₃Si₂O₅(OH)₄



Рис. 2. АСМ-карта скорректированной деформации наномостика на рисунке 1, во вставке показан профиль его деформации вдоль пунктирной линии

Результаты измерения модуля Юнга гидросиликатных наносвитков разного состава приведены на рис. 3. Средние значения модуля Юнга слабо зависят от концентрации никеля. Явная корреляция механических свойств наносвитков от состава не обнаружена. Дисперсия значений модуля Юнга растет с увеличением содержания никеля.

Для большинства составов отчётливо прослеживается наличие зависимости величины модуля Юнга от внешнего диаметра наносвитков. Например, для состава Ni₃Si₂O₅(OH)₄ см. рис 4.



Рис. 3. Средние значения модуля Юнга (*E*) при разном содержании Ni



Рис. 4. Зависимость значений модуля Юнга (*E*) от внешнего диаметра (*D*) наносвитков состава Ni₃Si₂O₅(OH)₄

Наблюдаемая зависимость может объясняться следующими факторами: возрастанием роли поверхностного натяжения при увеличении соотношения поверхность/объём, сдвиговой деформацией слоёв, понижающей наблюдаемый модуль Юнга, в) индивидуальной дефектностью частиц, г) неравномерностью распределения катионов магния и никеля по частицам. Экспериментальные точки могут быть сгруппированы на основании применения моделей, учитывающих вклад поверхностного натяжения и сдвиг.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РНФ (проект 19-13-00151).

Литература

 Ankudinov A.V. // Semiconductors, V. 53, 1891– 1899 (2019).

Формирование сегнетоэлектрических нанообластей в тонкой диэлектрической пленке по произвольному рисунку с нанометровым разрешением

А.А. Чуприк, Р.В. Киртаев, М.В. Спиридонов, А.М. Маркеев, Д.В. Негров

Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) 141701, Россия, Московская обл., Долгопрудный, Институтский пер., д. 9.

Введение

Разработка технологически совместимых сегнетоэлектриков произвольной формы может открыть новые возможности в разработки и внедрении в производство новых устройств микроэлектроники и фотоники.

В данной работе мы демонстрируем индуцирование сегнетоэлектрических нанообластей, выполненное по произвольному шаблону в несегнетоэлектрической пленке оксида гафния HfO2 (10 нм), что стало возможным благодаря свойствам легированного оксида гафния кристаллизоваться в сегнетоэлектрическую структурную фазу [1]. Для этой цели был разработан технологически совместимый подход локального легирования HfO2 плёнки прямо в конденсаторной структуре Si/TiN(20 нм)/HfO2 (10 нм)/ TiN(20 нм) ионами Ga с помощью сфокусированного ионного пучка [2]. Расчёт дозы, необходимой для имплантации ионов галлия сквозь верхний металлический электрод, выполнялся методом Монте-Карло. Локальная кристаллизация в сегнетоэлектрическую фазу происходила во время последующего быстрого термического отжига (500 °C, 30 с, Аг среда). Наибольшая остаточная поляризация областей HfO₂:Ga составила 13 мкКл/см² при концентрации Ga 0.6 ат.%. In situ микроскопия пьезоотклика конденсаторной МИМ структуры показала асимметричное переключение доменной структуры при биполярных переключения конденсаторной структуры. Было показано, что данное явление связано с встроенным электрическим полем в HfO₂, возникающем вследствие градиента механических напряжений в функциональном слое. Латеральное пространственное разрешение индуцирования сегнетоэлектричества составило ~200 нм, что открывает разнообразные применения разработанного подхода. Среди них: 1) появление нового инструмента для создания метаматериалов, появление возможности внедрения 2) переключаемых фотонных устройств и 3) элементов микроэлектронной памяти на основе гибридных структур двумерный материал-сегнетоэлектрический слой, 4) существенное облегчение кремниевой интеграции классических электрооптических устройств, переключаемых сегнетоэлектрическими материалами.





Электрофизические измерения и микроскопия пьезоотклика выполнены при поддержке Российского научного фонда (проект 20-19-00370). Моделирование ионной имплантации и изготовление структур выполнены при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение № 075-00337-20-03, проект FSMG-2020-0001).

- Boscke T.S., Muller J., Brauhaus D., Schröder U. and Böttger U. Ferroelectricity in hafnium oxide thin films // Appl. Phys. Lett., 99, 2011, 102903.
- Chouprik A., Kirtaev R., Spiridonov M., Markeev A.M., Negrov D. Nanoscale tailoring of ferroelectricity in a thin dielectric film // ACS Appl. Mater & Interfaces 12(50), 56195–56202.

Динамика кристаллизации пленок ферритов-гранатов различной толщины при термическом отжиге

А.Н. Шапошников, А.А. Федоренко, Т.В. Михайлова∗, С.В. Османов, А.В. Каравайников, С.Д. Ляшко, Е.Т. Милюкова, А.С. Недвига, Е.Ю. Семук, В.Н. Бержанский

Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского, проспект Академика Вернадского, 4, Симферополь, 295007, Россия. *tatvladismikh@cfuv.ru

В данной работе представлены результаты исследований динамики кристаллизации, структурные, оптические и магнитооптические свойства пленок Ві-замещенных ферритов-гранатов для создания одномерных и двумерных наноструктур.

Введение

С целью создания новых устройств и систем передачи и обработки информации является актуальным исследование различных материалов и наноструктур со значительным магнитооптическим (МО) откликом [1]. Наблюдаемые в таких материалах и наноструктурах эффекты (эффекты Фарадея, Керра и Коттона-Мутона) делают доступным управление световыми потоками посредством применения постоянных и переменных магнитных полей. Среди подобных материалов особое место занимают пленки Ві-замещенных ферритов-гранатов (Bi:IG). В зависимости от состава и технологии синтеза пленки обладают различными физическими свойствами (намагниченностью, анизотропией, коэрцитивностью) и МО активностью. В данной работе представлены результаты исследований структурных параметров и МО свойств пленок Bi:IG, используемых в дальнейшем для создания одномерных и двумерных наноструктур. µm

Материалы и методы

Пленки наноразмерной толщины составов Bi_{1.0}Lu_{0.5}Gd_{1.5}Fe_{4.2}Al_{0.8}O₁₂ (Γ1) И Ві_{2,3}Dy_{0,7}Fe_{4,2}Ga_{0,8}O₁₂ (Г2) были синтезированы методом реактивного ионно-лучевого распыления на монокристаллических подложках гадолиний галлиевого граната ГГГ (Gd₃Ga₅O₁₂) с гладкой или наноструктурированной поверхностью, подложках плавленого кварца или ситалла (SiO₂). Диапазон толщин пленок был выбран от 20 до 200 нм с целью исследования динамики кристаллизации и формирования пленок при термическом отжиге и зависимости МО свойств пленок от толшины.

Осаждение пленок осуществлялось на установке УРМ 3-279.014 в кислородно-аргоновой смеси с использованием керамических мишеней соответствующего состава и ионно-лучевого источника «Холодок-1». Осажденные пленки были аморфны, и для их кристаллизации применяли отжиг на воздухе при атмосферном давлении и температурах от 650°С до 700°С. Длительность кристаллизационного отжига для образцов варьировалась от 20 мин до 120 мин с целью демонстрации зависимости размеров кристаллитов пленки от длительности отжига. Толщины синтезированных слоев были измерены с использованием интерферометрии (МИИ-4) и атомносиловой микроскопии (ACM, C3M Ntegra). Особенности морфологии поверхности пленок были определены методами АСМ и растровой электронной микроскопии (РЭМ, РЭМ-106). Профильный анализ образцов по толщине осуществлялся методом оптической спектрометрии тлеющего разряда на установке GD Profiler 2.

Результаты и обсуждение

Как видно из приведенных данных (рисунок 1, а – в), осажденная на ГГГ и не подвергнутая отжигу пленка Г2 обладает гладкой поверхностью. Ее спектр пропускания является монотонным и не проявляет изгибов поглощения в коротковолновой области около 450 нм, свойственным кристаллической структуре Bi:IG. МО вращение в геометрии эффекта Фарадея отсутствует. При отжиге образцов происходит формирование кристаллической структуры граната – появляются характерные зависимости оптического поглощения в коротковолновой области спектра и угла фарадеевского вращения (ФВ).



Рис. 1. АСМ-изображения поверхностей пленок Г2: (а) осажденной на ГГГ с гладкой поверхностью и не кристаллизованной; (б, в) осажденных на ГГГ с гладкой поверхностью и кристаллизованных при одинаковых условиях. Приведены также основные характеристики: *h* – толщина пленок; *RMS* – среднеквадратичная шероховатость; *AGS* – средний размер зерен. Профиль элементного состава по толщине: (г) аморфной и (д) кристаллизованной пленок Г2

Удельное ФВ увеличивается с ростом толщины осажденной пленки h, что свидетельствует об изменении структуры образцов (состава и стехиометрии) и активном диффузионном процессе на границе «пленка-подложка» в процессе отжига. Также после кристаллизационного отжига заметно изменяется распределение элементов на интерфейсе в сторону сглаживания и расширения внутреннего интерфейса (рисунок 1, г, д). Диффузионные процессы активно задействованы в самом процессе формирования кристаллической структуры граната. В результате исследований, пленки Г2 с оптимальной толщиной были осаждены и кристаллизованы на структурированной поверхности ГГГ.

Для образцов Г1 на подложках SiO₂ (плавленый кварц, ситалл) было показано, что рост пленок начинается с центров кристаллизации на дефектах подложки за счет отбора гранатообразующих элементов из окружающего эти центры аморфного материала и более мелких, спонтанно образующихся нанокристаллитов граната. Продемонстрировано, что для таких образцов типично сильное изменение МО активности в зависимости от толщины пленок.

Структурирование подложек для синтеза образцов выполнена с использованием оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» ИПФ РАН.

Работы по исследованию динамики кристаллизации Bi:IG на подложках ГГГ с гладкой и структурированной поверхностью поддержана Российским научным фондом (проект №19-72-20154) и по оптимизации магнитных параметров образцов Министерством науки и высшего образования Российской Федерации (Мегагрант № 075-15-2019-1934).

Литература

 Ignatyeva D.O., Karki D., Voronov A.A., Kozhaev M.A., Krichevsky D.M., Chernov A.I., Levy M., Belotelov V.I. // Nature communications, V. 11, 1 (2020).

Влияние влажности на кинетику доменов при локальном переключении поляризации в монокристаллах Rb:KTP

Е.В. Шишкина¹, Е.В. Пелегова¹, М.С. Кособоков¹, А.Р. Ахматханов¹, П.В. Юдин^{2,3}, А. Dejneka², В.Я. Шур^{1*}

¹ Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, Екатеринбург, 51 пр. Ленина, 620000

² Institute of Physics, Academy of Sciences of the Czech Republic, Praha, Czech Republic

³ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе, СО РАН, Новосибирск, Россия

*vladimir.shur@urfu.ru

С высоким пространственным разрешением исследовано влияние влажности на кинетику доменов при локальном переключении поляризации проводящим зондом сканирующего зондового микроскопа в монокристаллах одноосного сегнетоэлектрика титанилфосфата калия, легированного рубидием. Выявленный аномальный рост вытянутых гексагональных доменов при локальном переключении в радиально-симметричном внешнем поле отнесен за счет анизотропии скорости движения доменных стенок. Наблюдавшееся при высокой влажности увеличение и дальнейшее уменьшение соотношения длин сторон гексагонального домена с ростом длительности переключающего импульса, объяснено влиянием проводящего высокоомного слоя воды на поверхности образца.

Введение

Локальное переключение проводящим зондом сканирующего зондового микроскопа (СЗМ) в комбинации с визуализацией доменов при помощи сканирующей микроскопии пьезоэлектрического отклика (СМПО) позволяет проводить исследования доменной структуры сегнетоэлектриков с высоким пространственным разрешением [1,2]. В последнее время влияние относительной влажности на кинетику переключения активно исследуется, поскольку показано, что при нормальных условиях рост домена происходит под действием электрического поля, создаваемого зондом СЗМ, водным мениском и адсорбированным слоем воды на зонде и на поверхности сегнетоэлектрика [3-5]. Более того, было показано, что динамика процесса внешнего экранирования, связанная с существованием адсорбированного слоя воды на поверхности, играет важную роль в экранировании деполяризующего поля, возникающего при росте домена, и оказывающего значительное влияние на кинетику его роста [5,6]. Эта задача имеет прямое отношение к поверхностным электрохимическим явлениям при локальном переключении в сегнетоэлектриках [7]. Исследования влияния влажности на рост доменов при локальном переключении проводились ранее в конгруэнтном [3] и легированном MgO [8] ниобате лития и конгруэнтном [6] и стехиометрическом [4] танталате лития. Однако, эти эффекты до сих пор не были изучены в монокристаллах семейства титанил-фосфата калия.

Методика эксперимента

Исследовались монокристаллы титанил-фосфата калия КТіОРО₄, легированного Rb (Rb:КТР), вырезанные перпендикулярно полярной оси, толщиной 10 мкм. Нижний оксидный электрод (In₂O₃:Sn) был заземлен. Локальное переключение проводились с помощью C3M NTEGRA Aura (NT-MDT, Россия) при комнатной температуре и контролируемой влажности в камере. Прямоугольные импульсы напряжения прикладывались к Z⁺ полярной поверхности с помощью зонда NSC14-Pt (MikroMasch, Болгария) с характерной резонансной частотой 160 кГц и силовой постоянной 5 Н/м. Измерение зависимости размеров домена от длительности и амплитуды импульса проводилось в диапазоне длительностей от 10 мс до 200 с и амплитуд от 30 до 200 В. Зонд отрывался от поверхности образца до того, как выключалось поле, чтобы избежать спонтанного обратного переключения [9,10]. Изолированные домены записывались в ряд на расстоянии 3 мкм друг от друга, чтобы исключить существенное взаимодействие между доменами. Визуализация переключенных доменов проводилась сразу после переключения тем же самым зондом в режиме СМПО. Использовалось модулирующее напряжение амплитудой 3 В и частотой 20 кГц. Измерения длины и ширины доменов производились вдоль кристаллографических направлений [010] и [100], соответственно.

Форма доменов

Показано, что при локальном переключении в Rb:КТР формируются вытянутые гексагональные домены, отношение длины к ширине которых зависит от условий переключения. Dce домены были вытянуты в Ү направлении. Наблюдаемая форма доменов соответствует симметрии кристалла (С2). Формирование вытянутых доменов в радиально-симметричном внешнем поле отнесено за счет различия скоростей «медленных» стенок, ориентированных в направлении [010], и «быстрых» стенок, ориентированных в направлении близком к [110]. Удлинение домена происходит за счет быстрых стенок, а уширение за счет медленных стенок. В сухой атмосфере типичной формой домена является правильный шестиугольник с отношением длины к ширине близким к единице. При RH > 30% происходит переход к вытянутым гексагональным доменам, отношение длины к ширине которых сначала существенно увеличивается с ростом длительности импульса и достигает значения 3,5 при 10 с, а потом уменьшается до единицы при более длинных импульсах. Такое изменение формы доменов при высокой влажности отнесено за счет влияния проводящего высокоомного слоя воды на поверхности образца.



Рис. 1. СМПО изображения локально переключенных доменов для: (a) RH = 70% и (b) для сухой атмосферы для разных длительностей переключающего импульса

Пространственное распределение переключающего поля

Компьютерное моделирование пространственного распределения поля при локальном переключении и повышенной влажности показало, что образование водного мениска у кончика зонда уменьшает величину поля вблизи зонда и увеличивает его вдали от зонда. Этот результат позволяет объяснить различие в ранее опубликованных результатах по влиянию влажности на размер доменов: (1) уменьшение размера для маленьких доменов и (2) увеличение размера для больших доменов. Максимальные размеры доменов в сухой атмосфере и при малой RH для рассматриваемой пороговой полевой зависимости скорости движения стенки определяются пространственным распределением поля. Рост более крупных доменов при высокой RH вызван влиянием адсорбированного слоя воды, который действует как электрод с высоким удельным сопротивлением, что делает возможным внешнее экранирование. Движение быстрой стенки (удлинение) ограничено экранирующим зарядом, необходимым для компенсации связанного заряда. Компенсирующий ток переключения ограничен слоем воды, представляющим собой последовательное сопротивление, которое зависит от положения стенки. Движение медленных стенок (уширение) ограничено их подвижностью. Полученные результаты указывают на необходимость контроля влажности при исследовании локального переключения сегнетоэлектриков с использованием методов СЗМ, и должны быть использованы для развития методов доменной инженерии.

При проведении исследований использовалось оборудование Уральского центра коллективного пользования «Современные нанотехнологии» УрФУ. Исследование выполнено при поддержке Министерства науки и ВО РФ (госзадание FEUZ-2020-0054) и РФФИ (грант 18-29-20077-мк).

- Rodriguez B.J., Nemanich R.J., Kingon A., et al // Applied Physics Letters, V. 86, 012906 (2005).
- Ievlev A.V., Morozovska A.N., Shur V.Ya., *et al //* Physical Review B, V. 91, 214109 (2015).
- Ievlev A.V., Morozovska A.N., Shur V.Y., *et al //* Applied Physics Letters, V. 104, 092908 (2014).
- Dahan D., Molotskii M., Rosenman G., et al // Applied Physics Letters, V. 89, 152902 (2006).
- Blaser C., Paruch P. // New Journal of Physics, V. 17, 013002 (2015).
- Brugère A., Gidon S., Gautier B. // Journal of Applied Physics, V. 110, 052016 (2011).
- Ievlev A.V., Brown C.C., Agar J.C., *et al* // ACS Applied Materials and Interfaces, V. 10, 38217 (2018).
- Shur V.Ya., Ievlev A.V., Nikolaeva E.V., et al // Journal of Applied Physics, V. 110, 052017 (2011).
- Ievlev A.V., Alikin D.O., Morozovska A.N., *et al* // ACS Nano, V. 9, 769 (2015).
- Lilienblum M., Soergel E. // Journal of Applied Physics, V. 110, 052018 (2011).

Новый сегнетоэлектрик. Переключение поляризации и особенности исходной доменной структуры в монокристаллах ортованадата кальция

Е.В. Шишкина¹, В.В. Южаков¹, М.С. Небогатиков¹, Л.И. Ивлева², В.Я. Шур^{1*}

¹ Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, Екатеринбург, 51 пр. Ленина, 620000

² Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, 119991, Москва, Россия

*vladimir.shur@urfu.ru

Проведено детальное исследование исходной доменной структуры монокристаллов номинально чистого ортованадата кальция. Визуализация исходной доменной структуры на поверхности образцов проводилась с использованием оптической микроскопии и сканирующей микроскопии пьезоэлектрического отклика. Для визуализации доменов в объеме кристалла использовалась микроскопия генерации второй гармоники и конфокальная микроскопия комбинационного рассеяния. Впервые проведено локальное переключение поляризации в образце толщиной 10 мкм при помощи проводящего зонда сканирующего зондового микроскопа.

Введение

Ортованадат кальция $Ca_3(VO_4)_2$ (CVO) высокотемпературный сегнетоэлектрик с температурой Кюри $T_C = 1383 \pm 10$ К и величиной спонтанной поляризации $68*10^{-2}$ Кл/м² [1]. Номинально чистые и легированные кристаллы CVO обладают нелинейно-оптическими свойствами, что делает их перспективными материалами для генерации второй гармоники. Однако до настоящего времени никому не удавалось переключить поляризацию и исследовать исходную доменную структуру (ИДС).

Методика эксперимента

Кристаллы номинально чистого и легированного Mn₂O₃ CVO, выращенные по методу Чохральского, были разрезаны на пластинки толщиной 0.6 мм перпендикулярно полярной оси. Для исследования ИДС с высоким пространственным разрешением были использованы методы визуализации доменов как на поверхности, так и в объеме кристаллов. Статическая доменная структура визуализировалась методами оптической микроскопии с помощью микроскопа BX51 (Olympus). Кроме того, использовалась сканирующая микроскопия пьезоэлектрического отклика (СМПО) [2], микроскопия генерации второй гармоники (МГВГ) [3] и конфокальная микроскопия комбинационного рассеяния (КМКР) [4]. Визуализация ИДС методом СМПО проводилась при помощи сканирующего зондового микроскопа NTEGRA

Аига (NT-MDT SI, Россия) с использованием кремниевых зондов NSC-16 (MikroMasch, Болгария) с Pt покрытием и радиусом закругления 25 нм. Между зондом и нижним электродом прикладывалось переменное модулирующее напряжение амплитудой 10 В и частотой 20 кГц. МГВГ и КМКР реализуют послойное сканирование на разных глубинах для получения набора двумерных изображений доменов или доменных стенок в объеме кристалла с возможностью получения трехмерного изображения.

МГВГ осуществлялась с помощью модифицированного спектроскопического комплекса на базе зондовой нанолаборатории NTEGRA Spectra, (НТ-МДТ, Россия). Латеральное и пространственное разрешение метода составляло около 1 мкм. Высокая скорость визуализации позволяла получать набор сечений доменной структуры со всей глубины образца с шагом 3 мкм и проводить трехмерную реконструкцию доменной структуры в объеме.

Измерения спектров комбинационного рассеяния и визуализация ИСД методом КМКР проводилась при помощи конфокального микроскопа Alpha 300AR (WiTec GmbH, Германия). Образец помещался на пьезоэлектрический столик, позволяющий перемещать в трех направлениях с нанометровой точностью. Детектирование спектра проводилось при помощи Andor Newton CCD камеры с матрицей 1600×200 пикселов, что обеспечивало спектральное разрешение около 1.2 см⁻¹.

Результаты

Рельеф поверхности после механохимической полировки, представляет собой изолированные бесформенные области размерами в диапазоне от 20 до 200 мкм (Рис. 1). Просвечивающая оптическая микроскопия позволила одновременно наблюдать в проходящем свете домены на верхней и нижней полярных поверхностях (Рис. 1). Большинство доменов является несквозными. Различие формы сквозных доменов на противоположных поверхностях свидетельствует о наличии заряженных доменных стенок.



Рис. 1. Оптическое изображение ИДС номинально чистого кристалла СVO. Светлое поле, проходящий свет

Для детального исследования был выбран круглый домен диаметром 30 мкм (Рис. 2а), изображение которого было получено СМПО в режиме регистрации амплитуды (Рис. 2d) и фазы (Рис. 2c). Однородное значение фазы СМПО внутри исследуемого домена указывает на монодоменное состояние этой области (Рис. 2с,d). Визуализацию методом КМКР проводили на площади 35×35 мкм² с шагом 250 нм (Рис. 2b). Пространственное распределение интенсивности спектральной линии 854 см-1, интегрированной в области от 775 до 910 см⁻¹, было представлено как двумерное псевдоцветовое изображение (Рис. 2b). Темные доменные стенки совпадают с изображениями СМПО (Рис. 2с, d). Выраженный доменный контраст вызван заряженной доменной стенкой с большим отклонением от полярного направления [5]. Наблюдаемые оптическими методами области имеют разное направление спонтанной поляризации, то есть представляют собой разные домены. Для локального переключения поляризации («записи» доменов) к верхней полярной поверхности образца проводящим зондом СЗМ прикладывались прямоугольные импульсы амплитудой до ±200 В и длительностью от 100 до 300 с. Визуализация доменной структуры производилась непосредственно после «записи» доменов методом СМПО с приложением напряжения 10 В с частотой 20 кГц. Максимальный размер домена 200 нм при амплитуде 200 В и длительности импульса 100 с.



Рис. 2. Несквозной домен в номинально чистом CVO: (a) оптическая микроскопия, (b) амплитуда СМПО, (c) фаза СПМО, и (d) КМКР. (e) Профиль сигнала фазы

Полученный результат имеет принципиальное значение, поскольку впервые показывает, что в СVO при воздействии электрического поля реализуется атрибутное свойство сегнетоэлектриков – переключение поляризации, сопровождаемое изменением доменной структуры.Использование взаимодополняющих методов визуализации доменов позволило впервые комплексно исследовать исходную доменную структуру с заряженными доменными стенками в монокристаллах СVO после выращивания и охлаждения без поля.

При проведении исследований использовалось оборудование Уральского центра коллективного пользования «Современные нанотехнологии» УрФУ. Исследование выполнено при поддержке РФФИ (Грант 20-02-00588).

- Gopal R., Calvo C. // Z. für Krist., V. 137, 67 (1973).
- Gruverman A., Alexe M., Meier D. // Nature Communication, V. 10, 1661 (2019).
- Kämpfe T., *et al* // Applied Physics Letters, V. 107, 152905 (2015).
- Shur V.Ya., *et al* // Journal of Applied Physics, V. 110, 052013 (2011).
- Esin A., Akhmatkhanov A., Shur V.// Applied Physics Letters, V. 114, 092901 (2019).

Прямое прорастание доменов в одноосных сегнетоэлектриках. Исследование методами сканирующей зондовой микроскопии.

В.Я. Шур¹, Е.В. Пелегова¹, А.П. Турыгин¹, М.С. Кособоков¹, Ю.М. Аликин¹

¹ Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, Екатеринбург, 51 пр. Ленина, 620000 *vladimir.shur@urfu.ru

Прямое прорастание доменов при локальном переключении поляризации зондом сканирующего зондового микроскопа на неполярных срезах монокристаллов одноосного сегнетоэлектрика ниобата лития исследовано с высоким пространственным разрешением. Предложен новый механизм прямого роста доменов в объеме сегнетоэлектрика. Показано, что генерация ступеней в основании клиновидного домена происходит в поле, создаваемом зондом, а движение кинков вызвано полем, создаваемым заряженными кинками. Впервые обнаружено самоорганизованное формирование чередующихся квазирегулярных рядов клиновидных доменов при линейном сканировании.

Введение

Исследование эволюции доменной структуры при переключении поляризации в монокристаллах одноосных сегнетоэлектриков представляет значительный интерес для создания устройств преобразования частоты лазерного излучения на основе регулярных микро- и нанодоменных структур [1,2]. Вместе с тем прямое прорастание доменов (forward growth) с заряженными доменными стенками в полярном направлении является одной из основных стадий [3], которая до сих пор не изучена в достаточной степени. Более того, существующая теория прямого прорастания основана на ошибочных представлениях о невозможности существования заряженных доменных стенок. Проведенное нами детальное исследование с помощью сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ) роста клиновидных доменов на неполярных срезах кристаллов ниобата лития LN при локальном переключении поляризации [4-6] позволило сформулировать новый подход к прямому прорастанию, основанный на аналогии с ростом кристаллов.

Методика эксперимента

Экспериментально исследовалось формирование клиновидных доменов на неполярных срезах конгруэнтного LN (CLN) и LN, легированного 5% MgO (MgO:LN). Домены визуализировались с помощью сканирующей микроскопии пьезоэлектрического отклика (СМПО). Измерения проводились с помощью СЗМ Интегра Аура (НТ-МДТ, Спектрум Инструментс) в атмосфере сухого азота. Для формирования домена к проводящему зонду C3M прикладывались прямоугольные импульсы амплитудой от 40 до 200 В и длительностью от 10 мс до 10 с. Перед завершением импульса напряжения зонд отводился от поверхности (withdraw switching mode). Исследовалось формирование изолированных клиновидных доменов и квазирегулярных рядов изолированных доменов.



Рис. 1. (а) Локальное переключение поляризации на неполярном срезе. (b) Распределение полярной компоненты поля зонда C3M

Рост изолированных доменов

Локальное переключение поляризации на неполярных срезах позволило изучить прямое прорастание доменов с высоким пространственным разрешением (Рис. 1), и установить, что длина клиновидных доменов многократно превышает ранее проведенные теоретические оценки [6]. Компьютерное моделирование пространственного распределения полярной компоненты электрического поля показало, что значение поля, превышающее пороговое значение для генерации ступеней, локализовано на площади радиусом менее микрона, тогда как длина домена составляет десятки микрон (Рис. 2b). Полученное распределение поля вблизи заряженной доменной стенки позволило объяснить наблюдаемый рост доменов в объеме во внешнем поле, величина которого много меньше порогового значения [3].



Рис. 2. (а) СМПО изображение изолированного клиновидного домена. b) Распределение полярной компоненты поля, создаваемого зондом СЗМ. Схема прямого прорастания на неполярном срезе (с) исходное состояние, (d) генерация ступени и движение кинка

Прямое прорастание клиновидного домена объяснено в рамках кинетического подхода и рассматривается как результат генерации ступеней и движения заряженных кинков вдоль заряженной доменной стенки (Рис. 2с, d).

Формирование самоорганизованных доменных структур

Исследовано формирование при сканировании поверхности квазирегулярных рядов изолированных доменов с закономерным чередованием длин. Выделено три основных режима чередования: (1) удвоение (doubling), (2) учетверение (quadrupling), и (3) хаос (chaotic). Относительный вклад различных режимов зависел от приложенного напряжения. Формирование чередующихся доменных рядов рассмотрено в рамках кинетического подхода с учетом влияния деполяризующих полей, производимых тремя соседними доменами.

Периодическое изменение длины доменов обусловлено электростатическим взаимодействием доменов [2]. Выявлены типы доменных структур с регулярным, чередующимся и хаотическим распределением длин. Расчеты пространственного распределения деполяризующего поля позволили получить все экспериментально наблюдаемые типы доменных структур.

Предложенный механизм может быть использован для объяснения локального переключения на полярных срезах одноосных сегнетоэлектриков. Для прямого прорастания достаточно генерировать ступени на полярной поверхности, а удлинение домена будет происходить за счет движения кинков в поле, создаваемом заряженными кинками.



Рис. 3. (а) Локальное переключение поляризации линейным сканированием. (b) Режим чередования длин доменов в ряду – «учетверение»

Полученные результаты качественно изменяют представления о формировании доменов и их взаимодействии при прямом прорастании.

При проведении исследований использовалось оборудование Уральского центра коллективного пользования «Современные нанотехнологии» УрФУ. Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (грант 14-12-00826).

- Shur V.Ya., Akhmatkhanov A.R., Baturin I.S. // Applied Physics Reviews, V. 2, 040604 (2015).
- Ievlev A.V., Jesse S., Morozovska A., *et al* // Nature Physics, V. 10, 59 (2014).
- Shur V.Ya. // Journal of Materials Science, V. 41, 199 (2006).
- Alikin D.O., Ievlev A.V., Turygin A.P., *et al* // Applied Physics Letters, V. 106, 182902 (2015).
- Turygin A.P., Alikin D.O., Alikin Yu., Shur V.Ya. // Materials, V. 10, 1143 (2017).
- Pertsev N.A., Kholkin A.L. // Physical Review B, V. 88, 174109 (2013).

Особенности распределения NV-центров в природных алмазах

В.В. Яковлева^{1,2,*}, И.Д. Бреев¹, А. И. Дорофеева³, С.В. Титков³, П.Г. Баранов¹, А.Н. Анисимов^{1,\$}

1 ФТИ им.А.Ф.Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

² СПБГЭТУ «ЛЭТИ» им. В. И. Ульянова (Ленина), ул. Профессора Попова, 5, Санкт-Петербург, 197376.

з ИГЕМ РАН, Старомонетный пер., д. 35, Москва, 119017.

* valya_yakovleva_1999@mail.ru, \$ aan0100@gmail.ru

Азотно-вакансионные центры NV⁻ зарегистрированы в природных алмазах кубического габитуса типа IaA+Ib по физической классификации из промышленных россыпей р.Анабар (с.-в. Сибирской платформы) с использованием метода оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР). Путём сканирования сигналов ОДМР и ФЛ с субмикронным разрешением установлена локализация центров NV⁻ в плоскостях скольжения дислокаций {111}, разделённых расстояниями около 5 мкм. Полученные данные свидетельствует об образовании центров NV⁻ в природных алмазах в процессе посткристаллизационной пластической деформации, т.е. по механизму, отличающемуся от широко использующегося способа их искусственного получения.

Введение

Центр NV- в структуре алмаза образован атомом азота. замещающим углерод, И вакансии, расположенной в ближайшей структурной позиции. Он имеет отрицательный заряд. Центр проявляется в спектрах фотолюминесценции (ФЛ) (бесфононная линия 637 нм, фононная полоса 690 нм) и в спектрах поглощения в видимой области. При облучении светом с длиной волны 530-570 нм происходит оптически индуцированное выстраивание спиновых уровней с S=1 с преимущественным заселением подуровня с M_S=0 при комнатной температуре, что позволяет изучать его с использованием метода оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР) [1].

Техника проведения измерений

Установка по исследованию алмазов представляет собой конфокальный микроскоп, оснащенный системой регистрации ОДМР. Объектив 0.9 NA 100x с областью фокусировки порядка 1 мкм, фокусирует лазер с длиной волны $\lambda = 532$ нм и мощностью P = = 5 мВт. Свет ФЛ образца проходит через пинхол и попадает в монохроматор для спектрального анализа с помощью ПЗС матрицы. В режиме регистрации ОДМР спектральный анализ не производится и в качестве детектора используется ФЭУ, который регистрирует интегральный сигнал ФЛ. В режиме ОДМР также используется синхронный детектор (lock-in), к которому подсоединён генератор радиочастот в диапазоне 2-3 ГГц (RFG), низкочастотный генератор (LFG) 680 Гц.



Рис. 1. Схема установки для регистрирования ФЛ и ОДМР

Результаты измерений

Были исследованы плоскопараллельные пластины алмаза, изготовленные из кристаллов массой 0.92— 1.38 кар. Спектры фотолюминесценции (см. пример на рис. 2 а) и ОДМР (см. пример на рис. 2 б) регистрировались вдоль профиля, проходящего через центр кристалла. Вдоль кристалла было проведено сканирование сигналов ОДМР и ФЛ с записью карт распределения центров NV⁻.

В спектрах ОДМР природных алмазов центр NVпроявляется в виде линии в области 2870 МГц (параметр D). Эта линия расщеплена на две компоненты, что обусловлено отклонением симметрии центра от аксиальной и воздействием локальных напряжений в кристалле (параметр E). Спиновый гамильтониан, описывающий данное расщепление:

$$\hat{H} = g \,\mu_B \vec{B} \hat{S} + D \left[S_Z^2 - \frac{1}{3} S \left(S + 1 \right) \right] + E \left[S_X^2 - S_Y^2 \right]$$


Рис. 2. а) Спектр ФЛ NV-центров; б) Спектр ОДМР записанный в природном алмазе. в,г) Карты ФЛ и ОДМР записанные в одной области кристалла, соответственно.

где μ_B – магнетон Бора, для NV дефекта: S = 1, D и E – константы расщепления в нулевом поле, g – изотропный g-фактор [2]. Наличие параметра E, неравного нулю, приводит к разной степени удаленности боковых полос от центра спектра. Параметр E напрямую связан с напряжениями в кристалле, то есть, появляется возможность получить карту напряжений в образце.

Анализ распределения интенсивности сигналов ОДМР и ФЛ NV⁻центров показал неоднородное распределение по объёму кристалла. Их интенсивность значительно снижается в центре образца – примерно в 5 раз. В периферической зоне появляются С-центры (одиночные атомы азота). Поэтому образование центров NV⁻ происходило преимущественно в периферической зоне кристалла.

При сканировании участков образцов было установлено, что в периферических областях кристалла наблюдалась система параллельных ярких полос (см. рис. 2 в,г), на которых интенсивность спектров ОДМР и ФЛ центров NV⁻ была особенно сильной. В центральных областях кристаллов такие полосы полностью отсутствуют. Эти полосы представляют собой плоскости скольжения дислокаций {111}, которые характерны для пластически деформированных алмазов.

Заключение

В природных алмазах центры NV^- исключительно неравномерно распределены по объёму кристаллов. С одной стороны, они локализованы в деформационных плоскостях скольжения {111}. С другой стороны, они сконцентрированы в зонах роста кристалла, для которых характерно повышенное содержание одиночных азотных дефектов С (N). Полученные данные могут быть использованы для разработки нового способа искусственной генерации центров NV⁻ в алмазах.

А.Н.А. и П.Г.Б. благодарят фонд РФФИ за финансовую поддержку данных исследований (проект № 19-52-12058-ННИО_а).

- Gruber A., Dräbenstedt A., Tietz C., Fleury L. // J. Wrachtrup, C. von Borczyskowski, Science 1997, 276, 2012-2014 (1997).
- Baranov P.G., von Bargeleben H.J., Jelezko F., Wrachtrup J. Magnetic Resonance of semiconductors and Their Nanostructures. Wien: Springer-Verlag, 2017. 535 p.

Секция 5

Многослойная и кристаллическая рентгеновская оптика

Kossel lines in multilayer X-ray mirrors

V.A. Belyakov

L.D. Landau Institute for Theoretical Physics, Kosygin str.2, 119334 Moscow, Russia. bel@landau.ac.ru

A detail theory of the X-ray localized conical edge modes in multilayer X-ray mirrors is presented and is proposed to apply the X-ray localized conical edge modes in studying of the multilayer X-ray mirrors structural and composition perfectness. The theoretical results are compared with the known experimental results. The optimal conditions for observations of the revealed details of the Kossel lines in multilayer X-ray mirrors are discussed.

Introduction

Recently it was proposed to apply the theory of electromagnetic localized edge modes [1] for description of the X-ray Kossel Lines (KL) in crystals [2] and optical KL [3] in photonic liquid crystals. A present report is developing application of the new theory presented in [2,3] to the case of KL in multilayer X-ray mirrors (MXRM). There is significant activity in the studying MXRMs (see for example [4] and [5, 6]). However, the theoretical description of the Kossel patterns of MXRMs demands to be improved. There is a need to take into account the specifics of the soft X-rays optics compared to the cases of hard X-rays. If in the visible light range the theory is based at the dielectric constant (tensor) and in the hard X-rays range it is based at the X-ray coherent structure scattering amplitude, in the case of MXRM one needs the both approaches. Remind that KL patterns are due to the specific of a point source emission in a periodic medium, related to the diffraction of emitted photons in a sample, which manifests itself at some cones of the propagation directions in a sample. This phenomenon is of a general nature and reveals itself for different types of wave and corpuscular radiations (in the case of electrons the lines are called Kikuchi lines [7]).

Because a typical period of MXRMs is order of 10⁻⁶ cm and their periodicity axis is normal to the surface of a structure (see Fig.1) the corresponding KL patterns in MXRMs reveal some peculiarities: 1. the KLs are circles, 2. because the KLs are formed by characteristic X-ray radiation belonging to elements forming the MXRMs, which wave lengths are much shorter than the MXRM periods, the emission of KL photons is happening at grazing (small) angles to the surface, 3. the whole number of periods (being of order of few hundreds) in MXRMs and their perfection are not very high. As shown in [2] the KL patterns are formed as results of X-ray localized conical edge modes

(XRCEMs) decay after their excitation by X-rays emitted by atoms inside the structure under consideration.

Main equations

The XRCEMs exist at discreet frequencies which are located outside the stop band frequencies range and are numerated by integer numbers n (with n=1 for the frequency closest to the stop band edge). The XRCEM is formed by a linear superposition of the two eigen waves of the structure under consideration. The XRCEM boundary problem in the MXRM (see Fig. 1)



Fig.1. Sketch of the KL geometry for a MXRM

is similar to the one for XRCEM in conventional crystals [2] and to the optical case [3]. It is why we give here without the derivation a final expression for the MXRM field in the two-wave dynamical diffraction theory approximation

$$\begin{split} \mathbf{E}(z, \mathbf{r}\perp, t)_{n} &= \exp[i(r\perp k\cos\theta - \omega_{n}t)][2\boldsymbol{\sigma}_{+}iexp(i\tau z/2)sin(q_{n}z) + \boldsymbol{\sigma}_{-}exp(-i\tau z/2) \times \\ &\times (\xi_{n}^{+}exp(iq_{n}z) - \xi_{n}^{-}exp(-iq_{n}z))], \end{split}$$
(1)

where ω_n is the nth XRCEM frequency, τ is the MXRM reciprocal lattice vector and q_n is the diffraction addition to the wave-vector $\kappa = \omega \varepsilon_0^{\frac{1}{2}}/c$, ξ_n^{\pm} are the determined by the dispersion equation factors (see [1,2]), \mathbf{r}_{\perp} is the radius-vector parallel to the layer surface, θ is the Bragg angle, σ_+ and σ_- are the unit vectors of polarizations (in our case the linear π - or σ - polarizations). In the limiting case of $(q_n L)Im(q_n / \tau) \ll 1$ $q_n = n\pi/L$ for the nth XRCEM frequency, where L is the MXRM thickness. At frequencies of characteristic lines KLs, as a result of the XRCEM (given by (1)) decay (leakage of X-rays through the MXRM surfaces), may be observed at different ways of these characteristic lines excitation (by X-rays, synchrotron radiation, fast electrons an so on). Moreover KLs may be observed at several characteristic lines corresponding to the elements constituting a MXRM. The geometry of characteristic KL lines emission is presented at Fig.1 The influence of a MXRM reveals itself in the suppression of the X-ray emission in the directions corresponding to the stop-band (in the case of fixed X-ray frequency) and in an essential redistribution in the angular distribution of X-ray close to the directions corresponding to the stop-band edges. This redistribution may be described with the help of the XRCEMs being excited in the MXRM [2]. There is a spectral (angular) modulation of the KL intensity outside of the stop band due to the decaying of XRCEM with different n. The corresponding spectral (angular) fine structure of X-rays emission in the KL is determined by the frequency positions of XRCEMs determined by the expression:

$$\pm (\omega - \omega_{\rm B}) / \omega_{\rm B} = (1/2 \sin \theta) [\epsilon_{\tau}^2 + (2\pi n/\tau L)^2]^{\frac{1}{2}},$$

n = 1, 2, 3, (2)

where the Bragg frequency $\omega_B = (c\tau/2\epsilon_0^{1/2})/\sin\theta$, ϵ_τ is the amplitude of dielectric constant modulation in MXRM. So, there is a fine structure of emission lines determined by the difference in the frequencies of the XRCEMs corresponding to their different numbers n.

Discussion

Measuring of the mentioned KL fine structure for characteristic X-ray lines might be used for obtaining a structural information on the MXRM (ε_{τ} values). However, the resolution of the fine structure of KL emission is not an easy experimental problem because a small splitting of KL for the characteristic X-ray lines. It should be mentioned here that scattering and transmission spectra of highly monochromatized X-ray at MXRM close to the Bragg conditions without excitation of characteristic lines may be also used for obtaining ε_{τ} values. It is due to the fact that the minima in reflection (maxima in transmission) are directly connected with the XRCEM frequencies. So, one measuring the spectral positions of R minima (or T maxima) is able to get information on ε_{τ} in the MXRM, applying the formula (2). As an illustration Fig.2 presents the spectral behavior of the reflection R and transmission

T coefficients for the normal incidence at typical values of the MXRM parameters (at wave length $\lambda = 2d$, where d is the XRCEM period). The measurements of the frequency positions of T maxima might be preferable in time delayed measurements aimed to a direct detection (observation) of the XRCEMs by measuring their life-time. For typical values of the MXRMs parameters the XRCEM life-time given by $\tau_{XRCEM} \approx (L\epsilon_0^{\frac{14}{2}}c)[L\epsilon_{\tau}\tau/\pi n]^2$ [2] occurs to be in the picofemto second range.



Fig. 2. Calculated MXRM reflection (**a**) and transmission (**b**) coefficients at normal incidence are plotted versus the dimensionless frequency $\omega_d = \epsilon_{\tau}[2(\omega - \omega_B)/\omega_B\epsilon_{\tau} - 1)]$ (ϵ_{τ} =0.01, number of periods in the XRCEM N=200,γ=0,001, where γ determines the imaginary part of dielectric constant via the relation $\epsilon = \epsilon_0(1+i\gamma)$).

Conclusion

The performed above theoretical study of the Kossel patterns of MXRMs may be applied as to practical needs (structural investigations) so to further studies of the XRCEMs themselves. The advantages of the soft X-ray wave length range are connected with the much larger achievable value of the dielectric constant modulation resulting in larger values of angular and frequency variations in the Kossel patterns. In particular, XRCEMs studies in MXRMs present new opportunities for investigating Kossel patterns polarization properties (like in the optical case [8]).

Another problem which can be studied using MXRMs is a direct observation of the XRCEMs. A direct connection of the KLs with the XRCEMs might be proved by means of a time-delayed technique, in particular, applied to the Kossel patterns in MXRMs. The work is supported by State Assignment of Ministry of Science of Russia No 0033-2019-0001.

References

- Belyakov V.A. (2019) Diffraction Optics of Complex Structured Periodic Media, Springer. New York, Chapts.3,5,6.
- Belyakov V.A. Proc. of XXIV International Symp. Nanophysics and Nanoelectronics, Nizhni Novgorod, V. 2, 829 (2020); Belyakov V.A. // JETP, in print (2021).

- 3. Belyakov V.A. // Crystals, 10, 541 (2020).
- Barysheva M.M., Gaikovich P.K., Par'ev D.E., *et al.* Proc. of XVI International Symp. Nanophysics and Nanoelectronics. Nizhni Novgorod, V. 2, 574 (2012).
- 5. Meiyi, Nucl. Inst. Meth. Phys. Res.B386,39 (2016).
- Le Guen K. // Jn. Nanosc. Nanotech., 19, 593 (2019).
- 7. Kikuchi S. // Jp. J. Physics. 5 (3061): 83–96 (1928).
- Risse A.M., Schmidtke J. // J. Phys. Chem. C, 123, 2428-2440 (2019). DOI:10.1021/jpcc.8b11134.

Plasmon excitation of crystalline nanoclusters in multilayers mirrors operating in EUV and X-ray region of wavelengths

N. Kumar^a*, A.T. Kozakov^b, A.V. Nezhdanov^c, V.N. Polkovnikov^a, R.M. Smertin^a, R.S. Pleshkov^a, N.I. Chkhalo^a

^a Institute for Physics of Microstructures RAS, Afonino, Nizhny Novgorod 603087, Russia

^b Research Institute of Physics, Southern Federal University, 194 Stachki Avenue, Rostov-on-Don 344090, Russia

cLaboratory of Functional Nanomaterials, Lobachevsky State University, Nizhny Novgorod 603950, Russia.

*kumar@ipmras.ru

Raman scattering studies have shown the formation of crystalline Si nanoclusters embedded within the amorphous Si matrix of the Si layer in the periodic Mo/Si multilayer mirrors. X- ray photoelectron spectroscopy was used for the plasmon excitation of these nanoclusters. The energy of the plasmon excitation was found to be proportional to decrease in size of the crystalline Si nanoclusters, explained by the quantum confinement effect. It is supposed that such excitation may influence the reflectivity of the multilayer mirrors, operating at EUV and X-ray wavelengths.

Introduction

In sputter deposition of Mo/Si multilayers, the thicker Mo layer generally condensed into the polycrystalline phase, which consist nanoscale grain size [1]. However, the Si layers nucleates into the amorphous silicon (a-Si) structure over the Mo surface. Raman spectroscopy was widely used for the investigation of crystallinity, defects and quantum mechanical effects of Si [1-3]. In Raman spectroscopy, a sharp transverse optic (TO) mode of T_{2g} symmetry and zero momentum was observed in perfect crystalline Si (c-Si). However, this mode redshift with decreases in crystallite size and it became broader due to the relaxation of the q=0 selection rule and non-zero value of momentum. This is described by phonon confinement and density of state [4]. Phonon dispersion of the nanocrystalline Si (nc-Si) present in the a-Si matrix showed the appearance of TO mode for both *nc*-Si and *a*-Si matrix [1, 5]. The TO of nc-Si phase redshifted and peak width becomes wider with decrease in crystallite size, which is understood by phonon confinement effect. For the confinement, the dispersion of energy and momentum of phonon from the quantum size particles is considered in the scattering process.

Quantum confinement of silicon nanoparticles can also be determined by the change of dispersion and momentum of scattered inner shell electrons. It was investigated by the electron energy loss spectroscopy [6] and Xray photoelectron spectroscopy [7]. In the case of X- ray photoelectron spectroscopy, it is often detected by the energy shift of the maximum of the core levels spectra depending on the size of the nanoparticles in the system. Blueshift of the plasmon loss lines was observed in the X-ray photoelectron spectra of dimensionally confined ultrathin Si layers deposited onto Al_2O_3 single crystals [7]. The detection of quantum confinement effect of Si and Mo was observed in the Mo/Si multilayer structures [8]. Here, the crystalline Si nanocluster size dependent plasmon shift in Si layers of Mo/Si multilayers is reported. This may be one of the important factor for the consideration of reflectivity loss of mirrors, operating in EUV/X-ray region of wavelengths.

Experimental

Mo/Si multilayer films were deposited by *dc*magnetron sputtering equipped with four planar magnetrons [9]. Two Mo/Si multilayer samples with period thickness of 6.93 and 7.15 nm with total periods of 50 was selected for the phonon and plasmon studies. These samples are further designated as sample-A and sample-B, respectively. The layer thickness of Mo and Si in sample-A is 2.78 and 4.18 nm, respectively. These layer thicknesses in sample-B is 5.14 and 1.51 nm, respectively. These information was determined by *X*-ray reflectivity, considering the CuK_a line of 0.154 nm wavelength. Raman spectra of Si in these multilayers was studied by NTEGRA spectrometer (NT-MDT- Zelenograd, Russia), with an excitation wavelength of 473 nm. Plasmon loss was investigated by Xray photoelectron spectroscopy (XPS ESCALAB 250) with monochromatic AlK_{α} X-rays and spectral resolution 0.6 eV.

Results and discussion

Results of Raman spectroscopy showed asymmetrical broad band, deconvoluted by the five symmetrical combination of Lorentzian and Gaussians subpeaks in sample-A. However, the combination of Lorentzian and Gaussians convolution showed four peaks in sample-B. The physical meaning of these peaks are well discussed in the ref. [1]. The Raman scattering showed wide bandwidth and redshift of TO mode of crystalline Si nanoclusters dispersed in the amorphous matrix in the Si layer. In sample-B, this mode become much broader and further redshifted due to decrease in size of Si nanoclusters embedded in the amorphous matrix [1]. This behavior is associated to quantum confinement of phonon in the smaller size of Si nanoclusters [1, 4].

The volume plasmon of the upper Si layer in the Mo/Si multilayers was excited by the Mo4*p* photoelectrons, ejected from the Mo layer. The intensity of plasmon excitation is significantly high, which confirm the larger volume fraction of Si nanoclusters embedded within the amorphous matrix.



Fig. 1. Plasmon scattering by Mo4*p* photoelectron of Si nanoclusters embedded in the amorphous matrix of Si in multilayers, sample-A and sample-B with Si layer thickness of 4.18 nm and 1.51 nm, respectively

For thinner Si layer, the plasmon was blueshifted with energy (ΔE_p) to the value of 19.6 eV in sample-B. This is clear indication of quantum confinement of plasmon blueshift: $\Delta E_p = E_p (\pi^2 \hbar^2 / m^* E_g) d^2$ [6-8], where, \hbar is Planck constant, *m* is the rest mass of the electron, E_g is band gap, and *d* is particle size of nanoclusters.

Conclusion

In Si layers, crystalline Si nanoclusters embedded within the amorphous matrix was investigated by Raman scattering and X-ray photoelectron spectroscopy. The size of the nanoclusters was decreased for thinner Si layer in the Mo/Si multilayers. The evidence of Si nanoclusters was confirmed with the shift of plasmon loss by X-ray photoelectron spectroscopy. The blueshift of plasmon was observed for smaller Si nanoclusters, which manifested the quantum confinement effect. It is supposed that, such excitation may influence the reflection coefficient of multilayer mirrors, which is matter of further investigation.

The work was supported by Center of Excellence «Center of Photonics» funded by The Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation, contract № 075-15-2020-906.

References

- 1. Kumar N., Nezhdanov A.V., Smertin R.M. *et al.* // Intermetallics 125, 106872 (2020).
- 2. Yamashita D., Takahashi Y., Asano T. *et al.* // Opt. Exp., 23, 3951 (2015).
- 3. Poborchii V., Hara M., Morita Y. *et al.* // Appl. Phys. Lett., 106, 93107 (2016).
- 4. Gouadec G., Colomban P. // Prog. Cryst. Growth Charact. Mater., 53, 1 (2007).
- 5. Wu X.L., Siu G.G., Tong S. *et al.* // Appl. Phys. Lett., 69, 523 (1996).
- Mitome M., Yamazaki Y., Takagi H. *et al.* // J. Appl. Phys., 72, 812 (1992).
- 7. Dibiase N., Gabetta G., Lumachi A. *et al.* // Appl. Phys. Lett., 67, 2491 (1995).
- Kumar N., Kozakov A.T., Nezhdanov A.V. *et al.* // J. Phys. Chem. C 124, 17795 (2020).
- 9. Polkovnikov V.N., Salashchenko N.N., Svechnikov M.V. et al. // Physics-Uspekhi 63, 83 (2020).

Microstructural transformation and thermal stability of nanoscale Mo/Be periodic multilayer mirrors operating in EUV wavelength

N. Kumar^{a*}, R.S. Pleshkov^a, A.V. Nezhdanov^b, V.N. Polkovnikov^a, P.A. Yunin^{a,c}, N.I. Chkhalo^a, A.I. Mashin^b

^a Institute for Physics of Microstructures, RAS, Afonino, Nizhny Novgorod 603087, Russia.

^b Laboratory of Functional Nanomaterials, Lobachevsky State University, Nizhny Novgorod 603950, Russia.

° Faculty of Radiophysics, Lobachevsky State University, Nizhny Novgorod 603950, Russia.

*kumar@ipmras.ru

The Mo/Be periodic multilayer mirrors are essential device, operating in EUV and soft *X*-ray wavelengths. In this studies, the role of thicknesses of the Mo and Be layers in the periodic structures was considered for the microstructural transformations. The amorphous phase of Be and Mo was progressing to transform into the polycrystalline phase, once thicknesses of these layers was higher than 2.4 nm and 2 nm, respectively. Raman scattering showed that polycrystalline Be phase in the periodic structure was transformed completely into amorphous phase at annealing temperature of 673 *K*.

Introduction

The investigation of microstructural properties of the periodic multilayer mirrors is critical for understanding the optical properties and reflectivity. Recently, using Raman scattering, the chemical bonding and physical properties of crystalline Si nanoclusters embedded in the amorphous Si matrix was investigated in the Mo/Si multilayers [1, 2]. Raman scattering is vibrational sensitive of bonding and it is a non-destructive method for investigating the microscopic structure of the Be material for Mo/Be multilayer mirrors. The Be is X-ray transparent, and X-ray diffraction (XRD) is inefficient for structural studies. However, XRD is useful method for investigating the crystalline properties of Mo layers. Therefore, implementation of these two methods can reveal the bonding and microstructural properties of Mo/Be multilayers. Recently, thickness dependent optical phonon shift of Be layers in the Mo/Be periodic multilayers was studied by Raman scattering. Thicker Be layers in the Mo/Be multilayers was condensed into the polycrystalline structure [3, 4]. In this multilayer, physical properties and crystallinity of Be layers depend upon the thickness of the layers. Thermal stability of the Be and temperature dependent microstructural transformation was reported [3, 4], which is relevant for mirrors, operating at elevated temperatures. Complete transformation of polycrystalline to amorphous phase of Be layers was obtained at critical temperature.

Experimental

The Mo/Be periodic multilayer mirrors with the total number of 50 periods (*d*) were deposited on Si (100) substrate by *dc*-magnetron sputtering [5]. Period, and thicknesses of alternate layers was determined by the *X*-ray reflectivity, using Cu K_{α} *X*-ray line. Crystallographic studies of these multilayers were investigated by the *X*-ray diffraction (XRD, Bruker D8 Discover diffractometer), using Cu K_{α} line in the theta-2theta mode. Raman scattering was performed by NTEGRA spectrometer of NT-MDT (Zelenograd, Russia), using a Diode Pumped Solid State (DPSS) laser with an excitation wavelength of 473 nm.

Results and discussion

The XRD results of Mo layers in Mo/Be periodic multilayers have shown the existence of *bcc* polycrystalline phase [2, 6]. The intensity of characteristic diffraction peak increases with an increase in the thickness of the Mo layers in the multilayers. The grain size of the Mo (110) orientation increases with an increase in the thickness of the Mo layers in the periodic structure [2, 4]. However, this peak is absent at critically thinner Mo layers. The amorphous Mo phases was transformed into the polycrystalline phase, once thicknesses of Mo layers was higher than 2 nm. Thickness of Be layers dependent phonon behavior of Mo/Be multilayers was extensively studied by Raman scattering [4]. The results have shown that with increase in thickness, transition of amorphous to polycrystalline Be phase was observed at critical thickness of 2.4 nm. The typical Raman scattering results with thinner (0.51 nm) and thicker (3.39 nm) Be layers in the Mo/Be multilayers are presented in the Figure 1a. The optical E_{2g} phonon mode is broadened and redshifted for the thinner layer, which is finger print of amorphous Be layer in the multilayer. However, for the thicker Be layers, the distinct narrow band of E_{2g} mode is observed at 452 cm⁻¹, which clearly indicate the polvcrystalline structure. This band is excited in the monocrystalline Be structure at 458 cm⁻¹ [7]. The 6 cm⁻¹ redshift of phonon band of Be layers clearly indicate contribution of (a) phonon confinement due to quantum size effect, and (b) bond-length stretching due to asymmetric bonding and microscopic defects.



Fig. 1. (a) Thickness dependent Raman spectra of periodic Be layers in the Mo/Be multilayers: (a₁) $Mo_{5.53}/Be_{0.51}$, and (a₂) $Mo_{2.48}/Be_{3.39}$; (b) temperature dependent Raman spectra: (b₁) as-deposited multilayer of $Mo_{2.56}/Be_{3.43}$, and (b₂) thermally annealed multilayer of $Mo_{2.56}/Be_{3.43}$ at 673 K; value of subscript in Mo/Be represent thicknesses of the respective layers in 'nm'

At higher annealing temperature, the phonon mode in Raman scattering have indicated significant transformation of Be structure (Fig. 1b). First, the optical phonon band was found to redshifted with increase in annealing temperature [4]. At the annealing temperature of 673 K, a narrow band of optical band is transformed into a border bandwidth with frequency redshift, which determines characteristic amorphization. The investigation indicates that thermal stability of polycrystalline Be phase exist below the 673 K in Mo/Be periodic multilayers.

Conclusions

Microstructural transformation of Mo and Be layers in Mo/Be multilayer was investigated by X-ray diffraction and Raman scattering, respectively. Thickness dependent amorphous to polycrystalline phase transformation in these layers was observed. Critical thickness of 2 nm and 2.4 nm for Mo and Be layers, respectively, was determined for the condensation of polycrystalline phase of magnetron sputtered Mo/Be periodic multilayers. In Be layers, polycrystalline to amorphous phase transformation was observed at annealing temperature of 673 K.

The work was carried out within the framework of the State task 0035-2019-0023-C-01, and RFBR grant 19-32-90154.

References

- Kumar N., Kozakov A.T., Nezhdanov A.V. *et al.* // J. Phys. Chem. C 124, 17795 (2020).
- Kumar N., Nezhdanov A.V., Smertin R.M. *et al.* // Intermetallics 125, 106872 (2020).
- Kumar N., Volodin V.A., Smertin R.M. *et al.* // J. Vac. Sci. Technol. A 38, 63408 (2020).
- 4. Kumar N., Pleshkov R.S., Nezhdanov A.V. *et al.* // J. Phys. Chem. C, Accepted (2021).
- Polkovnikov V.N., Salashchenko N.N., Svechnikov M.V. *et al.* // Physics-Uspekhi 63, 83 (2020).
- Nedelcu I., Van de Kruijs R.W.E., Yakshin A.E. *et al.* // Phys. Rev. B 76, 245404 (2007).
- Olijnyk H., Jephcoat A.P. // J. Phys.: Condens. Matter., 12 8913 (2000).

Эллиптическое коллекторное зеркало для микроскопа ЭУФ диапазона

Е.С. Антюшин^{*}, С.Ю. Зуев, И.В. Малышев, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087.

*evgenyantyushin@ipmras.ru

Работа посвящена созданию зеркала-коллектора для рентгеновского микроскопа, разработанного в ИФМ РАН. Приводятся данные о форме поверхности зеркала, о методиках, задействованных в изготовлении, об отражательных характеристиках.

В ИФМ РАН разработан светосильный рентгеновский микроскоп [1]. Источником излучения в нем является лазерная плазма, формируемая неодимовым (Nd:YAG) лазером и двухпотоковой импульсной газовой (аргоновой) мишенью с длиной волны 13,88 нм.

Излучение лазерно-плазменного источника собирается эллиптическим зеркалом-коллектором. Отражая излучение, оно формирует квазиравномерное пятно засветки в предметной области микроскопа. В данной работе представлены основные характеристики зеркала-коллектора (форма поверхности, характеристики отражающего покрытия).

Зеркало-коллектор имеет форму эллипса. Первый фокус эллипса совпадает с центром газовой струи лазерно-плазменного источника, второй фокус совпадает с центром исследуемого образца. Заданная поверхность получена методом ионно-пучковой асферизации [2] из исходно сферической кварцевой подложки с радиусом кривизны 273 мм.

Измерение профиля отклонения поверхности коллектора от идеального эллипсоида проводилось с помощью интерферометра с дифракционной волной сравнения [3].

На рис. 1 представлен профиль съема материала с такой подложки. Максимальный перепад высот при съеме материала составил 8 мкм на диаметре коллектора 220 мм.

Поверхность-эллипсоид изображает каждую точку источника излучения на изучаемом образце в виде пятна фокусировки с размером 1–6 мкм на поле зрения до ±100 мкм.



Рис. 1. Осесимметричный профиль съема материала для асферизации зеркала-коллектора

В качестве отражающего покрытия для работы на длине волны 13,88 нм была выбрана многослойная структура Mo/Si как обладающая наибольшим отражением в диапазоне длин волн 13-17 нм. На рис. 2 представлено распределение по радиусу углов падения излучения на поверхность коллектора.



Рис. 2. Распределение по радиусу углов падения излучения на поверхность коллектора

Многослойное покрытие Mo/Si наносилось методом магнетронного напыления на магнетронной установке, оснащенной четырьмя планарными магнетронами с размерами 350x140 мм. Такие магнетроны позволяют синтезировать покрытия с заданным распределением толщины на площади до 350 мм в диаметре. Диаметр зеркала-коллектора составляет 220 мм. В центре имеется отверстие диаметром 40 мм для пропускания излучения. Для обеспечения заданного распределения покрытия по площади подложки над каждым магнетроном расположены фигурные прецизионные диафрагмы. Изменяя их форму можно контролировать распределение плотности потока вещества, поступающего на подложку. Точность управления распределением периода по площади зеркала составляет величину порядка 0.5% от величины периода. На рис. 3 представлено расчетное распределение по радиусу коллектора периода многослойного покрытия Mo/Si.







Рис. 4. Измеренное распределение кривых отражения по радиусу зеркала-коллектора. Измерения сделаны в точках 30, 45, 60, 80, 100 мм

Результаты синтеза представлены на рис. 4. Здесь приведены спектральные зависимости коэффициентов отражения, снятые в пяти точках зеркалаколлектора, разнесенных по радиусу: 30, 45, 60, 80 и 100 мм. Видно, что распределение периода покрытия достаточное для эффективного отражения длины волны 13,88 нм. Для последующей оценки эффективности микроскопа важно рассматривать взаимное расположение по спектру кривых отражения от всех трех зеркал оптической схемы: первичное И вторичное зеркала объектива Шварцшильда и зеркало-коллектор. Эти данные приведены на рис. 5.



Рис. 5. Спектральные кривые отражения от трех зеркал оптической схемы микроскопа

Таким образом, в ходе работы было изготовлено зеркало-коллектор для рентгеновского микроскопа с рабочей длиной волны 13,88 нм.

Работа выполнена в рамках гос. задания 0035-2019-0023-С-01 и при поддержке гранта РФФИ 20-02-00364.

- 1. Малышев И.В. *и др.* // Поверхность, №1, с.3 (2019).
- Зорина М.В. *и др.* // Поверхность, №8, с.9 (2015).
- Chkhalo N.I., Kaskov I.A., Malyshev I.V et al. // Precision Engineering. V. 48, P. 338 (2017).

Новая методика травления для изготовления поверхностей заданной формы

А.Д. Ахсахалян

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

В работе рассмотрены перспективы применения щели с управляемым изменяющимся размером, установленной между источником травящих частиц и перемещающемся относительно источника образцом. Показано, что новая методика, по сравнению с ранее использованной, позволяет сократить время травления в несколько раз при одинаковой точности изготовленной поверхности.

Реактивное ионно-лучевое травление (РИЛТ) с успехом применяется для корректировки или изготовления сверхгладких цилиндрических фокусирующих поверхностей для рентгеновских зеркал [1,2]. Главным достоинством метода является тот факт, что в процессе травления исходно гладкой поверхности, ее шероховатость почти не меняется для стекла и даже слегка уменьшается для кремния и кварца. Установка травления состоит из разрядной камеры 1 и камеры травления 2, разделенных щелью 3 (рис. 1). Длинная сторона щели направлена по оси у. Образец перемещается по оси х по заранее рассчитанному закону движения. Расчет закона движения проводится с помощью программы, моделирующей процесс травления и имеет вид: t(x)=g[D(x)-kD"(x)], где D(x) – отклонение направляющей исходной поверхности от расчетной, t(x) время травления в точке х, д - коэффициент пропорциональности, а k выбирался вручную для минимизации среднеквадратичного отклонения формы направляющей стравленной поверхности Е(х) [3]. На входе в программу задается в табличном виде D(x), распределение скорости травления w(x), пределы сканирования и коэффициент g. На выходе программы получаем зависимость Е(х) и время травления t(x).

Указанная методика хорошо работает и неоднократно проверена на практике при малых отклонениях исходной поверхности от расчетной. Однако она отнюдь не является эффективной по производительности, поскольку щель обрезает значительное количество активных частиц, имеющихся в разрядной камере.



Рис. 1. Схема установки РИЛТ

В работе [3] были проведены измерения профилей травления в зависимости от размера щели и расстояния щель – подложка. Использовалась металлическая заземленная щель. В этом случае система щель - электрод смещения, установленный за подложкой, действуют как электростатическая линза. При малых размерах щели профиль зоны травления имеет вид близкий к распределению Гаусса с шириной на полувысоте меньшей размера щели (рис.3). Это позволяет его использовать для травления мелкомасштабных неровностей. При увеличении размера щели ширина распределения растет, затем на верхушке появляется плоский участок и далее для щелей больше 10 мм профиль травления становится двугорбым, что неприемлемо для его использования.

В данной работе проведены аналогичные измерения для щели изолированной от земли (рис. 2,3). Из рисунков видно, что ширина зоны травления может варьироваться в очень широком интервале – от 0,5 до 80 мм.



Рис. 2. Распределение скорости травления для щелей разного размера



Рис. 3. Зависимость ширины на полувысоте зоны травления от размера щели

Удельный объем удаляемого материала, равный площади под кривыми рис. 2, растет с ростом размера щели S по закону: I=9,6+2,2*S, что говорит о том, что травление следует проводить при щелях максимально возможного размера.

Процесс травления по новой методике продемонстрируем на следующем примере. Пусть требуется стравить функцию D(x) в виде кривой 1 (рис.). Отклонение стравленной кривой от нуля не должно превышать величину δH (в нашем случае $\delta H=0,1$ мкм). Скорость травления выберем в виде ступеньки, высота которой равна w=1 мкм/час, а ширина – ширине используемой щели. Травление проводим следующим образом.

1. Вначале находим корни уравнения D(x)= δH (1) и обозначаем их $x_{\rm in}, x_{\rm fin}.$

2. Выбираем щель размером S= $x_{fin} - x_{in}$ и перемещая по оси x совмещаем ее края с x_{in} , x_{fin} . Травим в течение времени t= δ H/w. В результате получаем функцию E(x), которая совпадает с исходной вне пределов (x_{in} , x_{fin}) и равна D(x)- δ H внутри этого интервала.



Рис. 4. Этапы травления по новой методике

3. Далее переобозначаем D(x)÷ E(x) и возвращаемся к пункту 1. Процедуру повторяем до тех пор, пока не выполнится одно из условий: количество корней уравнения (1) не станет больше двух или $D(x) < \delta H$ во всем интервале х. Выполнение первого условия означает что функция D(x) разделилась на два (или более) отдельных пика, каждый из которых надо травить по тому же алгоритму. Такая ситуация представлена на рис. 3 b,c. При D(x) < δH процесс заканчивается. Время травления составляет 1.2 часа. Для сравнения, время травления по старой методике щелью размером 4 мм – 5,3 часа, а при травлении сначала щелью 10 мм, а затем щелью 4 мм -2,7 часа (рис. 4 d). Отметим, что при уменьшении величины бН можно получить любую наперед заданную точность поверхности за то же время травления.

Работа выполнена в рамках гос. задания 0035-2019-0023-С-01.

- Ахсахалян А.А., Ахсахалян А.Д., Вайнер Ю.А. *и др.* // Известия РАН. Сер. физическая. Т.76, №2. С. 196 (2012).
- Ахсахалян А.А., Ахсахалян А.Д., Мазо Л.А. *и др.* // Известия РАН. Сер. физическая. Т.78, №1, С. 86 (2014).
- Ахсахалян А.Д., Нефедов И.М. // Труды XVIII Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», Н. Новгород, С. 289 (2014).

Кластерно-слоистая структура в пленках с ультратонкими слоями железа выявленная методом GISAXS

Р.А. Баулин^{1,*}, М.А. Андреева¹, А.В. Рогачев², Ю.Л. Репченко², С.Н. Якунин²

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, 119991 Москва, Россия.

² Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", 123182 Москва, Россия.

*baulin.roman@physics.msu.ru

Методом малоуглового рентгеновского рассеяния в скользящей геометрии (GISAXS) в образце [Fe(1.2Å)/Cr(10.5Å)]₃₀ установлено наличие кластеров железа размером г ~ 54 Å, расположенных на среднем расстоянии D_{сог} ~ 154 Å в латеральной плоскости образца.

Многослойные и кластерно-слоистые структуры [Fe/Cr] с ультратонкими слоями железа проявляют множество интересных магнитных свойств, важных для нанотехнологий, таких как гигантское магнетосопротивление, антиферромагнитное межслойное упорядочение, Кондо-подобное поведение электрического сопротивления [1-4]. Эти свойства существенно зависят от формы и размера кластеров железа, их расположения в латеральной плоскости и объеме, а также от расстояния между соседними кластерами. Такую информацию предоставляет метод малоуглового рентгеновского рассеяния в скользящей геометрии (GISAXS).

Мы представляем результаты GISAXS от образца $Al_2O_3/Cr(70\text{\AA})/[Fe(1.2\text{\AA})/Cr(10.5\text{\AA})]_{30}/Cr(12\text{\AA})$ (указаны номинальные толщины). Измерения проводились на станции "Ленгмюр" Курчатовского специализированного источника СИ. Карта GISAXS (рис. 1) была получена при угле скольжения падающего излучения $\theta = 0.3^{\circ}$ на длине волны $\lambda = 0.86$ Å.

На карте GISAXS наблюдаются сателлиты при углах выхода из плоскости отражения $\psi = \pm 0.35^{\circ}$, соответствующие среднему расстоянию между кластерами железа в латеральной плоскости образца $D_{corr} \sim 154$ Å. Периодичность по глубине структуры, наблюдающаяся в системах с более толстыми слоями железа [5], не была обнаружена (отсутствуют брэгговские максимумы), а наблюдаемое осцилляции по вертикальной шкале а соответствуют толщине d~336 Å в которой расположены кластеры железа. По данным мёссбауэровской спектроскопии высота кластеров железа не превышает 2–3 монослоя, так как в основной вклад в резонансные спектры от данного образца вносят интерфейсные области [6].



Рис. 1. Карта GISAXS от кластерно-слоистого образца $[Fe(1.2\text{Å})/Cr(10.5\text{Å})]_{30}$

Авторы выражают благодарность В.В. Устинову, и Д.А. Пономареву (ИФМ УрО РАН) за предоставление образца.

- Grünberg P., Schreiber R., Pang Y., *et al.* // Phys. Rev. Lett. 57, 2442 (1986).
- Baibich M.N., Broto J.M., Fert A., *et al.* // Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).
- Drovosekov A.B., Kreines N.M., Holin D.I., et al. // JETP Lett. 88 126–131 (2008).
- Ustinov V.V., Romashev L.N., Milayev M.A., *et al.* // JMMM 300, 148 (2006).
- Ragulskaya A.V., Andreeva M.A., Rogachev A.V., et. al. // Superlat. and Microstr 125, 16 (2019).
- Andreeva M.A., Baulin R.A., Chumakov A.I., *et al.* // JMMM 440, 225 (2017).

Распространение лазерных пучков и импульсов в одномерных РТ-симметричных фотонных кристаллах

В.А. Бушуев^{1*}, Д.М. Цветков¹, В.В. Конотоп², Б.И. Манцызов¹

1 Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва 119991, Россия

² Centro de Física Teórica e Computacional and Departamento de Física, Faculdade de Ciências, Universidade de Lisboa, Lisboa 1749-016, Portugal *vabushuev@yandex.ru

Теоретически исследована динамика распространения коротких пространственно-локализованных лазерных импульсов с конечным спектром в квази-РТ-симметричных фотонных кристаллах (ФК) с учетом материальной дисперсии диэлектрической проницаемости. Показано, что использование эффекта неоднородного уширения спектральной линии резонансных атомов в ФК может обеспечить восстановление РТ-симметричных свойств усиливающе-поглощающей периодической среды в конечном спектральном диапазоне частот, формально запрещенном принципом причинности. Спектральным методом решена граничная задача динамической брэгговской дифракции в геометриях Брэгга и Лауэ. Обсуждаются такие эффекты как однонаправленное нулевое брэгговское отражение, асимметрия распространения, усиление и дифракционно-индуцированное деление лазерных импульсов в квази-РТ-симметричных ФК.

Введение

Фотонные кристаллы (ФК) представляют собой искусственно созданные периодические структуры, период которых соизмерим с длиной волны оптического излучения [1]. Они активно изучаются с целью обнаружения новых оптических явлений и их использования для управления световыми пучками и импульсами. В последние годы активно развивается новое направление – оптика РТсимметричных (PTS) ФК [2]. Оно было инициировано работами в квантовой механике, где было показано, что в неэрмитовых системах с PTS комплексным потенциалом, инвариантным относительно преобразований четность(Р)-время(Т), могут существовать квантовые состояния с действительной энергией. РТ-симметричные ФК характеризуются комплексной знакопеременной диэлектрической проницаемостью, которая удовлетворяет условию $\varepsilon(\mathbf{r},\omega) = \varepsilon^*(-\mathbf{r},\omega)$, т. е. такие ФК являются средами с усилением и поглощением.

В РТЅ оптических системах были обнаружены новые и достаточно необычные оптические явления: незатухающее распространение, усиление и распад в особой точке РТЅ мод, спектральная сингулярность, однонаправленное брэгговское отражение и другие эффекты [2]. Однако из соотношений Крамерса-Кронига следует, что реализация условий РТ-симметрии возможна только для одной частоты. Поэтому оптические РТЅ явления изучались в основном для монохроматических волн и пучков. Недавно в наших работах [3-5] был предложен способ восстановления PTS свойств диспергирующих сред для импульсов с конечным непрерывным спектром. Это возможно в случае так называемой широкополосной квази-PT-симметрии среды, когда ширина неоднородно уширенной спектральной линии среды значительно превышает ширину спектра падающего импульса [3]. В настоящей работе представлено решение задачи динамической брэгговской дифракции в 1D квази-PT-симметричных ФК в геометриях Брэгга и Лауэ вне параксиального приближения [3-5]. Исследована пространственная и временная структура импульсов внутри и вне ФК.

Результаты и обсуждение

Рассмотрим РТЅ ФК с зависящей от частоты резонансной комплексной диэлектрической проницаемостью $\tilde{\varepsilon}(\omega) = \tilde{\varepsilon}'(\omega) + i\tilde{\varepsilon}''(\omega)$:

 $\varepsilon(\xi,\omega) = \varepsilon_0 + \varepsilon' \cos(b\xi) + [\tilde{\varepsilon}'(\omega) + i\tilde{\varepsilon}''(\omega)]\sin(b\xi) , \quad (1)$

где ξ=*z* или *x* в геометриях Брэгга или Лауэ (рис. 1).





Из (1) следует, что точное условие РТ-симметрии $\varepsilon(\xi,\omega) = \varepsilon^*(-\xi,\omega)$ выполняется только на резонансной частоте $\omega = \omega_0$, так как $\tilde{\varepsilon}'(\omega_0) = 0$. Однако неоднородное уширение резко уменьшает величину $\tilde{\varepsilon}'(\omega)$ (рис. 2), что и приводит к квази-РТ-симметрии.



Рис. 2. Действительная (кривые 1, 2) и мнимая (3, 4) части $\tilde{\varepsilon}(\omega)$ при отсутствии (1, 3) и наличии (2, 4) неоднородного уширения; 5 – спектр падающего импульса с длительностью $\tau = 1$ пс и $\lambda_0 = 0.8$ мкм, 6 – профиль ступенчатой функции неоднородного уширения

В двухволновом приближении парциальные коэффициенты дифракционного отражения при выполнении точного условия Брэгга $R_{1,2}=\pm(\varepsilon_1\varepsilon_{-1})^{1/2}/\varepsilon_{-s}$, где $\varepsilon_{1,-1} = (\varepsilon' \mp \tilde{\varepsilon}'' \pm i\tilde{\varepsilon}')/2$. Здесь s=+1 (s=-1) при падении слева (справа) в геометрии Брэгга и при угле падения $\theta>0$ ($\theta<0$) в геометрии Лауэ (рис. 1). Отсюда следует, что вблизи особой точки, т.е. при $\tilde{\varepsilon}''(\omega_0) = \varepsilon'$, $R_{1,2}\rightarrow 0$ при s=+1 и $R_{1,2}\rightarrow\infty$ при s=-1.



Рис. 3. Динамика распространения короткого оптического импульса с т = 1 пс в разные моменты времени в ФК (он указан вертикальными линиями) при дифракции в геометрии Брэгга. (а), (б) – в условиях квази-РТ-симметрии, (с), (d) – при отсутствии неоднородного уширения; (а), (с) – падение импульса слева, (b), (d) – падение справа

Показано, что динамика импульса кардинально зависит не только от величины параметра усиления-поглощения, но и от направления падения излучения на разные грани ФК в геометрии Брэгга (рис. 3) и от знака брэгговского угла падения в случае Лауэ. При этом, в отличие от обычного (консервативного) ФК с $\tilde{\varepsilon}(\omega) = 0$, в РТ-симметричном ФК коэффициент дифракционного отражения может быть много больше единицы, а интенсивность поля увеличивается на порядки. Такие резкие изменения свойств ФК особенно сильно проявляются при динамической дифракции вблизи особой точки спонтанного распада РТЅ решения.

При падении импульса на ФК слева вблизи условия Брэгга в геометрии Брэгга [рис. 3(а)] (или положительном угле падения в геометрии Лауэ [4]) импульс распространяется в квази-РТ-симметричном усиливающе-поглощающем ФК как в прозрачной и однородной среде. Изменение направления падения на ФК в геометрии Брэгга [рис. 3(b)] (или же знака угла падения в геометрии Лауэ [4]) приводит к усиленному дифракционному отражению и существенному изменению формы и увеличению длительности отраженного импульса. При отклонении угла от точного условия Брэгга в геометрии Лауэ появляется пространственно-временное деление импульса, причем один из импульсов формируется только усиленной дифрагированной волной, а другой – прямой и дифрагированной волнами.

Предложен способ экспериментальной реализации ΦK с квази-РТ-симметрией путем допирования многослойной периодической структуры резонансными ионами Nd³⁺, Er³⁺ или Ti³⁺ с достаточно большим неоднородным уширением. Периодическая инверсия возбужденных ионов с требуемой симметрией может быть получена, например, лазерным возбуждением через периодическую маску, смещенную относительно нерезонансных слоев плоско-слоистого ΦK на четверть периода.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант No 18-02-00556-а).

- 1. Yablonovitch E. // J. Mod. Opt., V. 41, 173 (1994).
- Konotop V.V., Yang J., Zezyulin D.A. // Rev. Mod. Phys., V. 88, 035002 (2016).
- Tsvetkov D.M., Bushuev V.A., Konotop V.V., Mantsyzov B.I. // Phys. Rev. A, V. 98, 053844 (2018).
- Tsvetkov D.M., Bushuev V.A., Mantsyzov B.I. // Phys. Rev. A, V. 99, 023846 (2019).
- Bushuev V.A., Tsvetkov D.M., Konotop V.V., Mantsyzov B.I. // Opt. Lett., V. 44, 5667 (2019).

Изучение ионного распыления монокристаллического кремния с целью формирования подложек многослойных рентгеновских зеркал

Ю.А. Вайнер, М.В. Зорина, М.С. Михайленко, Н. Кумар, А.Е. Пестов*, М.В. Свечников, А.К. Чернышев, Н.И. Чхало

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

В работе предложена методика формирования прецизионных рентгенооптических элементов на базе монокристаллического кремния. Рассматривается возможность формирование исходно сферических (плоских) заготовок традиционными оптическими методами (притир и химико-механическая полировка), а затем доведение формы поверхности (асферизация, коррекция) локальным ионно-пучковым травлением. Экспериментально исследовано влияние ионной бомбардировки на шероховатость поверхности кристаллического кремния [100], [110] и [111]. Найдены параметры обеспечивающие травление на глубину более 2 мкм с обеспечением шероховатости поверхности на сверхгладком уровне σ_{eff} <0,2 нм.

Введение

На фоне бурно развивающихся синхротронов класса MegaScience остро стоит проблема стойкости зеркал при больших тепловых нагрузках особенно это касается первичного оптического элемента, в силу того, что в рабочем спектральном диапазоне на него приходит порядка единиц процентов всей мощности в пучке. Основной проблемой здесь является отвод тепла от оптического элемента, зеркало при этом должно сохранять свою форму и отражательные характеристики. Наиболее перспективным материалом для применения в качестве подложки рассматривается монокристаллический кремний. Кремний хорошо поддается полировке (на нем уверенно удается получать шероховатость лучше 0,2 нм), что важно для отражательных характеристик многослойных зеркал (M3). С другой стороны, имеется развитая технология прецизионного алмазного точения, которая позволяет придать требуемую для конкретной задачи форму. Но главное преимущество монокристаллического кремния - высокая теплопроводность, при низких температурах (менее 200 К) превосходящая теплопроводность меди. Тем не менее, формирование прецизионной рентгеновской оптики на базе подложек из монокристаллического кремния встречается с рядом проблем. Несмотря на развитую технологию прецизионной алмазной резки, которая позволяет получать требуемые по форме поверхности, она оставляет за собой на поверхности образца характерные борозды с периодом порядка 0,5-1 мкм (шаг

резца), борьба с которыми оказалась достаточно непростой задачей. Для этих целей рассматриваются различные подходы механическая, химикомеханическая, магнито-реологическая и ионная полировки. Однако видится и другой путь решения задачи создания прецизионных подложек: формирование традиционными оптическими методами (механический притир) исходно сферических (плоских) заготовок (это позволит получать высококачественные с точки зрения шероховатости поверхности сферической формы), а затем формировать требуемый профиль прецизионным ионнопучковым или реактивным пучковым травлением. В работе предлагается исследовать влияние ионного травления на морфологию поверхности и приповерхностного объемного слоя. Таким образом, помимо шероховатости предполагается изучить наличие/отсутствие нарушенного слоя исходных образцов (после механической и химико-механической полировки) и подвергшихся ионной бомбардировке, его параметры и влияние на ростовые и отражательные характеристики МЗ. Для этих целей предложено использовать методы зеркального отражения и диффузного рассеяния рентгеновского, а также методику комбинационного рассеяния.

Экспериментальные результаты

Экспериментально исследовались образцы монокристаллического кремния различных ориентаций ([100], [110] и [111]). Для всех ориентаций обнаружена существенно немонотонная зависимость высоты среднеквадратической шероховатости (рис.1а) и скорости травления (рис.1б) от энергии ионов и угла падения ионов на поверхность образца.



Рис. 1. Зависимость шероховатости поверхности от угла падения (от нормали). Параметры эксперимента: ионы – Ar^{0} ; $E_{ион}$ =800 эB; J=0,5 мA/см²; глубина травления ~ 2 мкм

Примеры АСМ кадров поверхности образцов после ионной бомбардировки представлены на рис. 2.



Рис. 2. АСМ кадры поверхности после ионной бомбардировки. Параметры эксперимента: ионы – Ar^0 ; $E_{ион}$ =800 эВ; J=0,5 мА/см²; глубина травления ~ 2 мкм; а) ориентация - [100], θ_{nag} =0°; б) ориентация - [111], θ_{nag} =0°

Как можно видеть, незначительное изменение угла падения ионов на поверхность образца приводит к кардинальным изменениям результата эксперимента, это определяется кристаллической природой исследованных образцов.

Если при распылении аморфных и поликристаллических веществ распределение выбитых атомов по углу близко к косинусоидальному, то при распылении монокристалла распределение имеет более сложную зависимость. Т.к. появляются особые направления, в которых число выбитых атомов больше, чем в других. Было установлено, что в направлении наиболее плотной упаковки атомов кристаллической решетки наблюдается преимущественное распыление атомов. Объясняется это тем, что вдоль направлений наиболее плотной упаковки существует возможность фокусировки импульса частицы (образование, так называемого «фокусона» [1]). Тем не менее для всех исследованных срезов монокристаллического кремния обнаружены параметры взаимодействия с пучками ускоренных ионов, приводящие к сохранению шероховатости на исходном уровне или даже заметному сглаживанию. Так для ориентации [100] обработку поверхности следует производить при углах падения ионов Ar в диапазоне 20° - 50°, а для ориентаций [110] и [111] - в окрестности нормали (рис. 1).

Выводы

В работе исследовано взаимодействие ускоренных ионов Ar с мишенями из монокристаллического кремния различных ориентаций ([100], [110] и [111]). Показано, что кристаллическая природа мишени оказывает существенное влияние на процесс физического распыления и динамику шероховатости поверхности в процессе ионной бомбардировки. Для всех изученных ориентаций найдены параметры эксперимента, обеспечивающие возможность травления на значительные глубины с обеспечением шероховатости поверхности на сверхгладком уровне σ_{eff} лучше 0,2 нм, что позволяет в перспективе использовать ионно-пучковое травление для формирование прецизионных рентгенооптических элементов из монокристаллического кремния.

Поддержано НЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2020-906.

Литература

 Silsbee R.H. // J. Appl. Phys. V. 28. No. 11. P. 1246-1250 (1957).

Прецизионный плоский элемент монохроматора из монокристаллического кремния [011]

Ю.А. Вайнер¹, М.В. Зорина^{*,1}, М.С. Михайленко¹, А.Е. Пестов¹, А.К. Чернышев¹, Н.И. Чхало¹, П.А. Юнин¹, С.В. Кузин², А.А. Рева²

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

²Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., д. 53, Москва, 119991

*mzor@ipmras.ru

В работе представлены результаты исследования поверхности кристаллической заготовки для монохроматора скользящего падения из монокристаллического кремния [011]. Показано, что исходная шероховатость поверхности находится на уровне $\sigma_{eff} \sim 0.6$ нм, а плоскостность - 15 мкрад (rms). Исследовано влияние ионно-пучкового травления на шероховатость поверхности кремния [011] и предложен двухступенчатый метод коррекции формы поверхности сильноточным широкоапертурным и малоразмерным пучками ускоренных ионов. Проведен расчет профиля травления и определены параметры ионного пучка обеспечивающие минимальную шероховатость ($\sigma_{eff} \sim 0.15$ нм).

Введение

Недавний прогресс в источниках синхротронного излучения, особенно ондуляторных с низким эмиттансом, позволяет угловой расходимости рентгеновского пучка от ондулятора стать уже, чем приемная ширина кристаллического монохроматора. При этом условии эффективная ширина полосы пропускания выходящего луча через монохроматор зависит только от угла приема монохроматора, независимо от угловой расходимости входящего луча. Следовательно, чтобы обеспечить пучок с большим потоком, можно расширить эффективную полосу пропускания, просто изменив угол приема монохроматора, при этом угловая расходимость останется неизменной. Но для реализации обозначенных выше возможностей и сохранения высокого значения интенсивности пучка необходимо обеспечить низкие значения шероховатости (на уровне 0,3 нм) и плоскостности элементов монохроматора (на уровне 0,2 мкрад). Возможности традиционной технологии механической обработки монокристаллического кремния с последующей финишной химико-механической суперполировкой не обеспечивают требуемых параметров. Для доведения поверхности образца до требуемой точности было предложено использовать ионно-пучковую финишную коррекцию форму.

Аттестация поверхности

Образец представляет собой брусок монокристаллического кремния с размерами 80х30х30 мм. Рабочей поверхностью является Y-срез [011]. Поверхность кристалла была изучена различными методами на предмет определения параметров поверхности и наличия/отсутствия приповерхностного нарушенного слоя. Шероховатость изучалась на стенде, построенном на базе ACM Ntegra Prima (NT-MDT). Измерения показали среднюю величину эффективной шероховатости поверхности образца на уровне ~ 0,6 нм. Форма поверхности изучалась с помощью интерферометра Физо ZYGO VeriFire At+ (рис. 1).



Рис. 1. Форма поверхности RMS = 121,5 нм, PV = 1,0 мкм

При таких параметрах RMS и PV оценочное время коррекции малоразмерным ионным пучком [1] составляет ~ 26 часов, без учёта времени перемещения заготовки, что неоправданно много. Для сокращения времени обработки было предложено выделить осесимметричную часть ошибки формы поверхности и удалить сначала ее сильноточным квазипараллельным ионным пучком через маску [1].

Методика эксперимента

Для реализации такого подхода был написан скрипт, который позволяет найти оптимальное положение центра вращения, и выделяет симметричную относительно него часть ошибки формы. Поскольку завершающим этапом обработки поверхности является коррекция малоразмерным ионным пучком, которая занимает длительное время, то на этапе масочной коррекции необходимо минимизировать не RMS поверхности, а объём материала, который предстоит удалять малоразмерным ионным пучком. Алгоритм работает следующим образом: выбирается координата центра вращения; рассчитывается профиль травления; оценивается остаточный объем материала. Процесс повторяется до тех пор, пока остаточный объем не будет минимизирован.

Моделирование

По описанному выше алгоритму был проведен поиск центра вращения и зависимости удаления материала от координаты, отсчитываемой от центра вращения. Результаты расчета представлены на рис. 2.



Рис. 2. Расчет: а) профиль травления; б) карта поверхности после травления

Как можно видеть, центр вращения для наилучшей реализации лежит за границами детали ($X_u = 30$ мм; $Y_u = -40$ мм). Параметры поверхности после травления: RMS = 107,5 нм, PV = 758,1 нм. Т.е. значения RMS и PV изменились слабо, но значительно уменьшился объем материала, удаление которого необходимо проводить малоразмерным ионным пучком. Оценки показывают, что проведение процедуры осесимметричной коррекции путем вращения заготовки через формирующую диафрагму, задающую профиль травления представленный на рис.2а позволит снизить расчетное время коррекции малоразмерным ионным пучком до 4 часов.

Экспериментальные результаты

Экспериментально проведены исследования влияния ионного травления на шероховатость поверхности монокристаллического кремния [011]. Обнаружена немонотонная зависимость скорости травления и шероховатости от энергии ионов и угла падения. Тем не менее, найдены параметры, обеспечивающие шероховатость на сверхгладком уровне при травлении на глубину, превышающую 2 мкм (рис.3).



Рис. 3. Зависимость шероховатости поверхности Si [011] от угла падения ионов (глубина травления >2 мкм)

Как можно видеть, травление ускоренными ионами Ar с энергией E_{uoh} =800 эВ при θ_{nag} =0° сглаживает шероховатость поверхности до значения $\sigma_{eff} \sim 0,15$ нм; скорость травления при этом составляет ~ 60 нм/мин. Таким образом, процедура симметричной коррекции займет время не более 40 мин (угол раствора диафрагмы в максимуме - 180°).

Выводы

В работе предложен двухступенчатый метод минимизации ошибки формы поверхности неосесимметричной заготовки. На первом этапе выделяется симметричная относительно некоторого центра вращения часть, удаление которой широкоапертурным сильно точным ионным пучком минимизирует остаточный объем материала, что позволит значительно (в несколько раз) уменьшить время коррекции локальных ошибок формы малоразмерным ионным пучком. Исследовано влияние ионного травления на шероховатость поверхности монокристаллического кремния [011], найдены параметры ионного пучка обеспечивающие минимальную шероховатость ($\sigma_{eff} \sim 0,15$ нм).

Поддержано НЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2020-906.

Литература

 Chkhalo N.I., Kaskov I.A., Malyshev I.V., *et al.* // Precision Engineering, V.48, 338 (2017).

Измерение квантовой эффективности ПЗС и КМОП детекторов в ВУФ области спектра

Е.А. Вишняков^{1,*}, П. С. Заверткин², Д.В. Ивлюшкин², Н.Ф. Ерхова¹, С.В. Кузин¹, А.Д. Николенко², А.А. Перцов¹, В. И. Червинский¹, А.С. Шугаров^{1,3}

1 Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991

² Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, просп. Академика Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090

³ Институт астрономии РАН, ул. Пятницкая, 48, Москва, 119017

*juk301@mail.ru

В ультрафиолетовом спектральном диапазоне 112–310 нм были проведены измерения квантовой эффективности двух типов цифровых детекторов: ПЗС-матриц для космического проекта Спектр-УФ и КМОП-матриц, разрабатываемых с целью получения повышенной чувствительности и радиационной стойкости в ВУФ диапазоне. Измерения проводились на метрологической станции «Космос» с использованием синхротронного излучения ускорительного комплекса ВЭПП-4. В качестве реперного детектора использовался абсолютно калиброванный кремниевый фотодиод ФДУК-100УВ.

Введение

Для современных космических исследований в вакуумной ультрафиолетовой области спектра необходимы высокоэффективные цифровые детекторы, обладающие одновременно большими апертурами, широким динамическим диапазоном, высокими значениями квантовой эффективности на нужных длинах волн, низкими шумами и высокой степенью однородности перечисленных свойств по апертуре детекторов. Во многих космических миссиях XXI века, как в уже запущенных, так и в планируемых, в качестве детекторов используются ПЗС-матрицы. В то же время, успехи наблюдаются и в технологии изготовления КМОП-матриц, которые могут стать альтернативой ПЗС-матрицам, например, в случае использования на малых космических аппаратах. В настоящей работе мы сравниваем между собой квантовую эффективность в ВУФ диапазоне спектра (112–310 нм) ПЗС ССD272-64 производства компании Teledyne e2v, предназначенных для проекта «Спектр-УФ» [1], и КМОП GSENSE400BSI-GP производства китайской компании GPixel. Поверхности КМОП-матриц были подготовлены с использованием различных технологий: термического отжига и имплантации ионов бора. Размеры ячеек пикселей для всех детекторов сопоставимы: 12×12 мкм² в случае ПЗС и 11×11 мкм² для КМОП.

Схема измерений

Измерения квантовой эффективности детекторов производились на станции синхротронного излучения «Космос» [2], использующей излучение из поворотного магнита накопителя ВЭПП-4М, ИЯФ, Новосибирск.



Рис. 1. Оптическая измерительная схема метрологического канала «Космос» на синхротронном источнике ВЭПП-4М

Схема измерений представлена на рис. 1. Синхротронное излучение из накопителя ВЭПП-4 проходит через систему входных щелей, попадает в решёточный монохроматор, и после выходных ножей попадает в экспериментальную камеру, где на моторизированных подвижках располагаются исследуемые детекторы и эталонный детектор. На пути пучка, в зависимости от задачи, могут быть установлены спектральные фильтры, размещаемые как до, так и после монохроматора (рис. 1).

В качестве эталонного детектора был использован кремниевый фотодиод ФДУК-100УВ (в англоязычной литературе — SPD), прокалиброванный на РТВ (Physikalisch-Technische Bundesanstalt) [3] в 2005 и затем повторно в 2017 году.

Результаты экспериментов и их обсуждение

Коротковолновая граница спектрального диапазона измерений была 112 нм и определялась спектральными фильтрами MgF₂, используемыми в данной серии экспериментов. Нас интересовало, как отжиг и легирование бором влияют на чувствительность КМОП-детекторов в ВУФ диапазоне спектра.

Помимо предоставленных нам компанией GPixel для измерений четырёх поверхностей КМОП (две матрицы с высоким и низким содержанием бора, половинки которых подвергались термическому отжигу), мы измеряли и квантовую эффективность коммерческой КМОП-матрицы для видимой области спектра и ПЗС-матрицы для космического проекта «Спектр-УФ» [1]. Результаты сравнения чувствительности КМОП приведены на рис. 2.



Рис. 2. Спектральные чувствительности КМОП-матриц GSENSE400BSI-GP и коммерческой КМОП TVISB

Измерения показали, что термический отжиг слабо влияет на квантовую эффективность КМОП (слегка её улучшая), поэтому для простоты на рис. 2 были оставлены только зависимости отожжённых участков КМОП с высокой и с низкой концентрацией ионов бора. Повышение содержания бора в КМОП привело к существенному падению чувствительности во всём спектральном диапазоне 112 – 310 нм. Тем не менее, новые КМОП-матрицы для ВУФ эффективнее классических в диапазоне 112 – 180 нм.



Рис. 3. Квантовая эффективность для КМОП и ПЗС

На рис. 3 приведено сравнение квантовой эффективности новых КМОП-матриц и ПЗС-матрицы для проекта «Спектр-УФ». Видно, что эффективность отожжённой КМОП с низким содержанием бора превышает эффективность ПЗС в диапазоне длин волн 112 – 150 нм, сопоставима для 150 – 180 нм и ниже эффективности ПЗС в более длинноволновой области, где повышения квантовой эффективности также можно достичь за счёт антиотражающих покрытий [4].

Эти результаты могут послужить основанием для использования КМОП-матриц вместо ПЗС в спектральном диапазоне 112 – 180 нм, напр. в приборах на малых спутниках типа CubeSat.

- 1. Шустов Б.М., Сачков М.Е. *и др.* // Вестник НПО им. Лавочкина, **2** (48), 22-33 (2020).
- 2. Николенко А.Д., Авакян С.В., Афанасьев И.М. *и др.* // Поверхность, **5**, 13-19 (2012).
- Scholze F., Klein R., Muller R. // Metrologia, 43, p. S6 (2006).
- 4. Vishnyakov E.A., Shugarov A.S., Ivlyushkin D.V. *et al.* // AIP Conf. Proc., **2299**, 060007 (2020).

Спектрометр для исследования эмиссионных спектров лазерной плазмы в ЭУФ диапазоне с абсолютно калиброванным детектором

А.В. Водопьянов², С.А. Гарахин¹, С.Ю. Зуев¹, А.Я. Лопатин¹, А.Н. Нечай¹, А.А. Перекалов¹, А.Е. Пестов^{*,1}, Р.С. Плешков¹, Н.Н. Салащенко¹, Р.М. Смертин¹, Б.А. Уласевич¹, Н.И. Чхало¹

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

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

*aepestov@ipm.sci-nnov.ru

В работе представлен спектрометр, предназначенный для измерений в диапазоне длин волн 7-26 nm. Описана конструкция спектрометра, принципы работы и основные характеристики прибора. Приведены результаты измерений абсолютной интенсивности эмиссионных линий лазерной плазмы Kr (λ=11,5 nm) и Ar (λ=13,84 nm). В качестве мишени использовалась газовая струя, сформированная коническим сверхзвуковой соплом с диаметром критического сечения d_{cr}=450µm. В качестве источника возбуждения использовалось излучение Nd:YAG лазера, работающего в импульсном режиме. Длина волны лазерного излучения λ=1064 nm, длительность импульса т=5 ns, энергия импульса E=0.8 J.

Введение

Важнейшим элементом необходимым для развития ЭУФ литографии и МР микроскопии является точечный источник МР и ЭУФ излучения, обладающий оптимальными для выбранной задачи характеристиками. Наиболее перспективным типом источников являются лазерно-плазменные источники излучения (ЛПИ). При проведении работ по оптимизации таких источников необходимо проводить измерения интенсивности эмиссионного излучения источника в выбранном спектральном диапазоне в абсолютных единицах.

Описание спектрометра

В рамках работы предложена и реализована конструкция спектрометра, работающего в МР и ЭУФ диапазонах с абсолютно калиброванным детектором. Схема прибора представлена на рис. 1.

Прибор работает следующим образом: ЭУФ излучение лазерной искры (1) проходит через входной свободновисящий пленочный фильтр (2) и попадает на диспергирующий элемент – многослойное рентгеновское зеркало (МРЗ) (3), расположенное относительно падающего пучка под некоторым углом ф. В соответствии с условием Вульфа-Брэгта от зеркала отражается излучение с определенной длиной волны. Отраженное излучение проходит сквозь круглую диафрагму диаметром 4 мм (4), которая установлена для улучшения спектрального разрешения прибора, проходит через пленочный фильтр детектора (5) и регистрируется детектором

(6). Детектор (ФДУК-100УВ) прокалиброван на синхротроне BESSY II и является вторичным эталоном [1]. Сканирование по спектру осуществляется путем поворота (на угол φ) MP3 относительно падающего пучка, при этом детектор поворачивается относительно падающего пучка на удвоенный угол (2 φ).



Рис. 1. Принципиальная схема спектрометра. 1 –лазерная искра, 2 – свободновисящий пленочный фильтр, 3 – многослойное рентгеновское зеркало, 4 – диафрагма, 5 – пленочный фильтр детектора, 6 – детектор, 7 – угол скольжения

При работе прибора могут использоваться 3 типа многослойных рентгеновских зеркал: Мо/В₄С, Мо/Ве и Be/Si/Al. Характеристики зеркал приведены в табл. 1.

Структура	d, нм	N	Рабочий диапазон, нм	Разрешение, нм
Mo/B ₄ C	9,0	100	7-13	<0,5
Mo/Be	9,8	50	10-18	0,45-1
Be/Si/Al	18,2	40	16-32	0,78-1,05

Для подавления длинноволнового фона и высших порядков дифракции используются свободновисящие пленочные абсорбционные фильтры: Мо/С, Мо/Ве и Аl. Зависимости коэффициента пропускания фильтров от длины волны приведены на рис. 2.



Рис. 2. Спектральные зависимости пропускания используемых фильтров

Экспериментальные результаты

Исследования интенсивности эмиссионных линий проводилось на установке, описанной в [2]. Для формирования газовой струи-мишени использовалось сверхзвуковое коническое сопло с диаметром критического сечения d_{cr} =450 µm, L=5 mm, полуу-гол раскрыва конуса α =5°, работающее в импульсном режиме. В качестве источника возбуждения использовалось импульсное излучение Nd:YAG лазера, λ =1064 nm, т=5 ns, E=0.8 J.

На рис. З изображен эмиссионный спектр газовой мишени Кг в диапазоне 10-18 nm, зарегистрированный с помощью спектрометра. Давление газа на входе в сопло составляло 3,5 bar.



Рис. 3. Эмиссионный спектр криптона

На спектре хорошо видна эмиссионная полоса, соответствующая эмиссионной линии ионов Kr-IX, λ =11,5 nm. Небольшой максимум на длине волны λ ≈12,1 nm соответствует эмиссионной линии ионов Kr-VIII.

Расчёт мощности излучения лазерной искры и числа фотонов, излученных искрой в определённом спектральном диапазоне, за время лазерного импульса проводился по формулам (1) и (2).

$$W = \frac{V \cdot \alpha \cdot 4\pi}{\delta \cdot \beta^2 \cdot R \cdot T^2 \cdot \gamma}$$
(1)
$$N = \frac{W}{E_{\phi \text{or}}}$$
(2)

где V[B] – максимальный сигнал, зарегистрированный детектором в выбранном диапазоне; α [Кл/В] – чувствительность усилителя; δ [Кл/Дж] – чувствительность фотодиода, β – пропускание сетки крепления пленочного фильтра, R – коэффициент отражения MP3 в выбранном спектральном диапазоне, T – коэффициент пропускания пленочного фильтра в выбранном спектральном диапазоне, γ – телесный угол, под которым лазерное излучение наблюдалось из детектора.

Выводы

Таким образом, в ходе проведения работы разработан и запущен спектрометр. Рабочий диапазон прибора 7-32 нм, разрешение 0,5-1,1 нм, что соответствует угловому разрешению используемых МРЗ. Получены следующие результаты для Kr в спектральной полосе 11,5±0,3 nm: W=1.6·10⁻⁴ Дж/имп, N=9.3·10¹² фот/имп.

Аналогичные исследования были проведены для газоструйной мишени Ar, в спектральной полосе 13,84±0,3 nm получено: W=4.35·10⁻⁵ Дж/имп, N=3·10¹² фот/имп.

Планируется проведение измерения интенсивности эмиссионных линий в абсолютных единицах для мишеней других газов, таких как углекислота, азот, трифторметан и др.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 19-02-00081, 20-02-00708, 19-32-90154, РНФ 19-72-20166.

- 1. Аруев П.Н. *и др.* // Квантовая Электроника. 2012. Т. 42. № 10. С. 943-948.
- 2. Нечай А.Н. *и др.* // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2019. № 9. С. 83.

Влияние барьерного слоя на формирование межслоевой области в многослойных рентгеновских зеркалах Mo/Si и Mo/Be

А.У. Гайсин^{1, *}, С.С. Сахоненков¹, С.А. Касатиков¹, А.С. Конашук¹, Р.С. Плешков², Н.И. Чхало², Е.О. Филатова^{1, §}

1 Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, д.1, Петродворец, Санкт-Петербург, 198504

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680

*darikgais@gmail.com, §elenaofilatova@mail.ru

Методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии анализируется формирование промежуточных соединений, образующихся в результате введения барьерных слоев на межфазовых границах в многослойных структурах Mo/Si и Mo/Be. Установлено, что функциональность диффузионного барьера определяется стабильностью соединений, образующихся в результате его введения.

Введение

Молибден содержащие многослойные рентгеновские зеркала (MP3), работающие в диапазоне длин волн 11,3-13,5 нм, представляют особый интерес для экспериментов с использованием лазеров на свободных электронах, для исследований физики солнца из-за ярких корональных линий железа в этом диапазоне, а также для литографии в глубоком ультрафиолете. Однако, отражательная способность как традиционных структур на основе пары Mo/Si, так и перспективных на основе Мо/Ве далека от теоретически предсказанной, что обусловлено процессами взаимодиффузии между тонкими пленками и образованием дисилицида и бериллидов молибдена в межслоевой области, соответственно. Для предотвращения взаимного проникновения материалов соседних слоев, как правило, используются тонкие барьерные слои.

Основные результаты

Целью настоящей работы является исследование влияния барьерных слоев на формирование межслоевой области в многослойных рентгеновских зеркалах Mo/Si с периодом 6.7 нм и Mo/Be с периодом 5.6 нм методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии. Для раздельного исследования влияния барьерных слоев исследовались системы как с традиционным порядком напыления (sub/[Mo/BL/Si]₅₀ и sub/[Mo/BL/Be]₁₁₀), так и с инверсным (sub/[Si/BL/Mo]₅₀, sub/[Be/BL/Mo]₁₁₀). Толщина барьерного слоя (BL) составляла – 0.3-0.4 нм.

Исследования проводились на лабораторном модуле ЭСХА станции НАНОФЭС в Курчатовском центре синхротронных исследований. Были подробно проанализированы продукты взаимодействия основных слоев с барьерными слоями (B₄C, Be, Si). Совместный анализ измеренных и разложенных на компоненты фотоэлектронных спектров для многослойных структур без/с барьерным слоем позволил выявить следующие закономерности:

- Введение тонкого барьерного слоя Ве в структуру sub/[Mo/Si] приводит к образованию на обеих границах бериллида MoBe₁₂ с отсутствием следов чистого бериллия. На границе Si-на-Мо образование бериллида предотвращает образование дисилицида молибдена MoSi₂ в отличии от противоположной границы [1].
- Введение барьерного слоя B₄C приводит к его полному разложению с образованием боридов и карбидов молибдена и кремния (MoB_x, SiB_x, Mo_xC и SiC_x) на границе Si-на-Mo. Образование только MoB_x и SiC_x прослеживается на интерфейсе Mo-на-Si. Важно, что введение тонкого барьерного слоя B₄C не полностью предотвращает образование MoSi₂ на обеих границах раздела (Si-на-Mo и Mo-на-Si) [1].
- При введении барьерного слоя B₄C в MP3 Mo/Be установлено образование MoB_x и Be_xC на обеих границах; также показано образование на границе Be-на-Mo соединения BeB_x [2], способствующего меньшему образованию бериллидов.

 Введение прослойки кремния в структуру Мо/Ве приводит к еще более существенному сокращению бериллидов на границах за счет образования дисилицида молибдена. Стоит отметить, что суммарный вклад компонент соединений молибдена с кремнием и с бериллием в спектре Mo3d в данных структурах больше, чем в структурах без прослойки и в структурах с прослойкой В₄С. Это характеризует сокращение толщины чистого молибдена и большее размытию границы, что вероятно негативно может сказаться на оптических свойствах зеркала.

Также был проведен теоретический анализ вероятных межфазовых реакций и их продуктов с целью установления возможности теоретического предсказания состава межслоевой области при введении барьерного слоя из того или иного материала. Теоретический анализ проводился с использованием программного обеспечения Materials Project [3]. Согласно проведенному теоретическому анализу:

1. Система Be-Si является фазоворавновесной, что подтверждают экспериментальные данные.

2. Силицид MoSi₂ имеет наибольшую энергию реакции в ряду возможных соединений, поэтому избежать образование силицида в системах Mo/BL/Si практически невозможно.

3. Кремний эффективно препятствует взаимодействию молибдена и бериллия в системе Мо/Ве, что хорошо согласуется с экспериментальными данными.

4. Введение прослойки В₄С в исследуемые системы должно приводить к образованию в большей степени борида молибдена и карбида «легкого» материала, что также согласуется с экспериментом.

Совместный анализ теоретических и экспериментальных результатов указывает на то, что функциональность диффузионного барьера определяется в первую очередь стабильностью образующихся на межфазовой границе соединений.

Важным остается вопрос, как эти образующиеся на границе соединения влияют на отражательную способность многослойных структур по сравнению с дисилицидом и бериллидами молибдена, возникающими в исходных структурах.

В работе [4] исследованы системы sub/[Mo/Si]₅₀, sub/[Mo/Si/B₄C]₅₀ и sub/[Mo/Be/Si/B₄C]₅₀. Согласно этим исследованиям, при длине волны ~ 13,5 нм и угле падения, близком к нормальному (88 °), максимальный коэффициент отражения (67,6%) был достигнут многослойным зеркалом $sub/[Mo/Be/Si/B_4C]_{50}$. (зеркала sub/[Mo/Si]₅₀ и sub/[Mo/Si/B₄C]₅₀ демонстрируют 65,9% и 66,5%, соответственно). Согласно этой работе, введение тонких барьерных слоев В₄С на границе раздела Мо-на-Si и Ве на границе раздела Si-на-Мо в структуре Mo/Si приводит к сглаживанию и улучшению границ раздела, что согласуется с результатами, полученными в настоящей работе. В случае систем Мо/Ве на длине волны 11,2 нм и почти нормальном падении (88 °) максимальное отражение было достигнуто многослойным зеркалом sub/[Mo/B₄C/Be]₁₁₀ [5], которое составило 70,2% (зеркала sub/[Mo/Be]110 и sub[Mo/Be/B4C]110 демонстрируют 68,5% и 67,6%, соответственно), при этом зеркало sub/[Mo/Be/Si]110 (где Si – тонкая прослойка) обладает наихудшей отражательная способностью 66.5% [5]. Данные результаты хорошо коррелирует с нашими выводами.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 19-02-00287 А.

- 1. Filatova E.O. et al. // Phys. Chem. Chem. Phys. 2021.
- Filatova E.O. *et al.* // J. Phys. Chem. C. 2020. Vol. 124, № 41. P. 22601–22609.
- 3. Jain A. et al. // APL Mater. 2013. Vol. 1, № 1.
- 4. Zuyev S.Y. *et al.* Mo/Si // J. Surf. Investig. 2019. Vol. 13, № 2. P. 169–172.
- 5. Svechnikov M.V. *et al.* // Opt. Express. 2018. Vol. 26, № 26. P. 33718.

Изготовление и исследование зеркал с широкой полосой пропускания в диапазоне 7–15 кэВ для синхротронных применений

С.А. Гарахин^{*1}, В.Н. Полковников¹, Р.С. Плешков¹, А.Е. Пестов¹, М.В. Зорина¹, Н.Н. Салащенко¹, М.В. Свечников¹, Н.И. Чхало¹, А.Д. Ахсахалян¹, В.А. Чернов², В.В. Кривенцов²

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

² Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, проспект Академика Лаврентьева, д. 11, Новосибирск, 630090

*garahins@ipm.sci-nnov.ru

В работе рассмотрены Cr/C, W/Si, Mo/Si, W/B₄C, W/C апериодические и стековые зеркала с широкой угловой или спектральной полосой отражения для работы в диапазоне 8-15 кэВ, а также разработаны стековые зеркала с подавленными высшими порядками для синхротронных центров.

Введение

Принципиально новые возможности в рентгенооптике открывают апериодические многослойные зеркала [1]. Они позволяют в разы увеличить интегральные коэффициенты отражения [2], подавлять нежелательные спектральные области, управлять и даже укорачивать аттосекундные импульсы электромагнитного излучения [3]. Однако, не смотря на колоссальные перспективы, из-за ряда физических и технологических проблем широкого развития эта оптика не получила. В частности, даже на стадии расчетов параметров отраженных импульсов требуется точное знание плотностей пленок и ширин переходных областей в многослойной структуре с сильно различающимися толщинами индивидуальных пленок. На практике такие калибровки требуют месяцев работы. Проблема осложняется еще и тем, что в случае апериодических многослойных систем обратная задача, восстановление толщин и плотностей пленок, и ширин переходных слоев, не решается, что не позволяет скорректировать технологический процесс роста.

Стековые многослойные зеркала (СМЗ), представляют собой последовательно нанесенное семейство периодических структур (вплоть до одного слоя). В литературе этому типу рентгенооптических элементов практически не уделялось внимание. Как показали предварительные результаты [4], даже теоретически, СМЗ имеют близкие с апериодическими зеркалами возможности по управлению спектральной полосой пропускания, при этом позволяют решить обратную задачу, в том числе определить реальные значения плотностей материалов и ширин переходных слоев. Для демонстрации методики определены оптимальные пары материалов и рассчитаны стековые зеркала W/Si и Mo/Si, оптимизированные на максимальное равномерное отражение в диапазоне 7-10 кэВ, обеспечивающие максимальный поток излучения на исследуемые образцы, с одновременным подавлением 3 и 4 порядков.



Рис. 1. $R(\lambda)$ для широкополосного W/Si зеркала

Для расчета использовалась программная среда Multifitting [4]. Зеркала оптимизировались с учетом реальных значений плотностей и шероховатостей. Результаты оптимизации для структуры W/Si приве-

Том 1

дены на рис.1. Результирующий коэффициент отражения обеспечивает отражение на уровне 30% в диапазоне энергий 7-10 кэВ с изменением угла скольжения 0,9–1,1 градуса. При этом структура данного стекового зеркала достаточно проста - всего три периодических зеркала (таблица 1 – нумерация от подложки).

Таблица 1. Толщины слоев стекового зеркала W/Si

стек	1	2	3
Ν	21	9	6
Si	1,43 нм	1,40 нм	2,78 нм
W	2,97 нм	3,05 нм	2,23 нм



Рис. 2. Структура W/Si оптимизированная на максимальное равномерное отражение в диапазоне 7-10 кэВ, обеспечивающие максимальный поток излучения на исследуемые образцы, с одновременным подавлением 3 и 4 порядков

Синтез и аттестация СМЗ W/Si

Образцы изготавливались методом магнетронного распыления в атмосфере аргона при давлении $1 \cdot 10^{-3}$ торр. Измерения проводились в диапазоне углов падения излучения на образец $\theta = 0 - 5$ ° с ис-

пользованием четырехкристального высокоразрешающего дифрактометра PANalitycal X'Pert Pro на длине волны 0,154 нм.

Результат решения обратной задачи по рентгенооптическим данным с использованием программы «Multifitting» показан на рис. 3.



Рис. 3. Пример решения обратной задачи для стековой структуры W/Si. Точки — эксперимент, линия — результат моделирования (целевой профиль).

Примененный подход позволил за несколько итераций добиться «плато» в области 7-10 кэВ. Также стековые зеркала оказываются намного более выигрышными с точки зрения скорости изготовления и аттестации, что в конечном итоге, позволяет проводить грамотную коррекцию процесса напыления и за небольшое число итераций достигать расчетных параметров структуры.

Работа выполнена в рамках гос. задания 0035-2019-0023-С-01 и при поддержке гранта РФФИ № 20-02-00708.

Литература

- Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. // УФН 185 1203– 1214 (2015)
- 2. Yulin S., et al. // SPIE, 4782, 196-203 (2002)
- Beigman I.L., Pirozhkov A.S., Ragozin E.N. // Jetp Lett. 74, 149–153 (2001)
- 4. Барышева М.М., Гарахин С.А., Зуев С.Ю., *et al.* // Квант. электроника, 49, 4, (2019)

384

Изготовление и исследование рентгеновских зеркал с широкой полосой пропускания в ИФМ РАН

С.А. Гарахин^{*}, В.Н. Полковников, Р.С. Плешков, А.Е. Пестов, М.В. Зорина, Н.Н. Салащенко, М.В. Свечников, Н.И. Чхало

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

*garahins@ipm.sci-nnov.ru

Описываются методики по созданию широкополосных рентгеновских зеркал в ИФМ РАН. Рассматриваются как структуры для МР и ЭУФ диапазона длин волн, так и для жесткого рентгена. Подробно обсуждаются возможности стековых зеркал (СМЗ). Приводятся результаты оптимизации зеркал с коэффициентом отражения в виде как простого плоского плато в диапазонах 17-21 нм и 28-33 нм, так и профиля отражения, совпадающего с эмиссионными линиями Si Lα (13,5 нм), Ве Kα (11,4 нм), В Kα (6,7 нм), а также Xe (10,7 нм) и Kr (10,3 нм). Производится сравнение апериодического и стекового дизайнов, а также теоретическое исследование возможности с помощью стековых зеркал управления одновременно и коэффициентом отражения и фазой комплексного коэффициента отражения для работы с импульса электромагнитного излучения аттосекундной длительности.

Введение

В настоящий момент разработано два принципиально разных подхода к дизайну многослойных зеркал с уширенной кривой отражения. В случае апериодической структуры (AM3) все слои имеют индивидуальную толщину. Распределение толщин в жестком рентгеновском диапазоне подчиняется степенному закону так называемые суперзеркала – или хаотическому, рассчитываемому численно - в мягком рентгеновском и ЭУФ диапазонах. Второй подход, так называемый стековый (от английского stack): многослойное зеркало представляет собой несколько напыленных одно на другое ПМЗ с разными характеристиками – количество периодов, величина периода, доля сильнопоглощающего вещества соответственно. Плюсы стекового подхода определяются, прежде всего, технологией. Для классического AM3 обратная задача практически нерешаема из-за большого числа параметров и неоднозначности полученного решения. В случае СМЗ число восстанавливаемых параметров существенно меньше, обратная задача может быть достоверно решена, и проведена соответствующая коррекция технологического процесса. Приведенные соображения объясняют преимущество использования стекового дизайна при изготовлении широкополосных рентгеновских зеркал.

Широкополосные зеркала. Преимущества стековых структур

В ИФМ РАН имеется опыт изготовления апериодических широкополосных зеркал на основе пар материалов Mo/Si и Mo/Be для космической аппаратуры исследования Солнца [1].



Рис. 1. Сравнение кривой отражения синтезированной апериодической Mo/Si структуры с расчетом для диапазона 17– 21 нм (слева) и для диапазона 28–33 нм (справа) [1]

Оптимизация зеркала осуществляется при помощи алгоритма дифференциальной эволюции, реализованного в рамках авторской программы Multifitting [2]. Образцы изготавливаются методом магнетронного распыления в атмосфере аргона при давлении 1·10⁻³ тор; для контроля за технологическим процессом с целью его коррекции проводится характеризация образцов методом малоугловой дифракции рентгеновских лучей на длине волны Cu Ka 0.154 нм с использованием дифрактометра PANalitycal X'Pert Pro. В ЭУФ диапазоне широкополосные зеркала изучаются на разработанном в ИФМ РАН рефлектометре, в котором монохроматизация излучения осуществляется с помощью высокоразрешающего спектрометра Черни-Тюрнера с плоской дифракционной решеткой и двумя сферическими коллимирующими зеркалами и лазерно-плазменным источником излучения [3].

Для ряда задач нужна более сложная зависимость коэффициента отражения, например, она должна повторять профиль эмиссионной линии или спектра. Подобные структуры представляют большой интерес для развиваемой в настоящее время рентгеновской литографии, так как, потенциально, позволяют увеличить эффективность системы источник- рентгенооптическая система в 2-4 раза за счет «полного» захвата эмиссионных линий источников рентгеновского излучения. На рис. 2 приведены результаты расчетов широкополосных зеркал с коэффициентом отражения, повторяющим форму эмиссионной линии Si (13,5 нм). Видно, что стековое зеркало практически не уступает апериодическому, но гораздо удобнее для синтеза.



Рис. 2. Результаты расчета стековой структуры с коэффициентом отражения, повторяющим профиль эмиссионной линии Si (13.5 нм)



Рис. 3. Результат расчета стекового зеркала Mo/Si. Кружки — коэффициент отражения, квадраты — близкая к квадратичной зависимость фазы

В последнее время наблюдается огромный интерес к генерации (суб)фемтосекундных и аттосекундных импульсам электромагнитного излучения – встает проблема управления такими импульсами (транспортировка пучков, коллимация и фокусировка,

спектральный анализ, управление спектром и др.). При этом при оптимизации состава AM3, предназначенного для управления импульсом с заданными характеристиками, необходимо учитывать не только амплитуду, но и фазу каждой отраженной спектральной компоненты. На рис. 3 представлены результаты расчета стекового зеркала Mo/Si для укорочения длительности импульса (квадратичная зависимость фазы).

В жестком рентгеновском диапазоне широкополосные структуры позволяют достичь гораздо большего интегрального коэффициента отражения по сравнению с периодическими зеркалами, однако процесс синтеза в данном случае более сложен, т.к. структура может состоять из 7–8 стеков (рис. 4).



Рис. 4. Результаты расчета стековых структур на основе зеркал Pt/C с полосой 10-30% и центральными энергиями 30 и 60 кэВ

Работа выполнена в рамках гос. задания 0035-2019-0023-С-01 и при поддержке грантов РФФИ № 20-02-00708 и № 19-02-00081. Также использовано оборудование ЦКП ИФМ РАН.

- Гарахин С.А., Барышева М.М., Вишняков Е.А., *et al.* // Журнал технической физики, 2020, том 90, вып. 11.
- Svechnikov M., Pariev D., Nechay A., *et al.* // J. Appl. Cryst., 50, 1428 (2017)
- Garakhin S.A., Chkhalo N.I., Polkovnikov V.N., *et al.* // Rev. Sci. Instrum. - 2020. Vol.91, Issue 6, 063103.

Исследование динамики разогрева анодных узлов в безмасочном нанолитографе на основе массива микрофокусных рентгеновских трубок

П.Ю. Глаголев¹*, Г.Д. Демин¹, Н.А. Дюжев¹, М.А. Махиборода¹

¹ Национальный исследовательский университет «МИЭТ», пл. Шокина,1, Москва, Зеленоград, 124498 *glagolev@ckp-miet.ru

В настоящей работе обсуждается динамика разогрева анодной мембраны с прострельной мишенью в системе безмасочного нанолитографа. Разработана физико-математическая модель разогрева анодного узла в процессе воздействия электронного тока на прострельную мишень. Определены наиболее перспективные материалы анодной мембраны для отвода тепла от матрицы анодных узлов. Сформированы требования по оптимизации конструкции матрицы анодных узлов в целях снижения ее разогрева. Полученные результаты также могут быть применимы в процессе разработки миниатюрных устройств генерации рентгеновского излучения.

Введение

Ранее в работах [1-3] нами рассматривалась возможность создания рентгеновского нанолитографа на основе массива микрофокусных рентгеновских трубок (МРТ), изготавливаемых с применением кремниевой технологии. Данный массив состоит из матрицы автоэмиссионных катодных узлов (АКУ), предназначенных для генерации узконаправленного электронного пучка при заданной последовательности управляющих импульсов на соответствующих электродах, и матрицы тонкопленочных анодных узлов, необходимых для генерации мягкого рентгеновского излучения и формирования рисунка на рентгенорезисте. Конструктивно, одиночный АКУ представляет из себя кремниевый острийный нанокатод с шиной сеточного электрода, необходимой для подстройки величины автоэмиссионного тока с катода [2-3]. В свою очередь, анодный узел состоит из бериллиевой прострельной мишени с тонкопленочной анодной мембраной, которая одновременно выполняет функцию самосовмещения с АКУ рентгеновских окон и обеспечивает эффективный теплоотвод в процессе работы МРТ. Толщина пленки бериллия варьируется в диапазоне от 100 до 200 нм, что позволяет получить на выходе из мишени наиболее эффективную конверсию электронной энергии в мягкое рентгеновское излучение с длиной волны 11.4 нм [4].

В процессе генерации мягкого рентгеновского излучения происходит значительный разогрев анодных узлов за счёт воздействия высокоэнергетичных электронов с матрицы АКУ [5]. В этом случае их температура может приблизиться к температуре плавления, что будет способствовать деградации всей литографической системы. В связи с этим важной задачей становится выбор материала анодной мембраны и конструктивных особенностей анодного узла.

Оптимизация матрицы анодных узлов

Для оценки разогрева анодного узла было произведено математическое моделирование анодного узла в программном пакете COMSOL Multiphysics. Для определения оптимальной конструкции и материала анода были проварьированы следующие параметры: материал анода (Si, C (алмаз), Al, Cu, Fe, Ni), толщина анода, ширина зазора (расстояние между крайним окном и краем анодной мембраны (см. рис. 1)). Рассматриваемая модель представляла собой двухслойную круглую мембрану. Первый слой – бериллиевая мишень толщиной 200 нм, второй слой – мембрана с матрицей 10х10 рентгеновских окон (диаметр отдельного окна на входе составляет 0.5 мкм). Расстояние между центрами рентгеновских окон составляло 3 мкм.

На рис. 2 представлены зависимости максимальной температуры матрицы анодных узлов от времени воздействия электронного тока на мишень для различных материалов анода (Si, C (алмаз), Al, Cu, Fe, Ni). Необходимо отметить, что величина электронного тока с отдельного катода составляла 10 нА

при напряжении катод-анод 2 кВ. Толщина анода при этом составляла 5 мкм. Как видно из рис. 2 наиболее оптимальными материалами оказались медь, железо и никель, так как они обеспечивают меньший разогрев и лучший теплоотвод матрицы анодных узлов в заданный момент времени.



Рис. 1. Распределение температуры при разогреве матрицы анодных узлов (материал анода – медь, время воздействия 10 мкс)



Рис. 2. Зависимость максимальной температуры матрицы анодных узлов от времени воздействия электронного тока на мишень для различных материалов анода (Si, C (алмаз), Al, Cu, Fe, Ni)

Стоит отметить, что при воздействии электронного тока на матрицу анодных узлов даже в течение короткого промежутка времени (10 мкс) происходит значительный разогрев структуры вплоть до 1100 °C, что может привести к деградации матрицы.

На предотвращение деградации структуры направлены следующие меры: выбор материала, способствующего снижению максимальной температуры разогрева матрицы анодных узлов (наиболее оптимальные – Cu, Ni, Fe), увеличение толщины матрицы анодных узлов; увеличение ширины зазора.

В то же время, помимо решения задачи теплоотвода, одной из ключевых задач при разработке матрицы анодных узлов является достижение высокой прочности анодной мембраны, что необходимо для получения высокого технического вакуума (10⁻⁵ Па) в процессе герметизации массива рентгеновских трубок. Наиболее прочными из моделируемых материалов являются C (алмаз) и Ni.

Результаты проведенного исследования являются важным шагом на пути оптимизации анодного узла, входящего в состав в системы источников мягкого рентгеновского излучения для проведения процессов рентгеновской литографии.

Благодарности

Работа была выполнена с использованием оборудования ЦКП «МСТ и ЭКБ» (МИЭТ) при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (№ 075-03-2020-216, 0719-2020-0017, мнемокод FSMR-2020-0017).

- 1. Djuzhev N. A. et al. // Tech. Phys. 2019, 64, 1742.
- Salashchenko N.N., Chkhalo N.I., Djuzhev N.A. // J. Surf. Invest.: X-Ray, Synchrotron Neutron Tech. 10 (2018), 10.
- Demin G.D. *et al.* // J. Vac. Sci. Technol. B. 37 (2019), 022903.
- Lopatin A.Ya. *et al.* // JETP. 2018. Vol. 127. N 6. P. 985.
- Fisher T.S., Walker D.G. // ITherm 2002. P. 1075-1082.

Дифракционные решетки с блеском, получаемые на пластинах Si – первые результаты

Л.И. Горай^{1, 2, *}, Т.Н. Березовская¹, Д.В. Мохов¹, В.А. Шаров¹, А.С. Дашков¹, Е.В. Пирогов¹

¹ Алферовский университет, ул. Хлопина, 8/3 'А', Санкт-Петербург, 194021.

² Институт аналитического приборостроения РАН, Рижский пр., 26, Санкт-Петербург, 190103.

*lig@pcgrate.com

С помощью прямой лазерной литографии и травления в КОН полированных вицинальных пластин Si (111) была разработана технология и изготовлены дифракционные решетки 500 штр./мм с углом блеска 4°. Полученные образцы охарактеризованы с помощью методов СЭМ и АСМ для определения формы профиля штрихов и шероховатости. С использованием программы PCGrate® проведено моделирование дифракционной эффективности решеток с учетом измеренного рельефа поверхности, работающих в классической и конической установках в МР-ЭУФ и ЖР излучении, соответственно.

Введение

Для среднечастотных и высокочастотных дифракционных решеток классическая (плоскостная) дифракция дает приемлемые значения эффективности рабочих порядков только в МР и ЭУФ диапазоне [1]. Однако, схема скользящей конической дифракции имеет большие преимущества в эффективности при работе подобных решеток в коротковолновых областях рентгеновского спектра (ЖР и «tender X-ray»), в т.ч. в высоких порядках и для получения высокой дисперсии и разрешения. В этой схеме можно получить рекордную эффективность, близкую к коэффициенту отражения зеркала, для пилообразных решеток с углами блеска в несколько °, которые гораздо легче изготавливать. Для теоретического анализа эффективности подобных решеток требуется применение строгих электромагнитных теорий [2].

Разрабатываемый метод изготовления дифракционных решеток с несимметричным профилем штрихов на полупроводниковых кристаллах был использован для видимого излучения на подложках GaAs [3] и на Si – для инфракрасного [4] и рентгеновского [5]. Преимущества анизотропного травления разориентированных на несколько ° Si (111) пластин для получения слабошероховатых высокочастотных решеток с относительно большими углами блеска путем оптимизации технологического процесса были продемонстрированы в [6]. Здесь мы опишем основы развитой технологии создания рентгеновских решеток с блеском на пластинах Si, а также результаты измерения формы профиля штрихов и шероховатости и расчета дифракционной эффективности.

Технология изготовления решеток

Материалом для изготовления решеток с треугольным профилем штрихов (пилообразным) являются подложки Si кристаллографической ориентации поверхности (111) с отклонением несколько ° в направлении [112]. Это связано с тем, что соотношение скоростей травления кристаллических плоскостей {100}/{111} в растворе КОН составляет до 100:1 в зависимости от концентрации и температуры раствора. В нашем распоряжении были односторонне полированные подложки Si (111) 4° ± 0.5° марки КДБ12, *p*-типа с \emptyset = 76.2 мм и толщиной 380 ± 25 мкм. Геометрические размеры рабочей области решетки, обеспечивающие возможность исследования ее эффективности при скользящем падении, должны быть ~ 15×15 мм², т.е. подходят фрагменты ¹/₄ Si подложки. Для разработки технологии была выбрана среднечастотная решетка 500 /мм (период 2 мкм).

Процесс изготовления отражательной пилообразной решетки можно условно разделить на четыре основные стадии: (1) получение рисунка защитной маски для травления канавок с помощью прямой лазерной литографии (DWL); (2) анизотропное травление в растворе КОН; (3) травление для сглаживания профиля решетки и выравнивания поверхности; (4) нанесение благородного металла для увеличения отражения. Каждая стадия состоит из нескольких операций. На Si-подложку со слоем Si₃N₄ (~ 49 нм) наносился слой Cr толщиной ~ 56 нм, на который предварительно нанесен рисунок с помощью фоторезиста (ширина полосок 1, 2 и 50 мкм). Для получения Cr-маски на образцах Si/Si₃N₄/Cr подбиралась



Рис. 1. Профили штрихов образца решетки 500 /мм с углом блеска 4° на пластине Si: а) СЭМ-изображение после травления в КОН; б) СЭМ-изображение после сглаживания; в) АСМ-изображение после сглаживания

длительность травления. Поскольку нам удалось получить защитную маску Si₃N₄ жидкостным травлением в ВОЕ непосредственно через маску фоторезиста, что гораздо менее затратно, этот способ является перспективным для изготовления высокочастотных решеток. Затем образцы с нанесенной защитной маской Cr или Si₃N₄ обрабатывали в ВОЕ (10:1) для удаления SiO₂, травили в КОН 20%, промывали, сушили и удаляли защитную маску Cr или Si₃N₄ в цезиевом травителе или ВОЕ, соответственно. Продолжительное воздействие КОН приводит к подрезке слоя маски, в результате чего сверху образуются выступы Si (рис. 1a), затеняющие рабочую грань; для их удаления выполняют сглаживающее травление (рис. 1б, в). На образцы Si-peшетки со сглаженным профилем в конце наносится методом электронно-лучевого напыления зеркало Cr/Au (5/20 нм). Исследования показали, что при этом профиль Si-решетки не претерпевает существенных изменений, но шероховатость увеличивается, в ~ 2 раза, что должно быть оптимизировано.

Метрология штрихов и расчеты дифракционной эффективности

При изготовлении Si-решетки на каждом этапе необходим контроль морфологии поверхности. СЭМизображения используют только на стадии отработки технологии, так-как от образца откалывается фрагмент для получения картины поперечного скола (CS). ACM(AFM)-исследования являются неразрушающими и подходят, в т.ч., для измерения шероховатости. Сравнение СЭМ- и ACM-изображений образцов решеток показывает количественное соответствие полученных результатов. С помощью программы PCGrate®-SXTM v.6.7 мы также рассчитали эффективность реальной решетки, которая может достигать 30% в МР–ЭУФ и 50–70% в ЖР в классической и конической схеме, соответственно. В итоге, нами разработана технология изготовления среднечастотных Si-решеток с блеском. У образцов решетки 500 /мм с углом блеска ~ 4°, глубиной канавок ~ 140 нм и длиной рабочей грани ~ 1700 нм профиль сглажен, поверхность канавок чистая, ровная, атомно-гладкая (рис. 2). СКО шероховатости (Rq) поверхности Si-решеток составляет ~ 0.3 нм.



Рис. 2. АСМ-скан 10×10 мкм поверхности образца Siрешетки 500 /мм и топограмма угла наклона рабочей грани

Выполнено при поддержке РФФИ (№ 20-02-00326).

- Goray L., Jark W., Eichert D. // J. Synchrotron Rad., V. 25, 1683 (2018).
- 2. *Gratings: Theory and Numeric Applications* / 2nd rev. ed. E. Popov, ed. AMU, 2014. Ch. 12.
- Егоров Б.В., Карпов С.Н., Мизеров М.Н. // ЖТФ, Т. 54, № 10, 1942 (1984).
- Philippe P., Valette S., Mata Mendez O., *et al.* // Appl. Opt. V. 24, 1011 (1985).
- Franke A.E., Schattenburg M.L., Gullikson E.M., *et al.* // J. Vac. Sci. Technol. B, V. 15, 2940 (1997).
- Voronov D.L., Ahn M., Anderson E.H., *et al.* // Proc. of SPIE, V. 7802, 780207 (2010).

Трассировка рентгеновских лучей от регуляторов изгиба с эллиптическим профилем поверхности отражающего элемента

В.В. Грибко^{1*}, В.Н. Трушин², А.С. Маркелов², Е.В. Чупрунов¹

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород ,603950.

² Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*gribkovladimir@icloud.com

Проведено моделирования траектории рентгеновских лучей при отражении от дифракционного элемента пьезоуправляемого регулятора изгиба прямоугольной формы с различным значением кривизны поверхности. Показана возможность получения фокального пятна с минимальным размером 5.88 × 507 мкм².

Введение

Современные рентгенооптические системы требуют больших усилий для их проектирования и оптимизации, в частности начального этапа исследования возможностей применения новых рентгенооптических элементов. В этой связи управление сходимостью рентгеновского пучка остается важнейшей задачей рентгеновской оптики. Для ее решения чаще всего используют оптические элементы, которым с помощью вышлифовки или деформации придается заданный профиль их поверхности. Для фокусировки типа «точка-точка» используют эллиптические поверхности или тороидальные. Для коллимации используют параболические поверхности, располагая источник излучения или детектор в фокусе этой параболической поверхности. Такая оптика может обеспечить только фиксированные изначально заданные параметры размеров рентгеновского пучка. Однако в настоящее время идет активное изучение и разработка адаптивной рентгеновской оптики [1-3], где управление сходимостью рентгеновского излучения происходит за счет изменения локальной кривизны профиля отражающей поверхности рентгенооптического элемента. Для изменения профиля поверхности таких элементов, как правило, используют пьезоэлектрические приводы.

Ранее нами приводились данные расчетов и экспериментальные данные по возможности управления профилем поверхности рентгенооптических элементов с помощью пьезоуправляемых регуляторов изгиба [4]. Регуляторы изгиба представляют собой трехслойную структуру, состоящую из пьезокерамической подложки, находящейся между металлическими электродами, слоя клея и дифракционного элемента, в качестве которого использовались монокристаллические пластины кремния Si (100) или диоксида кремния SiO₂ (011). Исследования показали возможность получения параболических и эллиптических поверхностей с радиусами кривизны в диапазоне от ∞ до 1 м.

Расчетная часть

В данной работе приводятся результаты моделирования трассировки рентгеновских лучей в оптических схемах фокусировки излучения, где радиусы кривизны поверхности монокристаллических пластин изменялись в диапазонах, соответствующих диапазонам экспериментально полученных с помощью регуляторов изгиба. Монокристаллическая пластина в регуляторе изгиба имела прямоугольную форму размером 30 × 55 мм² и является составной его частью. В качестве среды для моделирования использовался модуль Shadow Oui [5] в программном комплексе OASYS [6].

OASYS (OrAnge SYnchrotron Suite) – это графическая среда с открытым исходным кодом для программного обеспечения моделирования пучка, разработанная с той целью, чтобы выполнять виртуальные эксперименты эффективным и точным способом.

С помощью регулятора изгиба монокристаллической пластине придавался эллиптический профиль поверхности с радиусами кривизны в диапазоне от 1 до 10 м. Исходный рентгеновский пучок с вертикальной и горизонтальной расходимостью 5×10^{-5} рад и длинной волны $\lambda = 1.5406$ Å, формировался выходной щелью монохроматора размером 1 \times 1 мм² (рис. 1а).

В качестве дифракционного элемента в регуляторе изгиба использовалась монокристаллическая пластина Si (100). На расстоянии 20 см от источника излучения располагался регулятор изгиба под брэгговским углом $\theta = 34.57^{\circ}$.

При каждом изменении радиуса кривизны в центре большой стороны пластины фиксировалась структура рентгеновского пучка и фокусное расстояние. Радиус кривизны пластины вдоль малой ее стороны задавался исходя из ранее полученных экспериментальных данных. На рисунке 1а, б показаны данные расчетов пространственной структуры исходного (а) и дифрагированного (б) рентгеновских пучков. Структура последнего сформировалась на расстоянии 17.73 см от центра пластины Si до точки регистрации фокального пятна, равным 1.05 м.

Результаты и их обсуждение

В ходе расчетов было получено, что минимальный размер фокального пятна 5.88 × 507 мкм² удалось получить, когда радиус кривизны эллиптического профиля поверхности пластины составлял 1.05 м (рисунок 1б), а центр пластины находился на расстоянии 17.73 см от точки регистрации фокального пятна. Асимметрия в размерах фокального пятна (рис. 1б) в том числе связана с тем, что поверхность пластины не являлась сферической.

Поученные данные показывают возможность использования пьезоуправляемых регуляторов изгиба с эллиптическим профилем поверхности для создания на их основе адаптивных рентгенооптических элементов.



Рис. 1. Данные расчетов пространственной структуры исходного (а) и дифрагированного сходящего (б) рентгеновских пучков.

- Atkins C. // Proc. of SPIE, Vol. 6721, 67210T-2 (2008).
- Weisskopf M.C. //Adv. Space Res.. Vol. 32, No. 10, 2005-2011 (2003).
- 3. Jansen F., et al. // A&A, L1-L6, 365 (2001).
- Грибко В.В., Маркелов А.С., Трушин В.Н., Чупрунов Е.В. // Приборы и техника эксперимента, № 5, 119-124 (2019).
- Rebuffi L., Sanchez del Rio M. // J. Synchrotron Rad. 23 (2016).
- Rebuffi L., Sanchez del Rio M. // Proc. SPIE 10388, 103880S (2017).
Исследование зависимости интенсивности эмиссионных линий ЭУФ диапазона от энергии излучения лазера

В.Е. Гусева¹, А.Н. Нечай², А.А. Перекалов², Н.Н. Салащенко², Н.И. Чхало²

¹ ННГУ им. Лобачевского, пр. Гагарина, д.23, Нижний Новгород, 603950.

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д.7, Нижний Новгород, 607680.

В рамках работы исследованы эмиссионные спектры инертных и молекулярных газов в экстремальном ультрафиолетовом диапазоне 3-20нм, в зависимости от энергии возбуждающего лазерного импульса. В качестве источника возбуждения использовался Nd:YAG лазер с длиной волны 1064нм, длительность импульса 5нс, энергия импульса – 0,2-0,8Дж. Исследовались газы Ar, Kr, Xe, CO2, CHF3, N2. В качестве источника газовой струи использовалось коническое сопло dkp = = 0,15 мм, I = 5 мм, α = 9,5.

Введение

В настоящее время перспективными источниками излучения в экстремальном ультрафиолетовом (ЭУФ) диапазоне являются лазерно-плазменные источники с использованием газовых струй в качестве мишеней при возбуждении лазерным импульсом [1]. Ранее исследования лазерно-плазменных источников ЭУФ излучения проводились в большом числе работ, в которых исследовались различные частные аспекты их применения. В настоящей работе проведено комплексное исследование эмиссионных спектров для большого числа газов в зависимости от энергии лазерного излучения.

Экспериментальные результаты

Исследования проводились на установке по исследованию эмиссионных свойств газоструйных мишеней, работа которой подробно описана в [2]. Использовался лазер Nd:YAG, с длиной волны 1064нм и длительностью импульса 5 нс при различных значениях энергии излучения лазерного импульса – от 0,4 Дж до 0,8 Дж. Исследуемый спектральный диапазон 80-200А. Газовая струя формировалась с помощью конического сопла с параметрами dкp = 0,15 мм, l = 5 мм, $\alpha = 9,5$.

На рис. 1 приведены эмиссионные спектры аргона в диапазоне длин волн 100-200А при значениях энергии лазерного импульса – 0,8 Дж и 0,4 Дж. Наблюдаемые в данном диапазоне спектральные линии соответствуют ионам Ar-VII, Ar-VIII и Ar-Х. При увеличении энергии излучения лазера с 0,4 до 0,8 Дж интенсивность линий в среднем увеличивается в 3,5 раза. При этом интенсивности. На рис. 2 приведены эмиссионные спектры молекулярного газа CHF₃ в диапазоне длин волн 80-200А при значениях энергии лазерного импульса – 0,8 Дж и 0,4 Дж. Наблюдаемые в данном диапазоне спектральные линии отдельных линий меняются по-разному. При увеличении энергии от 0,4 Дж до 0,6 Дж быстрее растет линия Ar-VII ($2p^63s^2 - 3s4p$). При изменении от 0,6 Дж до 0,8 Дж растет линия Ar-VIII ($2p^63p - 2p^66d$). За увеличение энергии от 0,4Дж до 0,8Дж быстрее растет линия Ar-VIII ($2p^63p - 2p^64d$).



Рис. 1. Сравнение эмиссионных спектров аргона



Рис. 2. Сравнение эмиссионных спектров CHF₃

Том 1

соответствуют ионам F-VI и F-VII. При увеличении энергии излучения в два раза интенсивность линий в среднем возрастает в 2,2 раза. При этом интенсивности отдельных линий меняются по-разному. При изменении энергии лазера от 0,6 Дж до 0,8 Дж наблюдается очень быстрый рост интенсивности линии F-V, соответствующей переходу 1s²2p2 -1s²2p3d. Ее интенсивность увеличивается в 18,6 раз.

Выводы

Таким образом, экспериментально были получены эмиссионные спектры для следующих газовых мишеней: Ar, Kr, Xe, CO2, CHF3, N2 для различных энергий лазерного импульса.

Определены ионы, излучающие в данном спектральном диапазоне, и проведена расшифровка спектров.

Определены интенсивности спектральных линий в зависимости от энергии возбуждения.

Получено, что при увеличении энергии импульса лазера накачки, увеличивается средняя интенсивность излучения эмиссионных линий газов, хотя интенсивность некоторых линий может спадать.

Для успешного проведения дальнейших исследований необходимо использование теоретических моделей формирования эмиссионных спектров в плазме.

- Барышева М.М., Пестов А.Е., Салащенко Н.Н., Торопов М.Н., Чхало Н.И. // УФН. 2012. Т. 182. Вып. 7. С. 727-747.
- Нечай А.Н., Перекалов А.А., Чхало Н.И., Салащенко Н.Н., Забродин И.Г., Каськов И.А., Пестов А.Е. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2019. № 9. С. 83.

Особенности анализа круглых мембран при исследовании и контроле структур нано- и микросистемной техники

А.А. Дедкова^{1*}, Н.А. Дюжев¹, П.Ю. Глаголев¹, Д.А. Товарнов¹, Е.Э. Гусев¹

¹ НИУ МИЭТ, пл. Шокина, Д.1, Зеленоград, Моксва, 124498 *dedkova@ckp-miet.ru

Разработана методика измерений и расчета механических характеристик мембран, имеющих сложный начальный прогиб на примере SiN_x/SiO₂/SiN_x/SiO₂ и Al/SiO₂/Al. Проведена оценка влияния особенностей закрепления мембраны на её прогиб и механические напряжения под действием избыточного давления на примере Al/SiO₂/Al.

Введение

Поскольку геометрические и механические параметры мембран определяют функциональные характеристики изготавливаемых на ИХ базе устройств, таких как рентгеновские трубки прострельного типа или датчики давления — актуальна задача разработки эффективных и оперативных способов анализа и контроля этих параметров мембран. Несмотря на то, что основной математический аппарат для анализа круглых плоских мембран разработан достаточно давно, существует ряд наблюдаемых экспериментально важных особенностей реальных структур, которые необходимо учитывать при анализе.

Размер и форма мембран

В теории пластин и оболочек рассматривается поведение закрепленных по контуру круглых мембран под воздействием избыточного давления, описывается взаимосвязь подаваемого избыточного давления и прогиба мембраны, рассчитываются механические напряжения. Например, для больших прогибов абсолютно гибкой мембраны:

$$\frac{P \cdot a^4}{E \cdot h} = \frac{7 - \mu}{3 \cdot (1 - \mu)} \cdot w^3 \tag{(11)}$$

где *P* — приложенное давление; *a*, *h*, *µ*, *w*, *E* — соответственно радиус основания, толщина, коэффициент Пуассона, прогиб и модуль Юнга мембраны.

Ключевой особенностью мембран, изготавливаемых по МЭМС-технологии — путем сквозного вытравливания кремния с обратной стороны на всю его толщину до мембраны — является наличие исходного прогиба мембраны при отсутствии избыточного давления (рис. 1). Форма мембраны может быть подобна усеченному конусу или быть гораздо более сложной. Для расчета характеристик мембраны в соответствии с (ф.1) стоит экспериментально определить её геометрические параметры.



Рисунок 1. Мембрана SiN_x/SiO₂/SiN_x/SiO₂

Методика расчета

При подаче избыточного давления на мембрану сложной формы — она постепенно становится сегментом сферы. Поэтому для расчета по соотношениям, подобным (ϕ 1), стоит использовать разницу между прогибом при текущем давлении и исходным «эффективным» прогибом w_9 :

$$w_{\mathfrak{z}} = \sqrt{(S - S_0)/\pi} \tag{(d2)}$$

где S — исходная площадь поверхности мембраны, $S_0 = \pi a^2$ — площадь её основания.

При малых давлениях текущий прогиб также стоит определять по (ϕ 2). Затем, поскольку с определённого давления мембрана становится сегментом сферы, определение текущего прогиба можно осуществлять непосредственно по профилю поверхности. Стоит отметить, что используемый нами оптический профилометр Veeco Wyko NT9300 при измерениях сильно прогнутых мембран не получает часть данных о топографии поверхности, в том числе на краях расположения мембраны. По этой причине для расчета площади мембраны необходимо верное восстановление недостающих данных.

Корректность методики показана на примере зависимостей (рис. 2) рассчитанного различными способами изменения прогиба ($w_i - w_0$) от избыточного давления для мембраны SiN_x/SiO₂/SiN_x/SiO₂ (рис. 1), суммарной толщиной 1,26 мкм.



Рис. 2. Зависимость изменения прогиба от избыточного давления: способ 1 (ромбы) — использование в качестве прогибов *w*₀ и *w*_i определенных по профилю поверхности значений, *w*₀=2 мкм; способ 2 (квадраты) — использование для расчета *w*₀ и *w*_i выражения (ф2), *w*₀=4,3 мкм; способ 3 (треугольники) — использование для расчета *w*₀ и *w*_i выражения (ф2), недостающие данные рассчитывались по авторской методике, *w*₀=4,3 мкм; способ 4 (кресты) — использование для расчета *w*₀ и *w*_i выражения (ф2), а для *w*_i — определенных по профилям поверхности значений, *w*₀=4,3 мкм

Показателен пример определения характеристик мембраны с большим начальным прогибом. Мембрана Al/SiO₂/Al (толщина нижнего слоя Al —

1,1 мкм, верхнего — 0,8 мкм, SiO₂ — 0,6 мкм) с $w_0 = 30$ мкм, a = 0,5264 мм, при P = 0,24 МПа имеет прогиб $w_i = 60$ мкм. Тогда E = 76 ГПа.

Влияние области закрепления

Наибольшие механические напряжения наблюдаются на границе между мембраной и подложкой [1], поэтому логичным способом упрочнения является использование «опор» (рис. 3) [2]. Для оценки влияния параметров опоры на характеристики мембран проведено моделирование в COMSOL Multiphysics для Al/SiO₂/Al мембраны (Рисунок 4) с вышеуказанными толщинами слоев.



Рис. 3. Схематичное изображение конструкции мембраны с опорой



Рис. 4. Результаты расчета в COMSOL Multiphysics (длина опоры 250 мкм, радиус основания *a* = 750 мкм)

Благодарности

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП «МСТ и ЭКБ» (МИЭТ) при финансовой поддержке Минобрнауки России (№ 075-03-2020-216, 0719-2020-0017, мнемокод FSMR-2020-0017).

- Dedkova A.A. *et al.* // ElConRus, p. 2288-2292, DOI: 10.1109/EIConRus49466.2020.9039289.
- Baek J.D. *et al.* // Energy Environ. Sci., 2015, V. 8, p. 3374-3380, DOI: 10.1039/C5EE02328A.

Расчет, синтез и изучение свойств зеркал со спектральной полосой пропускания, совпадающей с эмиссионными линиями Si, Be, B, Xe, Kr

И.С. Дубинин, С.А. Гарахин^{*}, С.Ю. Зуев, Н.Н. Цыбин, А.Я. Лопатин, Р.М. Смертин, В.Н. Полковников, Н.И. Чхало

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

*garahins@ipm.sci-nnov.ru

Рассмотрены широкополосные многослойные рентгеновские зеркала с полосой пропускания, совпадающей с эмиссионными линиями Si Lα (13,5 нм), Be Kα (11,4 нм), B Kα (6,7 нм), а также Xe (10,7 нм) и Kr (10,3 нм). Описанные структуры представляют большой интерес для развиваемой в настоящее время рентгеновской литографии, так как, потенциально, позволяют увеличить эффективность системы источник - рентгенооптическая система в 2-4 раза за счет "полного" захвата эмиссионных линий источников рентгеновского излучения. Приводится сравнение апериодического и стекового дизайнов.

Введение

Апериодические многослойные зеркала (АМЗ), которые состоят из очень тонких чередующихся слоев материалов с разной диэлектрической проницаемостью, имеют более высокую интегральную отражательную способность, чем их периодические аналоги (ПМЗ), имеющие коэффициент отражения резонансного типа, определяемый уравнением Вульфа-Брегга, т.е. $2dsin\theta = m\lambda$, где d – период структуры, θ – скользящий угол по отношению к зеркалу, т – порядок дифракции и λ – длина волны. АМЗ благодаря высокому интегральному и равномерно распределенному по спектру коэффициенту отражения, позволяют собрать на порядок больше информации от исследуемого объекта. Более того, возможно получить структуру, профиль отражения которой будет отличен от простого плоского плато - например, повторять профиль эмиссионной линии или спектра [1]. Подобные структуры представляют большой интерес для развиваемой в настоящее время рентгеновской литографии, так как, потенциально, позволяют увеличить эффективность системы источник – рентгенооптическая система в 2– 4 раза за счет «полного» захвата эмиссионных линий источников рентгеновского излучения (рис. 1). Однако, создание таких зеркал — сложная многопараметрическая задача, требующая применения оптимизационных методик. Так, для соблюдения достаточной точности нужно на самом первом этапе оптимизации задавать реальные параметры моделиру-

емых структур. Необходимо находить решения обратной задачи для успешной корректировки толщин слоев апериодического зеркала, чтобы добиться лучшего соответствия с рассчитанной кривой отражения. В таком ключе стандартный подход к АМЗ как к структуре, априори не имеющей периодичности и зачастую состоящей из N слоев, каждый из которых имеет различную толщину, не эффективен. Другой подход состоит в возможности представления апериодической структуры как набора некоторого количества периодических структур, что позволяет обойтись всего несколькими предварительными напылениями и дает возможность осуществлять корректировку технологического процесса [2]. Такие широкополосные зеркала получили название стековых.



Рис. 1. Эмиссионные линии и спектры Si Lα (13,5 нм), Be Kα (11,4 нм), а также Xe (10,7 нм) и Kr (10,3 нм)

Метод расчета. Результаты

Инжиниринг широкополосных зеркал, удовлетворяющих какому-либо наперед заданному критерию, входит в класс задач на оптимизацию и чаще всего решается при помощи генетического алгоритма. На первом этапе определяется целевая функция Fgf. Для различных зеркал задавались целевые функции специального вида, выделяющие нужную область по длинам волн $R(\lambda)$ в виде формы эмиссионной линии. Далее вводится норма отличия коэффициента отражения от Fgf - оценочный функционал F, вычисляемый в области определения Fgf и представляющий собой функцию N переменных (в данном случае в качестве подгоночных параметров использовались толщины слоев структуры). Затем находится оптимальная структура слоев путем минимизации функционала:

Исходными структурами для первого шага являлись ПМЗ с максимумом отражения при длине волны, соответствующей максимуму эмиссионной линии.

$$F = \int [R(\lambda) - F_{gf}]^2 d\lambda$$

Процесс оптимизации осуществлялся с заданными реальными шероховатостями. Для расчета использовались программы IMD [3] и Multifitting [4].

Результаты оптимизации для линии Si приведены на рис. 2. Результирующий коэффициент отражения достаточно точно повторяет форму эмиссионной линии, при этом структура стекового зеркала гораздо более проста – всего три периодических зеркала (таблица 1 – нумерация от подложки).

Аналогичные расчеты зеркала проведены для линии Ве (11,4 нм) – рис. 3. В этом случае стековое зеркало также более предпочтительно в силу большего удобства для синтеза.

Работа выполнена в рамках гос. задания 0035-2019-0023-С-01 и при поддержке грантов РФФИ № 20-02-00708 и № 19-02-00081.

Литература

 Thomas Kuhlmann, Sergiy Yulin, Torsten Feigl. SPIE Vol. 4782 (2002).



Рис. 2. R(λ) стекового и апериодического зеркала, повторяющие профиль эмиссионной линии Si (13,5 нм)

Таблица 1. Параметры стековой структуры Mo/Si (рис. 1)

стек	1	2	3
N	11	9	11
Мо	2,9 нм	3,4 нм	3,5 нм
Si	3,7 нм	3, 4 нм	3,7 нм



Рис. 3. R(λ) Мо/Ве стекового и апериодического зеркала, повторяющие профиль эмиссионной линии Ве (11,4 нм)

- Барышева М.М., Гарахин С.А., Зуев С.Ю., Полковников В.Н., Салащенко Н.Н., Свечников М.В., Чхало Н.И., Юлин С. // Квант. Электроника. - 2019. Т.49, № 4, С. 380-385.
- 3. Windt D.L. // Computers in Physics, 12, 4 (1998).
- Svechnikov M., Pariev D., Nechay A., *et al.* // J. Appl. Cryst., 50, 1428 (2017).

Статистический разброс автоэмиссионных характеристик кремниевых острийных катодов в составе матрицы для электронной системы безмасочного рентгеновского нанолитографа

И.Д. Евсиков^{1, *}, Г.Д. Демин^{1, §}, Н.А. Филиппов¹, Н.А. Дюжев¹

¹ Национальный исследовательский университет «МИЭТ», пл. Шокина,1, Москва, Зеленоград, 124498.

*evsikov.ilija@yandex.ru, §gddemin@gmail.com

В работе исследован статистический разброс эмиссионных характеристик наноразмерных автоэмиссионных катодов острийного типа в составе эмиттерной матрицы. С помощью методов растровой электронной микроскопии получены геометрические параметры нескольких автоэмиссионных катодов экспериментальных образцов. Создана трехмерная конечно-элементная модель массива автоэмиссионных катодов острийного типа, воспроизводящая распределение геометрических параметров внутри массива на основании экспериментальных данных. Проведено моделирование распределения электрического поля внутри массива выбранных катодов, рассчитаны токовые характеристики массива катодов. Полученные результаты могут быть использованы при разработке электронных систем матричных источников рентгеновского излучения для систем нанолитографии, рентгеновских источников общего назначения.

В настоящий момент для создания устройств микро- и наноэлектроники главным образом используется технология проекционной фотолитографии. Однако, высокая стоимость масок и оборудования, сложная и дорогостоящая инфраструктура делает данный тип литографии рентабельным только при массовом производстве. В то же время, продвижение современной безмасочной литографии на длине волны 13,5 нм (EUV литография) в суб-10 нм технологические нормы затрудняется ограничением числовой апертуры объективов, что заставляет прибегать к многократному экспонированию образца, а это в свою очередь, снижает производительность литографического оборудования. Для мелкосерийного производства или создания тестовых образцов в рамках исследовательских проектов EUV литография сегодня практически не используется [1].

В качестве кандидатов на замену проекционной литографии с применением фотошаблонов предлагаются методы безмасочной литографии, а именно сканирующая оптическая литография и сканирующая электронная литография. Но и эти методы не лишены недостатков: сканирующая оптическая литография не может обеспечить разрешение лучше 100 нм, а сканирующая электронная литография не обладает достаточной для мелкосерийного производства производительностью [2, 3]. Привлекательной является технология безмасочной рентгеновской нанолитографии, которая обладает потенциалом формирования наноструктур с минимальными топологическими нормами (на уровне 10 нм и ниже), так и для снижения себестоимости их изготовления.

В предлагаемом нами варианте безмасочного рентгеновского нанолитографа, источником электронов для генерации рентгеновского излучения является матрица кремниевых автоэмиссионных катодов острийного типа, совмещенных с управляющим сеточным электродом [4].

Статистический анализ автоэмиссионных характеристик катодов в составе эмиттерной матрицы

Фрагмент эмиттерной матрицы размером 300×300 катодов, содержащий 18 автоэмиссионных острий исследовался с использованием методов растровой электронной микроскопии. На рисунке 1 приведено изображение исследованного массива кремниевых автоэмиссионных катодов с измеренными высотами. На вставке приведено изображение одиночного кремневого катода с измеренной высотой, диаметром основания и диаметром скругления вершины.

На основе полученных данных, в пакете мультифизического моделирования COMSOL Multiphysics,



Рис. 1. РЭМ изображение массива кремниевых автоэмиссионных катодов острийного типа. На вставке: РЭМ изображение одиночного кремниевого катода с измеренными геометрическими параметрами



Рис. 2. Распределение электрического поля в модели массива кремниевых автоэмиссионных катодов

была создана трехмерная конечно-элементная модель массива 18 автоэмиссионных катодов острийного типа, при этом геометрические размеры отдельных катодов модели соответствовали размерам выбранных катодов экспериментального образца. На рис. 2 показаны результаты расчета распределения электрического поля на вершинах кремниевых катодов. Полученные электрофизические параметры позволили произвести расчет коэффициентов усиления поля каждого отдельного катода в составе эмиттерной матрицы, а также оценить величины автоэмиссионного тока катодов.

Благодарности

Данная работа была выполнена с использованием оборудования ЦКП «МСТ и ЭКБ» (МИЭТ) при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (№ 075-03-2020-216, 0719-2020-0017, мнемокод FSMR-2020-0017).

- A. Pirati *et al.*, San Jose, California, United States, P. 101430G (2017).
- 2. U. Dauderstädt *et al.*, San Jose, CA, P. 720804 (2009).
- R. Menon, *et al.*, Materials Today, Vol. 8, № 2, pp. 26–33 (2005).
- 4. Дюжев Н.А. *и др.* // Журнал технической физики. 2019. Том 89. № 12. С. 1836-1842.

Исследование эмиссии МР и ЭУФ излучения из плазмы, формируемой на жидкоструйных мишенях

И.Г. Забродин, А.Н. Нечай, А.А. Перекалов, Д.Г. Реунов, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало

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

В работе представлены результаты исследования эмиссии из жидкоструйных мишеней при их возбуждении импульсным лазерным излучением. Для возбуждения использовался Nd:YaG лазер 1064 нм, 0.8 Дж, длительностью импульса 5,2 нс. В качестве системы формирования мишени использовался капилляр диаметром 175 мкм, установленный непосредственно на импульсном клапане. Давление подаваемой жидкости составляло 4 бар. Исследовались следующие жидкости – вода, спирты, углеводороды. Проведено сравнение полученных результатов с ранее исследованными газоструйными мишенями.

Введение

В лабораторных целях наибольшее применение нашли источники, в которых плазма создается за счет лазерного излучения. В качестве мишеней для лазерного излучения чаще всего используются твердотельные мишени и газовые струи. Одними из наиболее перспективных мишеней являются жидкоструйные [1,2]. Данные мишени обладают плотностями, характерными для твердого тела, при этом мишени непрерывно обновляются, что существенно улучшает стабильность источника излучения. Вместе с тем данные мишени характеризуются достаточно большими расходами жидкости и, соответственно, трудностями при откачке. Для уменьшения расхода жидкости логично перейти к импульсным жидкостным клапанам.

Подобный импульсный жидкостный клапан должен срабатывать за малое время (~ мс) и не допускать протечек жидкости в закрытом состоянии. Данный клапан должен обладать малыми габаритами и приемлемой надежностью. Приведенные условия требуют сложную техническую реализацию – необходима прецизионная обработка поверхностей и мощный импульсный привод.

Ввиду технических сложностей такие клапаны в лабораторной практике распространения не получили. В данной работе использовался промышленный клапан, подвергшийся ряду доработок. Также для использования клапана была разработана оригинальная система управления.

Исследовательская установка

Для проведения исследований использовалась установка, представленная на рис. 1.



Рис. 1. Установка для исследования эмиссионных свойств лазерной плазмы

Работа установки осуществляется следующим образом. Жидкость подается в теплообменник 8, далее в импульсный клапан с выходным капилляром 7. Жидкостная струя откачивается криоконденсационным 13 и криоадсорбционными насосами 14. Излучение лазера 1, направляется на призму 4 и оптический ввод 5 и попадает на линзу 6. В фокусе линзы 6 лазерное излучение вызывает пробой в жидкостной струе. МР и ЭУФ излучение плазмы, проходя вакуумный затвор 9 и свободновисящий рентгеновский фильтр 10, попадает на входное зеркало спектрометра-монохроматора PCM-500. Том 1

Затем монохроматичное МР и ЭУФ излучение детектируется импульсным детектором. Откачка РСМ–500 осуществляется турбомолекулярным насосом 12. Исследовательская установка более подробно описана в работе [3].

Для возбуждения жидкостной струи использовался лазер NL300 Series Nd:YAG Laser, 1064 нм, 0.8 Дж, длительность импульса 5.2 нс, частота до 10 Гц. Спектральные измерения проводились спектрометром-монохроматором скользящего падения РСМ-500, спектральное разрешение составляло 0.04 нм, рабочий диапазон длин волн составлял 3-20 нм.

Импульсный клапан представляет собой твердосплавную иглу, упирающуюся в притертое седло. Для перемещения иглы используется электромагнитный привод. Импульсное питание привода осуществляется с помощью разряда конденсаторной батареи. В седле клапана проделано отверстие ~175 мкм, сквозь которое струя жидкости истекает в вакуумную камеру. Частота срабатывания клапана ~100 Гц, время открытия ~ 1 мс. Расход жидкости более 50 мл/час. Длина клапана составляет 50 мм, диаметр ~10 мм. Время работы данного клапана практически не ограничено.

Результаты исследований

В процессе проведения исследований были получены эмиссионные спектры различных веществ. На рис. 2 представлен эмиссионный спектр изопропилового спирта.



Рис. 2. Эмиссионный спектр жидкой струи изопропилового спирта, возбуждаемый лазерным излучением

Видно, что эмиссионный спектр в целом соответствует спектру, наблюдаемому при использовании газовой мишени из углекислоты.

Выводы

В процессе проведения работы была разработана и изготовлена система формирования импульсных жидкостных струй в вакууме. Данная система стабильно работает в течение нескольких часов, легко запускается и работает при небольшом расходе жидкости. В качестве рабочих жидкостей допустимо использование углеводородов, воды и ряда коррозионно-опасных жидкостей.

С использованием данной системы формирования мишени для лазерно-плазменного источника МР и ЭУФ излучения были получены эмиссионные спектры различных жидкостей – спирта (C₃H₇OH), воды (H₂O), гексана (C₆H₁₄) и других.

Данные спектры обладают высокой интенсивностью, существенно большей, чем при использовании газоструйных мишеней. Также при использовании данных мишеней наблюдается большая ионизация атомов мишени, с соответствующим изменением эмиссионных спектров.

Использование подобных источников МР и ЭУФ излучения значительно расширяет возможности экспериментатора при работе в данном диапазоне длин волн. Подобные источники могут быть использованы как для лабораторных целей, так и для литографии и микроскопии в водном окне прозрачности.

Работа поддержана НЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2020-906.

- 1. Jansson P.A.C. *et al.* Liquid-tin-jet laser-plasma extreme ultraviolet generation //applied physics letters. 2004. T. 84. №. 13. C. 2256-2258.
- Fogelqvist E. *et al.* Stability of liquid-nitrogen-jet laser-plasma targets //J. of Applied Physics. 2015. T. 118. №. 17. C. 174902.
- Нечай А.Н., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2017. Вып. 5. С. 17.

Ионно-пучковая обработка поверхности составляющих композитных элементов из разнородных материалов для лазеров с высокой средней и пиковой мощностью

М.В. Зорина¹, И.И. Кузнецов², М.С. Михайленко¹, О.В. Палашов², А.Е. Пестов^{*,1}, А.К. Чернышев¹, Н.И. Чхало¹

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

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

*aepestov@ipm.sci-nnov.ru

Отработан и реализован метод активации поверхностей ионным пучком для создания композитов Yb:YAG/карбид кремния, TGG/сапфир. Предложена методика восстановления кислорода при активации поверхности элементов Yb:YAG с многослойным диэлектрическим зеркалом, обеспечивающая на поверхности нескомпенсированные химические связи, наличие которых позволяет усилить взаимодействие поверхностей при их сведении в оптический контакт.

Введение

В работе предложен новый подход создания композитных активных элементов геометрии «тонкого композитного диска» из разнородных оптических материалов для повышения средней мощности и энергии импульсов современных лазеров. Ранее задача соединения двух оптических элементов осуществлялось с помощью оптически прозрачных клеев либо термодиффузионной сварки образцов. Первый метод для активных элементов лазеров с высокой мощностью и энергией импульсов не используются, так как наличие слоя клея на пути лазерного пучка крайне нежелательно. Вторая группа методов позволяет создавать композиты с прочностью контакта, сравнимой с прочностью самого оптического материала, но работают они только с материалами с одинаковыми или близкими коэффициентами теплового расширения. В данной работе предложено использование ионно-пучковой активации поверхности в вакууме и последующее соединение двух оптических элементов без развакуумирования объема. Такой подход в перспективе позволит создавать композитные оптические элементы из разнородных материалов, а именно из лазерных сред и высокотеплопроводных оптических материалов, которые послужат для отведения тепла от активной среды (монокристалл сапфира Al2O3, монокристалл карбида кремния SiC, монокристалл искусственного алмаза и т. д.) либо будут выступать в качестве зеркального или просветляюшего слоя.

Экспериментальные результаты

В качестве образцов изучались следующие пары материалов: Yb:YAG/карбид кремния, TGG/сапфир, Yb:YAG с многослойным диэлектрическим зеркалом/сапфир. Активация поверхности производилась путем ионно-пучковой обработки поверхности. Изучалось влияние ионной бомбардировки на шероховатость поверхности материалов в диапазоне пространственных частот v∈[0.3 - 2 мкм⁻¹]. Обработка поверхности производилась квазипараллельным пучком нейтрализованных ионов аргона с энергией Е_{ион} = 800 эВ при скользящем падении на поверхность образца (угол падения составлял 5 градусов от поверхности). Основным фактором, влияющим на силу оптического контакта, является шероховатость приводимых в контакт поверхностей. Поэтому на первом этапе изучалось поведение шероховатости под действием ионной бомбардировки.

Аттестация шероховатости производились при помощи методики, основанной на построении PSDфункции (Power Spectral Density – спектральная плотность мощности) шероховатости. PSDфункция (ф1) – статистическая характеристика поверхности, представляющая собой распределение амплитуды шероховатости по пространственным частотам.

$$PSD(\nu) = \left| \hat{F}[z(\vec{\rho})] \right|. \tag{(41)}$$

Данный подход позволяет анализировать частотные свойства шероховатости поверхности и влияние на них параметров ионного травления. Для количественного описания качества поверхности кроме PSD-функции вводится понятие эффективной шероховатости (σ_{eff}) – шероховатость в некотором диапазоне пространственных $v \in [v_{min} - v_{max}]$, она представляет собой интеграл от PSD-функции.

$$\sigma_{eff}^2 = \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} PSD(v) dv, \qquad (\phi 2)$$

 $v_{\min} = 1/L$ и $v_{\max} = N/L$, где L – размер кадра (длина строки), N – число точек в строке. В нашем случае снимались кадры от 2x2 мкм до 40x40 мкм, что позволило анализировать шероховатость в диапазоне пространственных частот $v \in [0.3 - 2 \text{ мкм}^{-1}]$.

Было показано, что за время экспозиции, не превышающее 30 мин., происходит улучшение шероховатости для Yb:YAG: шероховатость улучшалась с исходной 2.3 нм до 1.0 нм. Для SiC шероховатость осталась на исходном уровне 0.6 нм. Для кристалла TGG наблюдалось улучшение шероховатости с 2.5 нм до 1.2 нм, а для кристалла сапфира с 2 нм до 1 нм. Таким образом, для данных типов образцов был достигнут целевой уровень шероховатости поверхности ~1 нм [1], что позволило привести их в состояние устойчивого оптического контакта.

Аналогичная методика была применена для пары материалов Yb:YAG с многослойным диэлектрическим зеркалом/сапфир, однако, сформировать устойчивый оптический контакт не удалось. На первом этапе было выдвинуто предположение, что причина была в том, что не удалось достигнуть целевого значения шероховатости. В первой серии экспериментов использовались образцы Yb:YAG с многослойным диэлектрическим зеркалом на основе оксида тантала, изготовленного методом электронно-лучевого напыления с ионным ассистированием. Исследования показали, что при данном способе напыления шероховатость значительно ухудшается с 2 нм до 3.1 нм. После процесса травления шероховатость уменьшалось до 1.9 нм, что, однако, заметно превышает целевое значение 1 нм. Для второй серии экспериментов были изготовлены образцы с зеркалами, изготовленными методом ионно-лучевого напыления. Известно, что данный метод позволяет создавать более плотные слои материала. Шероховатость поверхности данных образцов составила 1.5 нм, а в результате травления была еще улучшена до 0.8 нм (рис. 1). Тем не менее, сформировать устойчивый оптический контакт также не удалось.



Рис. 1. АСМ кадры поверхности диэлектрического многослойного зеркала после ионной обработки

Объяснением данного факта предположительно является то, что при травлении инертными газами вблизи поверхности зеркала остается некоторая часть атомов кислорода, которые вновь формируют оксидную пленку и компенсируют разорванные ионной бомбардировкой поверхностные химические связи. Этот эффект может появляться именно при соединении оксидов, которыми являются многослойные зеркала. Поэтому для данной системы было решено применить дополнительный газвосстановитель. При реакции с поверхностью он будет восстанавливать на себя освободившиеся в процессе травления атомы кислорода и сохранять на поверхности нескомпенсированные химические связи, наличие которых должно усилить взаимодействие поверхностей при их сведении в оптический контакт. Такой подход нигде в статьях не был описан и по нашим данным применяется впервые. В качестве газа-восстановителя был использован водород (Н₂), как наиболее чистый и хорошо откачиваемый. Водород подпускался в рабочий объем камеры при активации поверхности в дополнение к рабочему газу аргону (Ar). Концентрация (парциальное давление) водорода была выбрана минимальной (на уровне 10-15%), с той целью, чтобы его было достаточно для восстановления кислорода, а с другой стороны не происходило бы "наводораживание" приповерхностного слоя. Такая методика показала свою работоспособность, и удалось создать устойчивый оптический контакт Yb:YAG с многослойным диэлектрическим зеркалом/сапфир. Достижение максимальной стойкости оптического контакта в этой паре материалов предполагает проведение дальнейшего поиска оптимального состава газовой смеси (перспективными активными газами могут быть метан, силан и др.) и параметров разряда.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ: 19-02-00631.

Литература

1. Зорина М.В. *и др.* // ЖТФ, 90 (11), с. 1913 (2020).

Отработка методик изготовления дифракционных элементов ЭУФ диапазона на тонкопленочных металлических мембранах

М.В. Зорина, А.Я. Лопатин*, В.И. Лучин, А.Е. Пестов, Н.Н. Цыбин, Н.И. Чхало

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

Предложена методика формирования свободновисящих тонкопленочных дифракционных элементов ЭУФ диапазона, работающих в геометрии "на просвет". Отработана процедура формирования литографической маски методом контактной УФ литографии, а также найдены параметры ионно-пучкового травления, обеспечивающие удаление материала требуемой толщины без деградации полимерной литографической маски во время ионной бомбардировки. Сформированы тестовые свободновисящие структуры с модуляциями толщин от 50 до 40 и от 50 до 20 нм.

Введение

Дифракционные элементы на пропускание, в первую очередь, зонные пластинки активно используются в схемах микроскопии, а также для коллимации излучения в мягком и жестком рентгеновских диапазонах. При изготовлении таких элементов в качестве основы чаще всего используется тонкая мембрана из нитрида кремния, что ограничивает возможности создания большеапертурных элементов с высокой эффективностью: возникающие при технологических операциях механические напряжения могут, начиная с некоторой минимальной толщины мембраны, явиться причиной ее разрыва или, наоборот, провисания. В настоящей работе исследуется возможность использования в качестве опорной поверхности, на которой выполняется рисунок дифракционного элемента, тонкой металлической пленки. Указанную выше сложность изготовления удается преодолеть благодаря тому, что пленка со сформированным микрорисунком отделяется от толстой подложки посредством жидкостного травления жертвенного слоя, а затем вылавливается на рамку и дополнительно натягивается, формируя металлическую мембрану толщиной менее 100 нм. Формирование на поверхности рисунка с разрешением несколько микрометров будет выполнено методом контактной оптической литографии в сочетании с ионным травлением. Полученные образцы характеризуются методами атомно-силовой микроскопии и оптической просечивающей микроскопии.

Экспериментальные результаты

Отработана процедура нанесения фоторезиста ФП-383 (ООО "ФРАСТ-М") на подложки, представляющие собой тонкую металлическую пленку (Cr, Sc, Мо, Zr и др.), нанесенную методом магнетронного распыления на стандартную суперполированную кремниевую подложку. Резист наносился методом центрифугирования, толщина пленки при скорости вращения шпинделя 2500 об/мин составила порядка 1 мкм. Методом контактной литографии посредствам Xe-Hg лампы с длиной волны λ=365 нм на поверхности кремниевой пластины был сформирован рисунок (ступенька) для аттестации разрешения метода. Измерение высоты ступеньки и контроль разрешения процесса УФ литографии производился с помощью измерений на атомно-силовом микроскопе [1].



Рис. 1. АСМ кадр края "ступеньки", сформированной УФ литографией на пластине с фоторезистом

Как можно видеть, контактная УФ литография позволяет получать ровный край, что позволяет применять данную методику для создания литографических масок, пригодных для формирования дифракционных элементов на диапазон ЭУФ излучения.

На следующем шаге испытаний пластина с фоторезистом подвергалась ионно-пучковой бомбардировке, после чего вновь изучалась резкость края. Время воздействия потока ионов составило 5 мин (время необходимое для травления на глубину 50-100 нм в зависимости от материала мишени) при следующих параметрах эксперимента: ионы – Ar⁰; Е_{ион}=800 эВ; J=0,25 мА/см². Оказалось, что фоторезист выдерживает столь длительное воздействие ионного пучка без какой-либо деградации сформированного в нем рисунка. Однако повышенный нагрев образца под воздействием ионной бомбардировки приводил к "задублению" незасвеченного фоторезиста, что не позволяло проводить процедуру "lift-off". Был проведен ряд экспериментов, который показал, что ионное облучение необходимо проводить короткими порциями с длительным перерывом для остывания образца. Для этих целей травление производилось с применением заслонки, которая открывала и закрывала ионный пучок на заданные промежутки времени. Оптимальным оказался режим, при котором образец 5 сек находился в пучке, а затем 25 сек остывал. Таким образом, суммарное время травления увеличилось до 30 мин (5 мин временя травления и 25 мин остывание).

После отработки методики нанесения литографического рисунка и исследования стойкости резиста к воздействию ионного пучка был проведен тестовый эксперимент по формированию рисунка на свободновисящей пленке Mo/ZrSi₂. Пленка синтезировалась в виде многослойной структуры с чередованием слоев Mo и ZrSi₂ для обеспечения более высокой механической прочности. Исходные параметры пленки: толщина d=50 нм, коэффициент пропускания света с длиной волны λ =633 нм T=0.8%.

Было проведено 2 эксперимента со съемом материала: d₁=10 и d₂=30 нм. Сформированные объекты представлены на рис. 2.



Рис. 2. Фотография объектов с модуляцией коэффициента пропускания, сформированных на свободновисящей пленке Mo/ZrSi₂

Как можно видеть, на поверхности свободновисящей металлической пленки посредством нанесения литографического рисунка и травления через него пучком ускоренных ионов удалось сформировать решетку с модуляцией коэффициента пропускания. Значения коэффициентов пропускания в областях, подвергшихся ионному травлению составили: T(d₁)=2.0%, T(d₂)=12.0%.

Выводы

В работе предложена методика формирования свободновисящих тонкопленочных дифракционных элементов ЭУФ диапазона, работающих в геометрии "на просвет". Продемонстрированы возможности метода на примере рисунка, сформированного на свободновисящей многослойной металлической пленке Mo/ZrSi₂. Сформированы объекты с модуляцией толщины от 50 до 40 нм и коэффициента пропускания (для λ =633 нм) от 0.8 до 2.0%, и от 50 до 20 нм и коэффициента пропускания (для λ =633 нм) от 0.8 до 12.0%.

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур" ИФМ РАН, в рамках госзадания 0035-2019-0023-С-01 и при поддержке гранта РФФИ 18-42-520007 р_а.

Литература

 Chkhalo N.I., Salashchenko N.N., Zorina M.V. // Review of Scientific Instruments 86, 016102 (2015).

Прототип термостойкого спектрального фильтра для телескопических солнечных наблюдений в экстремальном УФ диапазоне

С.Ю. Зуев, А.Я. Лопатин, В.И. Лучин*, Н.Н. Салащенко, Н.Н. Цыбин, Н.И. Чхало

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

Сообщается о разработке прототипа пленочного фильтра, предназначенного для работы в составе солнечного телескопа ЭУФдиапазона в условиях высоких тепловых нагрузок на околосолнечной орбите. Прототип фильтра с рабочей апертурой 70 мм представляет собой алюминиевую пленку с защитным силицидным покрытием, закрепленную на медной сетке. Развита методика термических испытаний фильтра с опорной сеткой.

Введение

На предыдущих этапах работы по созданию прототипа термостойкого пленочного фильтра на опорной сетке для солнечного ЭУФ телескопа были исследованы свойства свободновисящих пленочных структур различного состава. По сочетанию стабильности оптических характеристик, механической прочности и термостойкости наиболее оптимальной оказалась алюминиевая пленка с наружными слоями $MoSi_2$. Силицидное покрытие не только защищает алюминиевую основу от окисления при хранении на воздухе и при нагреве солнечным излучением на орбите, но и значительно увеличивает прочность тонкой пленки (в 1.5 раза) [1].

Изучение термической стабильности оптических характеристик фильтра показало, что механизм его деградации с наименьшим температурным порогом связан с появлением в пленке полупрозрачных в видимом диапазоне дендритных кремниевых структур [2]. Исследование динамики роста пропускания MoSi₂/Al/MoSi₂ пленок на длине волны 633 нм при вакуумном отжиге позволило оценить энергию активации процессов образования дендритных структур (1.5 эВ) и максимальную температуру (около 130°С), при которой не должно происходить образование дендритов в течение 5 лет постоянного нагрева. Это значение температуры, характеризующее предельную тепловую нагрузку, мы будем использовать при расчете параметров опорной сетки, обеспечивающей необходимый теплоотвод, в частности, для оценки максимально допустимого размера ячейки сетки.

Другое ограничение на размер ячейки вытекает из требования обеспечить необходимую прочность фильтра. Акустические испытания при уровне шума 143 дБ и длительности воздействия в 1 минуту, соответствующими звуковой нагрузке на фильтр при запуске ракеты, показали, что максимально допустимый размер ячейки d находится в интервале 10 < d < 20 мм [1]. Толщина пленочной структуры $MoSi_2/Al/MoSi_2$ в этом эксперименте составляла 245 нм.

При изготовлении прототипа термостойкого фильтра с рабочей апертурой 70 мм мы использовали медную сетку толщиной 1 мм с 6-мм ячейкой.

Методики эксперимента

Методика, применяемая нами при изготовлении пленочной структуры прототипа термостойкого фильтра и образцов для термических испытаний, включает в себя следующую последовательность операций [3]:

- методом магнетронного напыления на кремниевую подложку последовательно наносятся металлический жертвенный слой и, поверх него, слои MoSi₂, Al и опять силицида;

- жертвенный слой растворяется при жидкостном травлении в кислой среде, при этом пленочная структура отделяется от подложки;

- пленка, плавающая на поверхности жидкости, вылавливается на рамку с отверстием, диаметр которого превышает размер сетки;

- пленка натягивается по контуру отверстия рамки;

- пленка приклеивается к сетке.

Основные параметры разработанного и изготовленного прототипа термостойкого фильтра: состав пленочной структуры — MoSi₂-2.5/Al-240/MoSi₂-2.5 (толщина слоев в нм), коэффициент пропускания пленки на длине волны 17.14 нм равен 48.4%; рабочая апертура — 70 мм; толщина медной сетки — 1 мм, размер квадратной ячейки d = 6 мм, прозрачность сетки — 80%.

Развита методика термических испытаний пленочного фильтра на поддерживающей сетке. Макет для испытаний отличается от прототипа фильтра только уменьшенной апертурой (25 мм) и наличием термостатирующего устройства, позволяющего поддерживать заданную температуру обода сетки. Пленка нагревается тепловым излучением вакуумной печки. При различных падающих потоках излучения и температурах обода сетки пирометрическим способом определяется распределение по апертуре образца температуры пленки в центрах ячеек. Аналогичные измерения проводятся также на образце свободновисящей пленки (без сетки). Сравнение результатов измерений с данными, полученными ранее при термических испытаниях свободновисящих пленок [2], и расчетами температурных распределений позволит оценить максимальные тепловые нагрузки, при которых тестируемый прототип фильтра может работать длительное время.

Результаты и обсуждение

Рассчитаны параметры опорной сетки, обеспечивающей теплоотвод, необходимый для ограничения температуры пленки ЭУФ фильтра на уровне, при котором возможна долговременная эксплуатация фильтра в условиях высоких тепловых нагрузок на околосолнечной орбите. В расчете распределения температур пленочного фильтра в пределах ячейки квадратной формы учтены процессы отвода тепла по пленке к периферии ячейки и теплового излучения пленки; вдоль контура ячейки температура принималась постоянной. Задача с радиальной симметрией сводится к нелинейному дифференциальному уравнению второго порядка, которое численно решалось в среде Mathcad методами Рунге -Кутта. Распределение температур в пределах квадратной рамки определялось путем численного решения по явной разностной схеме задачи на установление для двумерного нестационарного уравнения теплопроводности, учитывающего также радиационный сброс тепла.

Приведем результаты решений для следующих характеристик материала пленки: излучательной способности $\varepsilon = 0.06$ и коэффициента теплопроводности k = 2.4 Вт/(см·К). Такие характеристики были определены нами ранее для алюминиевого фильтра с тонкими покрытиями из MoSi₂. Падающая интенсивность излучения составляет I = 1.75 Вт/см² и соответствует радиационной нагрузке на входной фильтр в миссии «Интергелиозонд» [4], поглощенная пленкой доля оценивается как $\varepsilon I = 0.11$ Вт/см². Температура границы ячейки задавалась на уровне 30°С. Тогда температура в центре рамки достигает 130°С при стороне квадратной ячейки 7.1 мм, если толщина алюминиевой пленки составляет 150 нм. Для толщины 300 нм это значение равно 10 мм.

Таким образом, параметры сетки (толщина — 1 мм, размер квадратной ячейки — 6 мм), выбранные на основе анализа данных проведенных ранее акустических испытаний [1] и приведенных результатов расчета теплоотвода, должны обеспечить требуемые механическую прочность и термическую стабильность оптических характеристик фильтра.

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур" ИФМ РАН при поддержке грантов РФФИ 18-42-520007, 19-02-00081 и 19-07-00173.

- Chkhalo N.I., Kuzin S.V., Lopatin A.Ya. *et al.* // Thin Solid Films, V. 653, 359 (2018).
- Chkhalo N.I., Drozdov M. N., Gusev S.A. *et al.* // Applied Optics, V. 58(1), 21 (2019).
- Chkhalo N.I., Drozdov M.N., Kluenkov E.B., *et al.* // Appl. Opt., V. 55(17), 4683 (2016).
- Kuznetsov V.D., Zelenyi L.M., Zimovets I.V. *et al.* // Geomagn. Aeron. V. 56, 781 (2016).

Сравнительное исследование термостойкости пленочных пелликлов на основе бериллия

С.Ю. Зуев, А.Я. Лопатин, В.И. Лучин, Н.Н. Цыбин^{*}, Н.И. Чхало

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

Показано, что пленки Ве толщиной 50 нм и Мо/Ве толщиной 30 нм способны выдержать вакуумный нагрев в течение суток при плотности поглощенной мощности до 0,2 Вт/см² (температура пленок ~250°C) без заметных изменений в пропускании на рабочих длинах волн (11,4 и 13,5 нм) и в натяжении. При сравнимых коэффициентах пропускания (~83% на длине волны 13,5 нм и ~88% на длине волны 11,4 нм), многослойная Мо/Ве структура выглядит более предпочтительной, демонстрируя меньшую хрупкость по сравнению с однородной Ве пленкой.

Введение

Пелликлы (сверхтонкие пленочные экраны) являются необходимыми элементами проекционной литографии экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) диапазона. Они устанавливаются перед маской (фотошаблоном) и служат своего рода ширмой, препятствующих попаданию загрязнений (нано и микрочастиц) на поверхность маски. Попавшие же на поверхность отстоящего от маски на расстоянии в несколько миллиметров пленочного пелликла загрязнения находятся вне фокуса, а потому не оказывают негативного влияния на формируемое в фоторезисте изображение.

Пелликлы изготавливают из наиболее прозрачных материалов, чтобы уменьшить потери интенсивности при двукратном прохождении излучения через них. В связи с ростом мощности применяемых источников ЭУФ излучения, возрастает и тепловая нагрузка на пленочную структуру. Поэтому помимо высокой прозрачности, важно, чтобы материал пелликла обладал высокой термостойкостью.

Бериллий, наряду с кремнием, является одними из наиболее прозрачных материалов на длине волны 13,5 нм. Кроме того, бериллий прозрачен и на длине волны 11,4 нм, которая рассматривается в качестве рабочей длины волны для будущей проекционной литографии.

В отличие от кремния, термическая стойкость бериллия изучена слабо. В данной работе представлен обзор данных по нагреву бериллийсодержащих пленок в вакууме, проведенных в ИФМ РАН.

Методика экспериментов

Нагрев пленок проводился в вакууме (остаточное давление ~ 10^{-8} Торр, откачка осуществлялась магниторазрядным насосом) путем пропускания тока через свободновисящую пленку на стенде [1], позволяющем осуществлять многочасовой отжиг при постоянной выделяемой в пленке мощности. Наличие в вакуумном объеме окон позволяет наблюдать за состоянием пленки визуально. Измерение температуры пленки проводилось с помощью инфракрасного пирометра Metis MB35 через окно из CaF₂. До и после вакуумного отжига проводились измерения коэффициента пропускания пелликлов в ЭУФ диапазоне на лабораторном рефлектометре со спектрометром-монохроматором РСМ-500 и рентгеновской трубкой в качестве источника излучения.

Результаты

Так как однородные пленки бериллия сравнительно хрупки, были рассмотрены варианты многослойных структур. В качестве пары к бериллию изучались относительно прозрачные на длинах волн 13,5 нм и (или) 11 нм материалы (Si, Zr, ZrSi₂, BeN_x, Mo, Ru). На первом этапе задача стояла в выборе композиций, которые бы выдерживали кратковременный вакуумный нагрев при наиболее высокой плотности поглощенной мощности без повреждений. При этом использовались сравнительно толстые образцы свободновисящих пленок (толщинами 50-150 нм), что упрощало работу с ними. Пленки высаживались на кварцевые рамки с квадратным отверстием 8×8 мм и изначально были ненатянутыми в отверстии.

Том 1

В процессе вакуумного нагрева при достижении некоторого порогового значения мощности, начинался наблюдаться процесс натяжения пленок (вызванный, вероятно, кристаллизацией), в результате чего пленки на отверстии из волнистых становились более натянутыми (зеркальными). Заметное натяжение наблюдалось для Si/Be структур при плотности поглощенной мощности 0,1 Вт/см², для Be/ZrSi₂ – при 0,4 Bт/см², Be/BeNx – при 0,8 Bт/см², Zr/Be – при 0,15 Вт/см², Ru/Be – при 0,2 Вт/см², Мо/Ве – при 0,4 Вт/см², Ве (толщиной 150 нм) – при 0,5 Bт/см². Хотя многослойная структура с азотированным бериллием (BeN_x) показала высокую термостойкость, однако от нее пришлось отказаться, в силу высокой хрупкости пленки (что затрудняет ее изготовление и приводит к образованию трещин при появлении даже небольшого натяжения в процессе нагрева).

В итоге, мы остановились на трех структурах: Ве. Мо/Ве и Be/ZrSi₂, из которых изготовили сверхтонкие структуры и провели более детальное исследование.

Были проведены сравнительные тестирования однородной Ве пленки толщиной 50 нм и многослойных Be-2,(Mo-2/Be-2)×7 и Be-2,(ZrSi₂-2/Be-2)×7 (толщины в нм) структур. Проводился вакуумный нагрев пелликлов при 0,3 и 0,2 Вт/см² в течение 24 часов и измерялся коэффициент пропускания до и после нагрева.

Во всех трех случаях при плотности поглощенной мощности 0,3 Вт/см² (температура в центре пленок 300-350°С) наблюдалось натяжение (в процессе отжига) и перенатяжение и образование трещин (во время медленного выключения нагрева) пленок (рис. 1). Наблюдалось снижение их коэффициентов пропускания (см. табл. 1 и 2).



Рис. 1. Фотография Be/ZrSi₂ пленки на кварцевой рамке с квадратным отверстием 8×8 мм² после отжига при 0,3 Вт/см² в течение 24 часов

Таблица 1. Коэффициенты пропускания Т пелликлов (λ=13,5 нм) до (исх) и после (отж) 24 часов отжига при 0,3 BT/см²

	Ве (50 нм)	Мо/Ве (30 нм)	Be/ZrSi ₂ (30 нм)
Тисх	0,827	0,823	0,873
Тотж	0,805	0,804	0.870

Таблица 2. Коэффициенты пропускания Т пелликлов (λ=11,4 нм) до (исх) и после (отж) 24 часов отжига при 0,3 BT/см²

	Ве (50 нм)	Мо/Ве (30 нм)	Be/ZrSi ₂ (30 нм)
Тисх	0,88	0,874	0,793
Тотж	0,856	0,864	0.773

Натяжение наблюдалось в случае Be/ZrSi₂ структуры и при 0,2 Bт/см². Нагрев же Be и Mo/Be структур при плотности поглощенной мощности при 0,2 Bт/см² (температура пленок около 250°C) в течение суток не привел к заметным изменениям во внешнем виде образцов. Для всех трех видов пелликлов после нагрева не наблюдалось изменений (в пределах точности измерений) в коэффициентах пропускания структур на длинах волн 11,4 и 13,5 нм.

Выводы

Пелликлы из Ве и Мо/Ве показали сравнимые по термостойкости результаты. Обе структуры выдержали суточный нагрев в вакууме при плотности поглощенной мощности 0,2 Вт/см² (температура около 250°С). С учетом того, что Мо/Ве структура имеет сравнимое пропускание в ЭУФ диапазоне, и несмотря на меньшую толщину, показала себя менее хрупкой по сравнению с Ве (это видно по характеру образования трещин и их количеству при натяжении и в процессе изготовления образцов), то она является более перспективной в качестве пелликла в диапазоне длина волн 11-12,5 нм.

Пелликлы из Be/ZrSi₂, обладая высоким коэффициентом пропускания на длине волны 13,5 нм, оказались менее термостойкими (наблюдалось изменение натяжения пленки после суточного отжига при 0,2 Bt/cm²).

Работа выполнена в рамках государственного задания 0035-2019-0023-С-01 и при поддержке гранта РФФИ №19-07-00173.

Литература

 Дроздов М.Н., Клюенков Е.Б., Лопатин А.Я. и др. // Материалы симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», Т. 2, 628 (2011).

Влияние отжига на формирование межфазовой границы в многослойной структуре Мо/Ве

А.В. Каратев¹, А.У. Гайсин¹, А.В. Соломонов¹, С.С. Сахоненков¹, А.С. Касатиков¹, А.С. Касатиков¹, А.С. Конашук¹, Р.С. Плешков², Н.И. Чхало², Е.О. Филатова^{1, §}

1 Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, д.1, Петродворец, Санкт-Петербург, 198504

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680

*darikgais@gmail.com, §elenaofilatova@mail.ru

В настоящей работе проведено изучение температурной зависимости образования бериллидов MoBe₁₂ и MoBe₂ на межслоевых границах структур на основе молибдена и кремния при отжиге в вакууме течение одного и четырёх часов с помощью метода рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС).

Введение

Для космического и литографического приложений многослойных структур, работающих в среде с повышенной температурой и подверженных сильному потоку излучения, чрезвычайно важна устойчивость их параметров к нагреванию. Ряд исследований влияния параметров отжига в вакууме на оптические свойства молибден-бериллиевого зеркала показывает, что при температурах более 250°C отражательная способность зеркал начинает падать [1,2].

Основные результаты

В данной работе методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии был проведен фазовохимический анализ межслоевых областей модельной структуры sub/Mo/Be и многослойного рентгеновского зеркала sub/[Mo/Be]₁₁₀ при разных температурах отжига в течение одного и четырёх часов.

Результаты фотоэлектронной спектроскопии были получены на фотоэлектронном спектрометре Thermo Fisher Scientific Escalab 250Xi в Научном парке СПбГУ.

Анализ Be 1s фотоэлектронных спектров sub/Mo/Be MP3 указывает на существенное перераспределение вкладов бериллидов молибдена и чистого бериллия в зависимости от температуры отжига. Важно, что уже при температуре 200°С отжиг в течение получаса приводит к заметному росту вклада бериллида молибдена MoBe₁₂. По мере увеличения температуры до 300°С количество бериллида возрастает.



Рис. 1. Зависимости от температуры отжига процентного вклада компонент, относящихся к соединениям Be, MoBe₁₂ и MoBe₂ в спектре Be1s линий (а) модельной системы sub/Mo/Be, отожженной в течение 1 ч. (сплошные кривые) и 4 ч. (пунктирные кривые) и (б) многослойной структуры sub/[Mo/Be]₁₁₀, отожжённой в течение 1 ч

При дальнейшем росте температуры отжига до 500°С вклад чистого бериллия и бериллида молибдена MoBe₁₂ резко падает. На этом фоне резко возрастает вклад бериллида молибдена MoBe₂. Фактически в диапазоне температур 300°-500°С чистый Ве и MoBe₁₂ полностью переходят в MoBe₂. Также было установлено, что продолжительность отжига почти не влияет на состав межслоевой области в sub/[Mo/Be]₁₁₀ MP3 (рис.1а).

На рис. 16 приведена зависимость процентного вклада компонент, относящихся к соединениям Be, MoBe₁₂ и MoBe₂ в спектре Bels от температуры отжига. Содержание соединений Be, MoBe₁₂ и MoBe₂ установлено на основе разложения Bels фотоэлектронного спектра sub/[Mo/Be]₁₁₀ MP3.

Как видно из рисунка 16, характер температурной эволюции состава межслоевых областей в многослойной структуре sub/[Mo/Be]₁₁₀ соответствует характеру температурного изменения состава межслоевой области в модельном образце sub/Mo/Be.

Анализ рефлектометричеких данных [1,2] указывает на то, что отжиг в течение 1 часа при низких температурах (до 200° С) приводит к незначительному улучшению отражательной способности зеркала (на величину около 1% относительно не отожжённого зеркала). Увеличение температуры отжига до 300°С при сохранении его длительности приводит к уменьшению отражательной способности на 6%. Увеличение продолжительности отжига до четырёх часов при температуре до 300°С уменьшает отражательную способность на 10%. Таким образом, в целом отжиг значительно уменьшает отражательную способность зеркала Si/[Mo/Be]₁₁₀.

Исходя из совместного анализа рефлектометрических исследований и результатов фотоэлектронной спектроскопии можно утверждать, что именно образование фазы MoBe₂ наибольшим образом негативно влияет на оптические свойства многослойной структуры при ее нагреве.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 19-02-00287 А.

- 1. Nechay A.N. *et al.* // AIP Adv. 2018. Vol. 8, № 7.
- Smertin R.M. *et al.* // Tech. Phys. 2019. Vol. 64, № 11. P. 1692–1697.

Теоретическая оценка взаимодействия слоев Ru и Sr и моделирование отражательной способности многослойного рентгеновского зеркала на их основе

С.А. Касатиков^{1*}, А.С. Конашук¹, Е.О. Филатова^{1§}

¹ Санкт-Петербургский Государственный Университет, Институт физики им. Фока, СПбГУ, ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504. *st031736@student.spbu.ru, §e.filatova@spbu.ru

Проведена теоретическая оценка перспективности применения Ru и Sr в качестве слоёв многослойного рентгеновского зеркала с рабочей длиной волны 10 нм. На основе анализа литературных данных о химии взаимодействия Ru и Sr, а также оценки энтальпии и энергии формирования возможных соединений Ru и Sr выдвигается предположение о слабом химическом взаимодействии между слоями данных металлов и, как следствие, стабильности интерфейса Ru/Sr. Было проведено теоретическое моделирование отражательной способности многослойного зеркала Si-sub/[Ru/Sr]₁₀₀

Введение

Миниатюризация в полупроводниковой промышленности неустанно диктует новые требования к звеньям технологического процесса производства, одним из которых является литография. Переход в область глубокого ультрафиолета (EUV - extreme ultraviolet) в литографии дал возможность производства чипов на основе 5 нм технологического процесса. Оптимальной длиной волны в EUV литографии при этом является 13.5 нм, что главным образом вытекает из возможностей оптических элементов (EUV зеркал). Стоит отметить, что переход к EUV диапазону осложнён, с точки зрения оптических элементов, повышением эффективного сечения рентгеновского поглощения, что сильно ограничивает выбор материалов.

Однако, учитывая продолжающуюся тенденцию миниатюризации электроники, смещение в сторону меньшей длины волны представляется одним из возможных путей достижения более высокого разрешения литографии [1]. Таким образом, поиск материалов для многослойных зеркал, достаточно эффективных в области <13.5 нм является закономерным этапом развития оптических элементов EUV литографии.

Многослойное зеркало на основе слоёв Ru и Sr является одним из многообещающих й кандидатов с рабочей длиной волны вблизи 10 нм. Помимо этого, перспективность данного зеркала подкрепляется возможным использованием в качестве изображающей и коллимирующей оптики для исследования солнечной короны, наиболее информативное излучение которой также лежит в EUV диапазоне (10 – 60 нм).

Несмотря на вероятную значимость многослойного зеркала на основе Ru и Sr, на данный момент исследование этой системы не проводилось. Более того, присутствует значительный недостаток экспериментальных данных в отношении химического взаимодействия Ru и Sr. Таким образом, исследование многослойных структур Ru/Sr и получение информации о взаимодействии Ru и Sr имеет довольно широкую фундаментальную и практическую значимость. В данной работе представлены первоначальные теоретические изыскания, необходимые для выстраивания дальнейшей экспериментальной работы.

Основные результаты

Оценка перспективности многослойного зеркала на основе Ru и Sr была проведена посредством двух этапов. Этап оценки химического взаимодействия слоёв Ru и Sr на межфазовой границе представляет собой исследование раннее полученных результатов в литературе и оценка химической активности слоёв на основе расчётов энтальпии и энергии формирования соединений. Оценка потенциала многослойного зеркала из соответствующих слоёв проведена с помощью моделирования отражательной способности системы sub/[Ru/Sr]₁₀₀.

Ru ([Kr] $4d^75s^1$) относится к редкоземельным металлам платиновой группы, в то время как Sr Том 1

([Kr]5s²) является щелочноземельным металлом. На данный момент в литературе нет свидетельств существования бинарных соединений Ru-Sr. Однако известно, что Ru и Sr сосуществуют в рутенате стронция: SrRuO₃. Химическая активность Ru с щелочноземельными металлами ограничивается известными рутенидами наиболее лёгких элементов – Be и Mg. Также известно, что Ru не образует соединений с щелочными металлами тяжелее Li [2], включая близкий к Sr по электронной конфигурации рубидий – [Kr]5s¹ Данные тенденции позволяют ожидать инертность Ru по отношению к Sr, несмотря на высокую химическую активность последнего.

Теоретическая оценка химического взаимодействия между Ru и Sr, и другими щелочными и щелочноземельными элементами была проведена посредством анализа расчётных значений энтальпии формирования ΔH_{form} бинарных соединений, рассчитанных посредством Miedema Calculator [3], а также энергии формирования E_{form} бинарных соединений, рассчитанной при помощи программного пакета Materials Project [4]. Полученные данные представлены в Таблице 1.

Таблица 1. Расчётные значения энтальпии формирования ΔH_{form} и энергии формирования E_{form} бинарных соединений Ru с щелочноземельными и щелочными металлами. Приведены значения для наиболее энергетически выгодных соединений для каждой пары элементов

Ru -	ΔH_{form} ,	Eform.,	Ru -	ΔH_{form} ,	Eform.,
	kJ/mol at.	eV		kJ/mol at.	eV
Be	-7.6	-0.3	Li	7.4	N/A
Mg	-3.1	-0.2	Na	55.2	0.8
Ca	-16.9	N/A	K	67.4	1.1
Sr	-5.2	N/A	Rb	64.3	1.1
Ва	-6.2	N/A	Cs	63.4	N/A

Полученные расчёты для пар Ru с щелочными металлами (Li – Cs) коррелируют с вышеупомянутым понижением химической активности Ru с металлами данной группы при увеличении их порядкового номера. При этом, как ΔH_{form} , так и E_{form} для этих пар >0, что говорит о низкой вероятности взаимодействия Ru с элементами щелочной группы. Расчётные значения ΔH_{form} и E_{form} для пар Ru с щелочноземельными металлами, включая Sr, отрицательны, что говорит о более вероятном взаимодействии Ru с данной группой элементов по сравнению с щелочными металлами, несмотря на отсутствие упоминания в литературе каких-либо соединений Ru c Ca, Sr или Ba.

Таким образом, необходимо проведение эксперимента для получения более полной картины химического взаимодействия Ru и Sr. В связи с этим, планируется проведение измерений различных модельных систем методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии для исследования возможного химического взаимодействия на межфазовой границе слоёв Ru и Sr.

В рамках оценки эффективности многослойного зеркала Si-sub/[Ru/Sr]100 было проведено теоретическое моделирование отражательной способности. На первом этапе подбиралась оптимальная величина параметра у (отношение толщины слоя рутения к периоду), обеспечивающая максимум пикового коэффициента отражения, для идеально гладких поверхностей. Было получено максимальное значение пикового коэффициента отражения 44.38 % на длине волны 97.3 Å при у=0.468. При всех последующих расчетах использовалось значение у=0.468. Далее изучалось влияние среднеквадратичной высоты шероховатости слоев Ru и Sr на величину пикового коэффициента отражения. Получено, что реалистичные величины шероховатости понижают коэффициент отражения на несколько процентов. На последнем этапе моделирования влияние шероховатости поверхности слоев на величину пикового коэффициента отражения описывалось за счет варьирования величины периода зеркала при формально гладких слоях Ru и Sr.

Благодарности

Работа была выполнена при поддержке гранта РНФ №19-72-20125.

- Mojarad N., Gobrecht J. & Ekinci Y.// Scientific reports, 5, 9235 (2015).
- Loebich Jr.O., Raub C. J. // Platinum Metals Rev., 25 (3), 113-120 (1981).
- Dębski A., Dębski R., Gąsior W. // Archives of Metallurgy and Materials, 59(4):1337-1343, (2014).
- 4. Jain A. et al. // APL Mater., 1, 011002. (2013).

Первые результаты летного эксперимента по данным рентгеновского спектрофотометра ДИР-Э на борту метеорологического спутника Электро-Л №⁻³

А.С. Кириченко^{1, *}, А.А. Перцов¹, С.В. Кузин¹, П.П. Моисеев², С.А. Богачев¹, И.П. Лобода¹, А.А. Рева², А.С. Ульянов², В.И. Денисова³, В.Т. Минлигареев³, А.А. Нусинов³, А.Ю. Репин³

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, ул. Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.

² «НПП «Астрон Электроника», ул. Веселая, 2, Орел, 302019.

³ Институт прикладной геофизики им. Е.К. Федорова, ул. Ростокинская, д.9, Москва, 129128.

*kirichenkoas@lebedev.ru

Представлено описание рентгеновского спектрофотометра ДИР-Э, разработанного для установки на борту геостационарного спутника Электро-Л №3. Приведены первые полученные результаты и проведено сравнение с данными рентгеновского монитора GOES.

Введение

Прибор ДИР-Э является совместной разработкой «НПП «Астрон Электроника» и Лаборатории «Рентгеновская астрономия Солнца» ФИАН. Аппаратура в составе спутника Электро-Л №3 была запущена на орбиту 24 декабря 2019 года с космодрома Байконур. Основная цель прибора заключается в осуществлении мониторинга солнечной активности. Ключевая задача состоит в регистрации солнечных вспышек в режиме живого времени для формирования прогноза состояния геомагнитной обстановки в околоземном пространстве.

Аппаратура ДИР-Э

Функционально ДИР-Э состоит из двух идентичных полукомплектов для обеспечения высоких показателей надежности в течение всего планируемого срока эксплуатации – не менее 10 лет. Каждый полукомплект включает в себя два канала регистрации мягкого рентгеновского излучения и солнечный датчик.

В течение 11-летнего цикла солнечной активности поток мягкого рентгеновского излучения может изменяться более чем на 6 порядков. Продолжительный срок службы спутника подразумевает работу прибора как в условиях минимума, так и в условиях максимума солнечной активности. Использование двух каналов позволяет расширить динамический диапазон аппаратуры и обеспечить регистрацию как микровспышек класса A (по рентгеновской классификации GOES [1]) и ниже, так и мощных вспышек класса Х. Каналы отличаются размером входной апертуры. Сужение апертуры достигается за счет использования вольфрамовой диафрагмы с малым отверстием.

В качестве приемников излучения используются дрейфовые кремниевые детекторы, характеризующиеся быстродействием и низким уровнем шумов.

Принцип действия солнечного датчика основан на оценке смещения положения центра изображения Солнца в плоскости детектора с помощью квадрантного фотодиода. Данные об угловой ориентации аппаратуры используются для внесения поправок, связанных с неравномерностью эффективности регистрации излучения в пределах поля зрения прибора.

Спутники серии Электро-Л работают на геостационарной орбите. При этом движение происходит в пределах радиационных поясов в условиях воздействия значительных потоков электронов. Для минимизации влияния заряженных частиц используется специальная магнитная система. Поле, создаваемое набором постоянных магнитов, изменяет траекторию движения заряженных частиц, уменьшая число попавших в детектор электронов.

ДИР-Э с частотой один раз в секунду передает значения количества зарегистрированных фотонов в диапазоне 1,4 - 12 кэВ в обоих каналах прибора. Параллельно происходит накопление спектра излучения в одном из каналов. Канал выбирается автоматически, в зависимости от уровня интегрального излучения в рабочем спектральном диапазоне.

Регистрация вспышек по данным прибора ДИР-Э

В 2020 году Солнце находилось в состоянии минимума активности. С момента начала работы на орбите прибора ДИР-Э фоновый уровень излучения в диапазоне 1 – 8 Å (рабочий спектральный диапазон рентгеновского монитора серии спутников GOES [2], считающегося эталонным в области регистрации мягкого рентгеновского излучения Солнца) менялся от значений порядка 10⁻⁹ Вт м⁻² до 10⁻⁷ Вт м⁻². По данным прибора ДИР-Э было зарегистрировано несколько сотен вспышечных событий различной интенсивности. На рис. 1 приведен пример профиля мягкого рентгеновского излучения для одной из зарегистрированных микровспышек. Также, для сравнения показан аналогичный профиль по данным рентгеновского монитора GOES. Видно полное соответствие обоих профилей. Кроме того, по данным ДИР-Э лучше разрешается еще одна микровспышка.



Рис. 1. Временные профили мягкого рентгеновского излучения по данным ДИР-Э и рентгеновского монитора XRS GOES (нижняя панель)

По данным ДИР-Э также было зарегистрировано несколько средних и крупных вспышек. Самая мощная из них произошла 29.11.2020. На рис. 2 приведены профили мягкого рентгеновского излучения по данным ДИР-Э (канал низкой чувствительности, предназначенный для регистрации больших потоков) и GOES.



Рис. 2. Временные профили мягкого рентгеновского излучения по данным ДИР-Э и рентгеновского монитора XRS GOES (нижняя панель)

Заключение

Аппаратура ДИР-Э позволяет регистрировать потоки мягкого рентгеновского излучения Солнца в широком динамическом диапазоне с высоким временным разрешением. Характеристики прибора обеспечивают возможность непрерывного мониторинга солнечной активности и регистрации вспышечных событий, интенсивность которых может меняться более чем на 6 порядков.

Сравнение данных ДИР-Э и рентгеновского монитора GOES демонстрирует корректность работы аппаратуры ДИР-Э. Кроме того, прибор ДИР-Э по сравнению с GOES обладает существенным преимуществом, заключающимся в возможности получения детальной спектральной информации.

В дальнейшем планируется создание алгоритмов по автоматизации обработки данных ДИР-Э для возможности использования их в режиме живого времени при решении задач прогнозирования геомагнитной обстановки. Также, планируется разработка методов диагностики вспышечной плазмы по данным спектров аппаратуры ДИР-Э.

- Garcia H.A. // Sol. Phys. 154, No. 2, pp. 275-308, (1994).
- 2. Chamberlin P.C., Woods T.N., Eparvier F.G., Jones A.R. // SPIE Proceedings, Vol. 7438, (2009).

Первые результаты летного эксперимента по данным ультрафиолетового Lα монитора ВУСС-Э на борту метеорологического спутника Электро-Л №⁻3

А.С. Кириченко^{1, *}, А.А. Перцов¹, С.В. Кузин¹, П.П. Моисеев², С.А. Богачев¹, И.П. Лобода¹, А.А. Рева², А.С. Ульянов², В.И. Денисова³, В.Т. Минлигареев³, А.А. Нусинов³, А.Ю. Репин³

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, ул. Ленинский проспект, 53, Москва, 119991

² «НПП «Астрон Электроника», ул. Веселая, 2, Орел, 302019

³ Институт прикладной геофизики им. Е.К. Федорова, ул. Ростокинская, д.9, Москва, 129128

*kirichenkoas@lebedev.ru

Представлено описание ультрафиолетового монитора ВУСС-Э, разработанного для установки на борту геостационарного спутника Электро-Л №3. Получен профиль излучения, проходящего через атмосферу Земли во время затменного периода.

Введение

Ультрафиолетовый монитор ВУСС-Э является совместной разработкой «НПП «Астрон Электроника» и Лаборатории «Рентгеновская астрономия Солнца» ФИАН. Аппаратура в составе спутника Электро-Л №3 была запущена на орбиту 24 декабря 2019 года с космодрома Байконур. Прибор предназначен для регистрации потоков солнечного излучения вблизи длины волны La (121,6 нм). Излучение в указанной линии представляет большой интерес с точки зрения понимания механизмов солнечных вспышек, в частности процессов ускорения заряженных частиц [1,2]. Важным также являются долгосрочные наблюдения уровня излучения линии La с точки зрения изучения солнечного цикла и вариаций солнечной активности.

Аппаратура ВУСС-Э

ВУСС-Э состоит из двух независимых идентичных полукомплектов, что позволяет существенно повысить показатели надежности в течение всего планируемого срока эксплуатации – не менее 10 лет. В состав каждого полукомплекта входят калибровочный и штатный детекторы, турель с набором апертур, а также солнечный датчик.

Каждый детектор представляет собой герметичный корпус, наполненный аргоном. В качестве приемника излучения используется кремниевый фотодиод. На входе детектора размещены два интерференционных узкополосных фильтра.

Использование дополнительного калибровочного детектора необходимо для учета неизбежных процессов деградации фотодиода штатного канала. Перед детекторами размещена дисковая турель с набором различных апертур, разные положения которой обеспечивают четыре возможных режима работы аппаратуры. При выполнении штатной циклограммы первые 90 секунд оба детектора находятся в полностью закрытом состоянии, что соответствует режиму измерения темнового тока. После этого над детекторами на 20 секунд устанавливается фильтр, обрезающий коротковолновую часть излучения. Данный режим используется для определения уровня паразитной засветки от оптического излучения. Далее устанавливается калибровочный режим, когда оба детектора полностью открыты. Длительность режима составляет 10 секунд. Затем прибор переходит в штатный режим, когда калибровочный детектор закрыт, а штатный открыт. Во всех режимах от обоих детекторов непрерывно поступает сигнал один раз в секунду. Для определения абсолютного значения потоков излучения выполняется вычитание уровней темнового тока и паразитной оптической засветки, после чего вводятся калибровочные поправки, полученные в ходе наземной отработки. Калибровка ВУСС-Э проводилась с использованием синхротронного излучения в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера. Полученные зависимости чувствительности от длины волны для всех четырех детекторов приведены на рис. 1.



Рис. 1. Зависимость чувствительности детекторов прибора ВУСС-Э от длины волны

Данные о точности наведения прибора на Солнце критически важны для корректной работы с ВУСС-Э. Аппаратура имеет значительную угловую зависимость эффективности регистрации. Широкопольный солнечный датчик из состава ВУСС-Э, построенный на базе квадрантного фотодиода, позволяет определять ориентацию оптической оси прибора относительно центра Солнца с точностью не хуже нескольких угловых минут.

Первые результаты по данным ВУСС-Э

2020 год характеризовался низким уровнем солнечной активности. За год было зарегистрировано только две вспышки, класс которых превышал уровень М1.0. Регистрация таких событий в линии Lα представляет большие сложности, поскольку вариации полезного сигнала во время вспышек такого класса не превышают 1%. По оценкам, чувствительности ВУСС-Э будет достаточно для регистрации вспышек класса X.

Значительный интерес представляет режим наблюдений, когда луч зрения аппаратура-Солнце проходит через атмосферу Земли. Такие условия создаются в затменные периоды два раза в год, когда в течение месяца раз в сутки аппарат на непродолжительное время попадает в область тени. По мере захода в тень уровень регистрируемого сигнала существенно падает за счет процессов поглощения и рассеяния излучения в атмосфере Земли. При этом по падению интенсивности можно сделать о физических параметрах атмосферы и составе. Пример временного профиля излучения при заходе в тень по данным ВУСС-Э приведен на рис. 2.



Рис. 2. Временной профиль излучения вблизи линии Lα при прохождении затменного участка орбиты

Заключение

Аппаратура ВУСС-Э позволяет регистрировать потоки ультрафиолетового излучения Солнца вблизи линии Lα с высоким временным разрешением. Из-за низкого уровня солнечной активности и отсутствия мощных вспышек пока не удалось зарегистрировать статистически значимый уровень полезного сигнала во вспышечных событиях.

По оценкам минимальный класс событий, который способен зарегистрировать ВУСС-Э, находится в диапазоне М5-Х1. По данным ВУСС-Э удалось получить временной профиль падения интенсивности излучения из-за поглощения в атмосфере Земли. В дальнейшем планируется разработка специальных моделей, позволяющих оценивать параметры атмосферы по временным профилям излучения в затменных периодах.

- Milligan R. O., Hudson H. S., Chamberlin P. C. *et al* // SpWea 18 e02331, (2020).
- 2. Zhichen Jing et al // ApJ, 904, 41 (2020).

Солнечный телескоп ВУФ диапазона для наноспутников

С.В. Кузин¹, С.А. Богачев¹, Н.Ф. Ерхова¹, А.А. Перцов¹, А.С. Кириченко¹, И.В. Малышев^{2,3}, А.Е. Пестов^{2, 3}, В.Н. Полковников², М.Н. Торопов^{2, 3}, Н.Н. Цыбин², Н.И. Чхало²

1 Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр, 53, Москва, 119991

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680

³ ООО «ИНТЕРОПТИКС», ул. Верхне-Печерская, д.5, кв.15, Нижний Новгород, 603087

*s.kuzin@lebedev.ru

Проработаны оптические схемы солнечных ВУФ телескопов для размещения на наноспутниках. Телескопы предназначены для получения изображений солнечной короны для прикладных и научных исследований.

Введение

Несмотря на существенные ограничения по сравнению с полно размерными космическими аппаратами, наноспутники становятся все более и более распространенной платформой для проведения прикладных и фундаментальных космических исследований. В области физики Солнца проведен ряд экспериментов по исследованию интегрального рентгеновского изучения короны в диапазоне ~0.5-30 КэВ (MinXSS[1], «Ярило»[2]), которые показали возможность переноса части прикладных исследований на наноспутники. В тоже время, как для прикладных, так и для фундаментальных исследований необходимо получать изображения солнечной короны в ВУФ диапазоне спектра. Несмотря на то, что телескопы ВУФ диапазона являются сложным астрокосмическим инструментом, они могут быть адаптированы под размещение на сравнительно небольших наноспутниковых платформах с ограниченными ресурсами.

Спектральные диапазоны наблюдения корональной плазмы с помощью космических телескопов

В настоящее время есть несколько наиболее востребованных для научных и прикладных исследований спектральных диапазонов регистрации короны, которые в первую очередь характеризуются температурой регистрируемой солнечной плазмы. Это диапазон 30.4 нм (холодная плазма, линия HeII), 17.1нм(корональная плазма, FeIX) и 13.2 нм (вспышечная плазма,FeXXIII-FeXIV). Диапазон 30.4 интересен с точки зрения мониторинга и изучения долгоживущих корональных дыр, как основного источника солнечного ветра, диапазон 17.1. нм – активных областей, как потенциальных мест локализации вспышек и 13.2нм – для мониторинга и исследования собственно вспышечных явлений в короне.

Многослойные зеркала на длины волн 30.4 и 17.1 нм состоят из 50 периодов Be/Si/Al, на длину волны 13.2 нм – Mo/Be/Si, 50 периодов. Критерием выбора материалов было сочетание высоких коэффициентов отражения и спектральной селективности, а так же временная стабильность отражательных характеристик. Материалами для фильтров являются Al и Zr/Si с защитными Mo/Si₂ слоями.

Оптическая схема телескопа ВУФ диапазона для наноспутников

Выбор оптической схемы телескопа обусловлен сравнительно небольшим объемом, выделяемом на наноспутнике под полезную нагрузку. Учитывая значительную энергоемкость телескопа, необходимость сравнительно мощного передатчика для сброса на Землю получаемой информации, наличие относительно прецизионных систем ориентации и стабилизации, размещение телескопа на кубсате возможно только для наноспутника форматом более 6U (1U~ 100×100×100мм). При этом максимальный размер по любой оси не может превышать 300 мм, т.е. для наноспутника габариты 6Uсоставляют ~ 300×200×100мм [3]. С учетом размещения служебных систем спутника под телескоп может быть выделено 3U. т.е. объем 300×100×100мм. В этом объеме, помимо оптических элементов должны располагаться электронные и механические модули телескопа. Исходя из этих ограничений была рассчитана компактная оптическая двухзеркальная система, представляющая собой модернизированную систему Ричи-Кретьена. Компоновка телескопа в такой конфигурации показана на рис.1.

Том 1



Рис. 1. Компоновка телескопа с двухзеркальной схемой

Недостатком этой схемы с точки зрения функционирования наноспутника является сравнительно небольшое число освещенных солнечных панелей, они занимают площадь 1 дм². В случае выведения входного окна телескопа на «боковую» сторону телескопа эта площадь возрастает до 5 дм². Поэтому была также рассмотрена схема с «ломающим» плоским зеркалом на входе (рис. 2).



Рис. 2. Компоновка телескопа с трехзеркальной схемой

Основными недостатками трехзеркальной схемы являются: увеличение веса телескопа, меньшая в 5-10 раз, в зависимости от спектрального диапазона, чувствительность, более высокие требования к взаимному расположению оптических элементов. В обоих оптических схемах планируется применение CMOS матрицы с обратной засветкой GSENSE2020BSI-PSкомпании GPIXEL (табл. 1). Особенностью этой матрицы является минимальная толщина технологических и защитных слоев оксида и нитрида кремния, что существенно повышает эффективность регистрации в ВУФ диапазоне спектра.

Таблица 1. Основные характеристики СМОЅ матри			

Показатели	
Формат	2048x2048
Размер ячейки	6.5x6.5 мкм
Размер чувствительной области	13.3x13.3мм
Тип электронного затвора	rolling

Характеристики обоих схем с и пользованием приемника на основе GSENSE2020BSI-PSприведены на табл. 2

Таблица 2. Основные оптические характе	еристики телескопов
--	---------------------

Показатели	Двухзеркальная схема	Трехзеркальная схема
Поле зрения	1°	1.4°
Разрешение в цен- тре поля зрения	0.41 угл. сек	1.9 угл. сек
Разрешение на краю поля зрения	2.2 угл. сек	2.56 угл. сек
Виньетирование	43%	40%

Заключение

Продемонстрирована возможность создания миниатюрных телескопов для получения ВУФ изображений короны Солнца для наноспутников. Отработку этих инструментов предполагается провести в рамках программы Роскосмоса «Универсат» в 2021-2025гг [4].

- Mason James P., Woods Thomas N.; Caspi, Amiretal. //JournalofSpacecraft and Rockets, vol. 53, issue 2, pp. 328-339(2016)
- Гончаров Н.В., Корецкий М.Ю., Майорова В.И. *и др.* // Космонавтика и ракетостроение, №1(100), стр.69-78 (2018)
- CDS. 6UCubeSatDesignSpecification. Rev. Provisional. California Polytechnic State University, 2016
- 4. https://www.roscosmos.ru/23836/

Высокоапертурный зеркальный рентгеновский микроскоп на длину волны 13.88 нм

И.В. Малышев^{*}, Д.Г. Реунов, Н.И. Чхало, А.Е. Пестов, М.Н. Торопов, Е.С. Антюшин, Д.С. Дмитриев, В.Н. Полковников, И.Г. Забродин, И.А. Каськов, М.С. Михайленко, А.Н. Нечай, А.А. Перекалов, Р.С. Плешков, Н.Н. Салащенко

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

*ilya-malyshev@ipm.sci-nnov.ru

В работе описывается разработка рентгеновского микроскопа на основе многослойных зеркал на длину волны 13.88 нм. Благодаря большой светосиле NA=0.27 впервые в таком типе микроскопа будет реализована z-томография образцов.

Введение

ЕUV-микроскопия на длину волны 13.5 - 13.8 нм применяется для диагностики масок для нанолитографии и биологических задач: изучения высушенных срезов мозга [1] и простейших водорослей [2]. Достигнутое в этих работах пространственное разрешение составляет ≈ 100 нм. Мы рассматриваем создание EUV-микроскопа как первый этап на пути создания микроскопа на «окно прозрачности воды» ($\lambda = 2.3$ -4.4 нм) [3] для изучения клеток с возможностью z-томографии [4].

Объектив и цифровой детектор

Принцип работы разрабатываемого микроскопа описан в [4]. Он имеет двухступенчатое сменное увеличение 90 - 920 крат, оно создаётся зеркальным объективом Шварцшильда х46 и цифровым детектором (ЦД), которые определяют характеристики микроскопа: разрешение, поле зрения, время экспозиции. Поле зрения в зависимости от увеличения составляет от $\approx 10 \times 10 \text{ мкм}^2$ до $\approx 100 \times 100 \text{ мкм}^2$. Главная же характеристика микроскопа – это разрешение, которое определяется аберрациями оптики. После коррекций формы вогнутого асферического зеркала объектива, была получена интерферограмма (рис. 1а).



Рис. 1. После 29-ти коррекций и напыления отражающих многослойных покрытий: а) финальная интерферограмма объектива; б) финальная ошибка формы зеркал объектива

Измеренная ошибка формы составила 1.3 нм по параметру СКО (Рис. 16) и позволяет получить 20 нм латеральное разрешение объектива (рис. 2).



Рис. 2. Рассчитанное изображение 20 нм полос с учётом измеренных аберраций и дифракции, $\lambda = 13.88$ нм: а – в центре поля зрения, б – на краю 100 х 100 мкм2 поля. Горизонтальное сечение изображения полос: в – в центре поля зрения, г – на краю поля

Цифровой детектор состоит из сцинтиллятора, преобразующего 13.88 нм в видимый свет, сменного оптического объектива, линзы и ПЗС-камеры. Вакуумное уплотнение сделано на линзе, сделан 5-D столик для настройки ЦД (рис. 3). Благодаря специально рассчитанной линзе удалось добиться плоского поля изображения, идеально совмещаемого с плоской ПЗС-матрицей, поэтому разрешение ЦД на краю и в центре поля совпадают. На интерферометре были измерены аберрации ЦД. Как в центре, так и на краю поля зрения, основная аберрация – это Кома. СКО аберрации ЦД в центре поля зрения составляет 34 нм = $\lambda/17$, где $\lambda = 580$ нм – средняя длина волны видимого света, и уменьшает контраст 20 нм полос на образце всего на 3%. Том 1



Рис. 3. Собранный на столе цифровой детектор

Тест-образец и сборка микроскопа

Для аттестации поперечного разрешения микроскопа был сделан тестовый образец. На кремниевую подложку была напылена Mo/Si структура с толщинами слоёв 25, 37.5 и 50 нм (рис. 4).



Рис. 4. Снимок поверхности среза Mo/Si структуры на СЭМ, для тестирования разрешения МР-микроскопа

Затем, с помощью технологии FIB на сканирующем электронном микроскопе был удалён лишний Mo/Si, так, чтобы получился прозрачный для MPизлучения клин. Глубина проникновения излучения с $\lambda = 13.88$ нм в Mo/Si составляет 0.15 мкм. В микроскопе клин будет ориентирован так, чтобы на камере микроскопа получилось изображение Mo/Si структуры. Мы рассчитываем увидеть слои на 2 мкм кончике клина с толщиной 0.15-0.3 мкм.

Мы приступили к сборке микроскопа. Собраны почти все узлы (рис. 5): вибро-изолирующий стол, вакуумная камера, этажерка на пружинах для оптики, объектив с многослойными зеркалами, зеркалоколлектор, цифровой детектор, газовое сопло на управляемых подвижках. Установлены турбомолекулярный (ТМН) и форвакуумный насосы. ТМН установлен на раму, закрепленную на ножках виброизолирующего стола (v рез. = 5 Гц), и отвязан через мягкий сильфон (v продол.рез.≈ 5 Гц, v попер. рез.≈ 50 Гц) от вакуумной камеры микроскопа, чтобы вибрации частой 450 Гц (частота вращения) от ТМН не передавались в вакуумную камеру. В самой вакуумной камере этажерка с оптикой подвешена на пружины, которые будут гасить продольные вибрации с частотой более 3 Гц и поперечные – с частой более 60 Гц.



Рис. 5. Зеркальный микроскоп на λ = 13.88 нм

Сейчас ведётся юстировка микроскопа, и подготавливается эксперимент по измерению остаточных вибраций микроскопа в рабочем режиме. Давление в вакуумной камере составило 9·10⁻⁶ Торр. Сделана вся электроника: блоки управления вакуумной откачкой, пьезоприводами образца и зеркала объектива, джойстики для управления столиком газового источника. Сделан блок синхронизации съемки камеры, лазера, газового сопла и пьезоподвижки.

Работа поддержана НЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2020-906. Использовано оборудование ЦКП ИФМ РАН.

- Ejima T., Ishida F., Murata H. *et al.* // Opt. Express, V.18. No.7, P.7203-7209 (2010).
- Torrisi A., Wachulak P., Wegrzynski L. *et al.* // Journal of Microscopy, V.00, No.0, P. 1–10 (2016).
- 3. Малышев И.В., Пестов А.Е., Полковников В.Н. *et al.* // Поверхность. №1, с.3–13 (2019).
- Malyshev I.V., Chkhalo N.I. // Ultramicroscopy. V.202, P.76-86 (2019).

Метод z-томографии в мягкой рентгеновской микроскопии

И.В. Малышев^{*}, Н.И. Чхало

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

В работе предлагается метод реконструкции трёхмерных изображений из z-томограмм в светосильных (NA>>0.1) рентгеновских микроскопах (*λ*=1-30нм), работающих в абсорбционном контрасте.

Формирование изображения

Сейчас в ИФМ РАН разрабатывается рентгеновский зеркальный светосильный микроскоп, позволяющий делать z-томографию образцов, поэтому возникла задача реконструкции изображения по данным Z-томограмм [1]. Изображение в мягкой рентгеновской микроскопии формируется за счёт того, что органеллы образца, описываемые коэффициентом поглощения $\mu(x,y,z)$, поглощают просвечивающую образец интенсивности излучения *I*. Этот механизм описывается законом Бера-Ламберта:

$$I(x', y', z') = \frac{I_0}{N_R} \sum_{rays} \exp(-\int_L \mu(x, y, z) dl) \quad (1)$$

где I(x',y',z') – интенсивность изображения точки (x,y,z) в образце (Рис. 1); I_0 – интенсивность на входе в образец, а интегрирование ведётся вдоль лучей, и делается усреднение по всем лучам в двойном световом конусе, пронизывающем каждую точку z-сечения образца, находящейся в данный момент в фокусе объектива.



Рис. 1. Геометрия лучей при формировании изображения

Для модельного образца - клетки диаметром 3.5 мкм и толщиной 0.7 мкм было задано распределение $\mu(x,y,z)$ (Рис. 2). Численно было показано, что:

$$-\ln(\frac{I(x', y', z')}{I_0}) = \mu(x, y, z) \otimes h \cdot \Delta z \qquad (2)$$

где интенсивность *I* рассчитывается из соотношения (1) и представляет собой трёхмерное изображение образца, которое экспериментально может быть получено путём сдвига образца вдоль оптической оси объектива Z.



Рис. 2. Клетка диаметром 3.5мкм и толщиной 0.7мкм. Сдвигая клетку вдоль Z, видим её разные z-сечения. Значения μ от 0 до 4 мкм⁻¹ соответствуют органеллам с разным содержанием поглощающего λ = 3.37нм углерода

В (2) для каждой точки (x, y, z) операция свертки ведётся с функцией рассеяния точки h (ФРТ), имеющей область определения $X = [x - (z_b - z_a) \times x tg(\arcsin(NA))] \le x'' \le x + (z_b - z_a)tg(\arcsin(NA))];$ $Y = [y - (z_b - z_a)tg(\arcsin(NA)) \le y'' \le y + (z_b - z_a) \times x tg(\arcsin(NA))];$ $Z = [z - (z_b - z_a) \le z'' \le z - (z_b - z_a)].$ $\Delta z - шаг по z в интеграле в (1).$

В отличие от конфокального микроскопа вклад в изображение точки дают не только точки, удалённые от неё на размер фотолюминисцентной ФРТ, а все точки на пути всех лучей в конусе, проходящем через изображаемую точку, а также точки, удаленные от них на размер фотолюминисцентной ФРТ. Поэтому ФРТ *h* имеет вид двойного конуса с центром в изображаемой точке (рис. 3) и сама является свёрткой классической фотолюминисцентной ФРТ с учётом дифракции (была рассчитана в Zemax), и ФРТ плотности лучей, имеющей вид двойного конуса с центром в изображаемой точке и значениями $h_{лучей}(\mathbf{r}) = 1 / \pi \mathbf{r}^2$. Левая часть (2) с учётом (1) фактически получается с помощью интегрирования вдоль Том 1

лучей, но ведь и операция свёртки с ФРТ в правой части (2) – это тоже интегрирование вдоль лучей, поэтому физически ясно, почему численный расчёт подтвердил (2).

Тогда из (2) следует, что

$$\mu = (-\ln(\frac{I}{I_0}) / \Delta z) \otimes^{-1} h , \quad (3)$$

т.е. всё свелось к стандартной деконволюционной задаче, решаемой в программах по обработке изображений для конфокальных микроскопов [2].





Результаты реконструкции

На рис. 4 приведены смоделированые Z-томограммы I(x',y'), получаемые на камере, при сдвиге образца вдоль Z, а также результат расшифровки томограмм – $\mu_{вычисленное}$, рассчитанное из (3) в программе Deconv.Lab2 [2].



Рис. 4. Z-сечения клетки, z-томограммы сечений, z-сечения реконструированного изображения

На рис. 5 – трёхмерное изображение после расшифровки, в котором выделена область с 7, 14 и 21нм кубиками. Она также приведена на рис. 6, из которого видно, что z-томография в светосильном зеркальном микроскопе с NA = 0.3 и λ = 3.37нм позволяет получить 7 нм латеральное разрешение с контрастом \approx 70%. Но вот аксиальное разрешение из-за вытянутости ФРТ вдоль Z в лучшем случае составляет 2DoF = 75нм, поэтому в докладе будет рассмотрена комбинированная z-томография. Будут смоделированы Z-томограммы для номинального и повёрнутого на 90° образца, что позволит получить два 3D изображения. Перемножив их и взяв корень, получим, что аксиальное разрешение приблизится к латеральному и, по оценке, должно быть около 10 нм с контрастом лучше 20%.



Рис. 5. Трёхмерное изображение после расшифровки



Рис. 6. Выделенная область с 7, 14 и 21нм кубиками

Работа выполнена в рамках гос. задания 0035-2019-0023-С-01 и гранта РФФИ № 20-02-00364 А.

- 1. Малышев И.В., Пестов А.Е., Полковников В.Н., *et al.* // Поверхность. №1, с.3–13 (2019).
- Sage D., Donati L., Soulez F., et al. // Methods 115 (2017) 28–41.

Модернизация установки коррекции локальных ошибок формы поверхностей оптических элементов

М.С. Михайленко^{1,*}, А.Е. Пестов¹, А.К. Чернышев¹, Н.И. Чхало¹,

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

*mikhaylenko@ipmras.ru

В работе описывается малоразмерный источник ускоренных ионов Получены рекордные значения плотности ионного тока (j ≈ 95 мA/cм²), что позволило применить данный источник для задач глубокой коррекции формы рентгенооптических элементов. Главной особенностью данного источника является получение малых пятен пучка (FWHM~1.5 мм) с гауссовым распределением ионного тока вдоль выходной апертуры без использования малоразмерных диафрагм. Таким образом, данный источник позволяет проводить глубокую финишную коррекцию ошибок формы поверхностей оптических элементов и доведения её до субнанометровой точности по параметру RMS в диапазоне пространственных частот вплоть до 1.3*10⁻³ мкм⁻¹ для случая проводящих и до 9.5*10⁻⁴ мкм⁻¹ для случая диэлектрических деталей. Особая конструкция узла-нейтрализатора позволяет полностью скомпенсировать положительный поток ионов, избегая нагрева образца до 50 градусов Цельсия на расстояниях 10 мм от источника, что является необходимым условием в ряде задач. Показано и объяснено влияние потенциала термо-катода нейтрализатора на распределение плотности выходного тока ионов.

Введение

В настоящее время активно развивается изображающая оптика коротковолнового излучения. Такие направления как: нанолитография экстремального ультрафиолета (ЭУФ), микроскопия мягкого рентгеновского (MP) излучения и космическая астрономия, в качестве оптических элементов используют многослойные рентгеновские зеркала (MP3) нормального падения. В данном диапазоне все вещества обладают значительным поглощением, поэтому изображающая оптика возможна только на базе многослойных интерференционных зеркал. Короткая длина волны МР и ЭУФ диапазонов (2-30 нм) накладывает повышенные требования на качество, как самих отражающих покрытий, так и подложек, их форму и шероховатость. Главное требование к поверхностям, касающееся формы поверхности вытекает из критерия Марешаля, которое утверждает, что для достижения дифракционного предела Рэллея, точность формы должна быть лучше, чем $\lambda/14$ или RMS < $\lambda/14$, где λ – рабочая длина волны, а RMS - среднеквадратичное отклонение от расчетной формы.

Для реализации такого подхода необходим источник ускоренных ионов с устойчивым газовым разрядом, малым размером пятна и большой плотностью ионного тока.

Описание источника

В данной работе описан источник для проведения прецизионной коррекции формы поверхности подложек для MP3. Рассматриваемый источник является источником типа Кауфмана с холодным катодом. Отличительной особенностью конструкции такого источника является наличие двухэлектродной фокусирующей ИОС. Для компенсации положительного пространственного заряда пучка на выходе источника установлен дополнительный эмиттер электронов. Измерения зависимости пучка приведены в работе прошлого года [1]. В работе [2] посчитано, что минимальный латеральный размер неоднородности успешно поддающийся коррекции (амплитуда уменьшается в 2 раза) составляет 1/2 от размера ионного пучка, т.е., максимальная пространственная частота доступная для обработки, описанным источником ускоренных ионов, формы поверхности будет 1,3*10⁻³ мкм⁻¹. Такие параметры источника также соответствуют и максимальному значению плотности тока, равному 94.9 мA/см², что соответствует скорости травления плавленого кварца вплоть до 800 нм/мин. Также на подложке Si n-типа были сделаны кратеры травления для двух случаев: 1) без нейтрализации положительного заряда пучка; 2) с нейтрализацией. Полуширины таких кратеров оказались различными (рис.1.).



Рис. 1. Сечения пучков ионов и нейтрализованных пучков ионов в фокусе. Параметры эксперимента: E_{ion=}1200 эВ; I_{ion}=1.5 мА

Моделирование пучка

Для проверки эффекта уширения было проведено компьютерное моделирование этих двух случаев. Моделировалась система: ионы Ar+ вытягиваются из небольшого объема, моделирующего ГРК, и ускоряются с помощью ИОС, а затем попадают на заземленный электрод (мишень). В рамках нашей геометрии по методике, описанной в [3], была смоделирована динамика пространственной плотности ионов и электронов и распределение потенциалов, от момента включения до формирования стационарного состояния для обоих, представленных выше случаев. Размер ячейки сетки моделирования в области образования плазмы составлял 20 мкм. В ходе моделирования было выяснено, что примерно 10% электронов (рис. 2а), испущенных термокатодом, затягиваются внутрь ГРК через ИОС.

При этом энергия электронов, попадающих в ГРК с термокатода, равняется 1210 эВ. Т.е. один такой электрон может производить большее количество ионизаций в газоразрядной камере.

Таким образом, включение электронного тока с термокатода приводит к дополнительной ионизации в газоразрядной камере. Это приводит к увеличению ионного потока вытягиваемого ИОС из ГРК. Больший ионный поток приводит к большему потенциалу плазмы, образующейся ниже ИОС, что в свою очередь приводит к увеличению пространственного заряда ионного пучка в области перетяжки и, как следствие, уширению ионного пучка.

Возможности источника были апробированы на поверхности, карта которой приведена на рис.26, где PV= 20 нм; RMS = 3.9 нм. После коррекции (рис. 2в) PV = 4 нм; RMS = 1.3 нм. Таким образом за один проход по алгоритму [2] удалось улучшить форму поверхности в 4 раза.

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур" ИФМ РАН, в рамках работы по Госзаданию 0035-2019-0023-С-01 и при поддержке гранта РФФИ 20-02-00364.

- Михайленко М.С. и др. / Материалы XXIV Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника» т.2, стр. 891. (2020)
- Chernyshev A.K. *et al.* / Simulation of Local Error Correction of the Surface Shape by a Low-Dimensional Ion Beam // Technical Physics volume 64, pages 1560–1565 (2019)
- Astakhov D. Numerical study of extreme-ultraviolet generated plasmas in hydrogen. PhD dissertation. University of Twente. The Netherlands. 2016. (ISBN: 978-90-365-4111-4)



Рис. 2. А) Распределение плотности электронов в пространстве; б) карта исходной поверхности; в) карта поверхности после коррекции

Расчет масок для проведения асферизации поверхности ионным пучком с большой апертурой

М.С. Михайленко^{1,*}, А.Е. Пестов¹, А.К. Чернышев¹, Н.И. Чхало¹

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

*mikhaylenko@ipmras.ru

В работе описан алгоритм для проведения осесимметричной асферизации формы поверхности оптических элементов широкоапертурным ионным источником. Суть алгоритма сводится к свёртке распределения ионного тока пучка и сечения требуемой формы поверхности. В работе приведен результат испытания алгоритма на образце монокристаллического кремния (110).

Введение

Современная изображающая коротковолновая оптика (EUV нанолитографы, телескопы и рентгеновские микроскопы) использует сложные асферические поверхности. Асферизация позволяет скомпенсировать геометрические аберрации и, таким образом, например, расширить поле зрения оптической системы. Одна асферическая поверхность в объективе способна заменить 2 - 3 сферических, что позволяет резко сократить число деталей системы, что особенно принципиально для рентгеновской оптики (увеличение числа отражающих поверхностей приводит к снижению суммарного коэффициента пропускания оптической системы, поскольку коэффициент отражения от одного зеркала заметно отличается от единицы). Отклонение от ближайшей сферы асферических поверхностей достигает единиц и десятков микрометров. Ввиду малой длины волны рабочего излучения, точность формы поверхности должна быть ~1 нм по среднеквадратичному отклонению. Такие точности достигаются путём применения ионно-пучковых методов обработки. Однако проводить асферизацию малоразмерным ионным пучком затруднительно из-за необходимости съема материала на большие глубины на крупногабаритных подложках, поэтому необходимо применять другие методы для глубокого формообразования.

В случае осесимметричной асферики глубокая асферизация (отклонение от ближайшей сферы единицы – десятки микрометров) проводится квазипараллельным ионным пучком с помощью широкоапертурных источников (широкоапертурный ионный пучок позволяет существенно повысить скорость обработки для габаритных деталей).

Описание алгоритма

Для проведения асферизации поверхности необходимо учитывать угловую зависимость коэффициента распыления (скорости травления) данного материала. Так как пучки ионов падают на поверхность под углом (рис.1).



Рис. 1. Геометрия эксперимента

На вход программа получает распределение ионного тока в пучке (что эквивалентно распределению скорости травления - v(r)), угловую скорость - ω , требуемый профиль поверхности - F(r) и координату центра вращения. Далее программа производит операцию свёртки распределения пучка и требуемого профиля поверхности по формуле (ф1):

$$\varphi(r) = \frac{\omega}{v(r)} F(r) \tag{($$$$$$$$$)}$$

Таким образом программа возвращает набор углов в зависимости от радиуса. Также существует возможность подбирать наборы углов раствора в зависимости от потребностей пользователя, а также есть модуль для коррекции маски, который на вход получает результаты измерений профиля и возвращает скорректированный вариант маски.

Используя полученные данные, и перейдя в полярную систему координат можно визуализировать полученную маску как показано далее.

Результаты

Для демонстрации результатов работы алгоритма, приведем последовательность действий при решении задачи симметричной коррекции монокристаллического кремния (110). Все эксперименты проводились на стенде, подробно описанном в [1]. Измерения профиля травления проводились на интерферометре белого света TalySurf CCI 2000.

На первом этапе программа получает требуемый профиль и распределения пучка (рис. 2).



Рис. 2. Требуемый профиль поверхности (слева) и профиль распределения ионного тока источника ускоренных ионов КЛАН-163М

Далее посчитанная маска вырезается на прецизионном электроэрозионном станке и подвергается отжигу. На выходе имеем первый вариант маски и результат травления:



Рис. 3. Профиль травления (слева) и посчитанная маска (справа). Сплошная линия – теория, символы – эксперимент

Так как любой эксперимент отличается от модельного представления, то корректировка маски является неотъемлемой частью рабочего процесса. Результаты измерений используются программой для корректировки формы маски, также на данном этапе было принято решение увеличить угол раскрытия для уменьшения времени травления. Таким образом получили конечный вариант маски и результирующий профиль (рис.4).



Рис. 4. Профиль травления (слева) и конечный вариант маски (справа)

Помимо всего прочего, если скорость травления данного материала при данных параметрах известна, то алгоритм возвращает также и число оборотов, необходимых для проведения планаризации.

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур" ИФМ РАН, в рамках гос. задания 0035-2019-0023-С-01 и при поддержке гранта РФФИ 20-02-00364.

Литература

 Chkhalo N.I., Kaskov I.A., Malyshev I.V., Mikhaylenko M.S., Pestov A.E., Polkovnikov V.N., Salashchenko N.N., Toropov M.N., Zabrodin I.G. "High-performance facility and techniques for high-precision machining of optical components by ion beams," Precision Engineering, v.48, pp.338–346. (DOI: http://dx.doi.org/10.1016/ j.precisioneng.2017.01.004). (2017).
Спектральные исследования висмутсодержащих пирохлоров

С.В. Некипелов^{1, 2, *}, Н.А. Жук², О.В. Петрова¹, Д.В. Сивков^{1, 3}, Д.В. Богачук¹, Р.Н.Скандаков¹, В.Н. Сивков¹

¹ Физико-математический институт, ФИЦ Коми научный центр УрО РАН, ул. Оплеснина, 4, Сыктывкар, 167904

² Сыктывкарский государственный университет, Октябрьский пр., 55, Сыктывкар, Россия, 167000

³ Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., 7–9, Санкт-Петербург, 119034

*nekipelovsv@mail.ru

Методами XPS- и NEXAFS--спектроскопии были исследованы термостабильные твердые растворы титанатов, ниобатов и танталатов висмута со структурой пирохлора, допированных атомами 3d-металлов. На основании спектральных исследований было показано, что атомы марганца, кобальта, никеля и меди в данных твердых растворах присутствует в основном в зарядовом состоянии +2, а железа +3.

Введение

Соединения со структурой пирохлора вызывают неиссякаемый интерес ученых в связи с проявлением широкого спектра практически полезных свойств, таких как фотокаталитические, диэлекрические, электрооптические и пьезоэлектрические свойства.

При этом сложные висмутсодержащие пирохлоры отличаются своими превосходными диэлектрическими свойствами. Их отличает сравнительно невысокая температура синтеза и химическая инертность по отношению к Ад-электродам. Полезным обстоятельством является и тот факт, что сложным висмутсодержащим пирохлорам отвечают широкие области гомогенности благодаря структурной гибкости кристаллической решетки пирохлора. Находясь в пределах одного структурного типа и меняя качественный и количественный составы, в том числе допируя структуру малыми содержаниями атомов 3d-металлов, можно существенно варьировать свойства пирохлора, что позволяет изучать влияние химического состава на его физикохимические характеристики.

Результаты и обсуждение

В представленной работе показаны результаты исследования методами NEXAFS- и XPS-спектроскопии электронного состояния атомов 3d-металлов в титанатах Bi₂M_xTi₂O₇, ниобатах Bi₂MgNb₂M_xO₉ и танталатах Bi₃MgTa₃M_xO_{13,5} висмута со структурой пирохлора (M=Mn, Fe, Ni, Co, Cu). Образцы были исследованы методами рентгеноабсорбционной (NEXAFS) спектроскопии с использование синхротронного излучения накопителя BESSY II (Берлин, Германия) и рентгеноэлектронной (XPS) спектроскопии с использованием рентгеновского спектрометра Thermo Scientific ESCALAB 250Xi в ресурсном центре «Физические методы исследования поверхности» Научного парка Санкт-Петербургского университета. Все NEXAFSспектры были получены методом полного электронного выхода (Total electron yield, TEY).



Рис. 1. NEXAFS Co2p-спектров титанатов, висмута допированных кобальтом. Для сравнения приведены спектры оксидов кобальта

На рисунке 1 приведены спектры поглощения атома кобальта в титанатах висмута и представленные для сравнения полученные нами спектры Co₃O₄ и взятые из литературы спектры CoO [1]. Как видно, спектры кобальта в титанатах висмута совпадают по интенсивности и энергетическому положению основных пиков с соответствующими деталями Co₂p_{3/2}-спектра CoO и имеют существенные различия со спектрами Co₃O₄. Атомы кобальта в CoO – двухвалентные, т.е. имеют зарядовое состояние Со²⁺, в то время как в Со₃О₄, который можно рассматривать как смешанный окисел СоО•Со2О3, существуют Co²⁺ и Co³⁺. Следует отметить, что спектр кобальта в Со₃О₄, можно рассматривать как суперпозицию спектров кобальта в зарядовом состоянии Co²⁺ и Co³⁺, при этом более интенсивный пик в районе 782 эВ отвечает за вклад Co³⁺, а низкоэнергетическая полоса (779-780 эВ) - за вклад Со²⁺, что хорошо коррелирует со спектрами СоО. На основании выше приведенного можно сделать вывод, что атомы кобальта в допированных кобальтом титанатах висмута имеют зарядовое состояние +2. При этом изменение концентрации допированного атома при неизменной кристаллической структуре соответствующего титаната висмута (структуре пирохлора), не меняет зарядового состояния атома кобальта. Аналогичные выводы можно сделать и при исследовании NEXAFS Co2pспектров допированных кобальтом ниобатов висмута, в которых атом кобальта также имеет заряд +2 (рис.2). Следует отметить, что внедрение атомов кобальта в случае ниобатов висмута возможно при замещении в структуре пирохлора как атомов ниобия, так и атомов магния, что, однако, не меняет зарядового состояния кобальта.



Рис. 2. NEXAFS Co2p-спектров ниобатов висмута, допированных кобальтом

Перейдем к рассмотрению допированных кобальтом танталатов висмута. Исследования данных пирохлоров проводились методами XPS-спектроскопии. Соответствующие XPS Со2р-спектры представлены на рис.3. При сравнении спектров композитов с полученными нами спектрами Со₃O₄ и известными из литературы СоО [2], можно заметить, что энергетическое положение основных пиков во всех приведенных спектрах практически совпадает. При этом в спектрах композитов и CoO присутствуют ярко выраженные сателитные пики, что является характерной особенностью практически для всех XPS 2p-спектров 3d-атомов в двухвалентном состоянии. Это позволяет предположить, что атомы кобальта в исследуемых образцах Bi₃Mg_{0,75}Co_{0,75}Ta₃O₁₃ Bi₃Mg_{1,5}Co_{1,5}Ta₃O_{13,5} также имеют зарядовое состояние +2.



Рис. 3. XPS Co2p–спектры Bi₃Mg_{1,5}Co_{1,5}Ta₃O_{13,5} (1), Bi₃Mg_{0,75}Co_{0,75}Ta₃O_{13,5} (2) и оксидов кобальта

При аналогичном сравнении полученных нами NEXAFS и XPS 2р-спектров атомов железа, марганца, никеля и меди в синтезированных твердых растворах титанатов, ниобатов и танталатов висмута, имеющих структуру пирохлора, и в оксидах металлов (MnO, MnO₃, Mn₃O₄, MnO₂, FeO, Fe₂O₃, Fe₃O₄, NiO, CuO, Cu₂O) было показано, что данные атомы в исследованных соединениях висмута находятся в зарядовом состоянии Mn²⁺, Ni²⁺, Cu²⁺ и Fe³⁺.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Гранта Президента РФ (МК-3796.2021.1.2), РФФИ и Республики Коми в рамках научных проектов № 19-32-60018 и 20-42-110002 р-а и двухсторонней программы Российско-Германской лаборатории на BESSY II.

- Regan T.J., Ohldag H., Stamm C., Nolting F., Luning J., Stöhr J., White R.L. // Phys. Rev. B 64, 214422 (2001).
- Radtke G., Lazar S., Botton G.A. // Phys.Rev. B. V.74 155117 (2006).

Определение параметров плазмы в зоне разряда лазерно-плазменных источников ЭУФ излучения с газоструйными мишенями

А.Н. Нечай, А.А. Перекалов, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало

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

В рамках работы проведено определение параметров плазмы, образующейся в зоне разряда лазерно-плазменных источников ЭУФ излучения, на основании модели «световой детонации». Рассмотрены процессы, оказывающие наибольшее влияние на формирование плазменного облака в зоне лазерной искры. Проведена оценка параметров плазмы, полученных при возбуждении газовых струй инертных и молекулярных газов лазером Nd:YaG с длиной волны 1064 nm, длительностью импульса 5 ns, энергией импульса 0,8J.

Введение

При проведении работ по оптимизации лазерноплазменных источников МР и ЭУФ излучения важной задачей является определение основных параметров плазмы, образующейся в зоне лазерной искры. Такими параметрами являются температура плазмы и характерный размер излучающей области. В рамках работы проведено описание плазмы, формирующейся при использовании газоструйных мишеней, а также получены численные оценки параметров плазмы, эмиссионный спектр которой зарегистрирован экспериментально.

Модель «световой детонации»

В данной работе для описания параметров плазмы использована модель «световой детонации», подробно описанная в работах [1,2]. Описание параметров плазмы в данной модели базируется на следующих соотношениях:

$$D = (2(\gamma^2 - 1)\frac{s_0\delta}{\rho_0})^{1/3}$$
$$E = \frac{2^{2/3}\gamma}{(\gamma^2 - 1)^{\frac{1}{3}}(\gamma + 1)}(\frac{s_0\delta}{\rho_0})^{2/3}$$

где D – скорость детонационной волны в m/s, E – плотность энергии плазмы в J/kg, S₀ – падающий световой поток от лазера в J/m²·s, ρ_0 – плотность газа в kg/m³, γ =1.66 – показатель адиабаты для плазмы, δ – показывает какая часть энергии тратится на формирование детонационной волны

Температура плазмы, достигаемая в зоне разряда, оценивается по формуле:

$$T = \frac{E \cdot M \cdot 1.66 \cdot 10^{-31} - I_{\Sigma}}{\frac{3}{2}(1+Z)k}$$

где Е – плотность энергии плазмы, рассчитанная по формуле, М – масса атома в а.е.м., k – постоянная Больцмана, Z – среднее зарядовое число, I_{Σ} – суммарный потенциал ионизации атома газа.

Оценка параметров плазмы

После проведения соответствующих расчётов для газоструйной мишени Kr были получены следующие зависимости:



Рис. 1. Нормированные зависимости температуры плазмы, энергии расходуемой на формировании ударной волны (1- δ) и потерь через боковую поверхность (δ) от плотности мишени

Из представленного графика видно, что максимальная температура плазмы достигается при плотности мишени, при которой энергия, затрачиваемая на формирование детонационной волны равна потерям энергии через боковую поверхность волны. При дальнейшем увеличении плотности мишени происходит снижение температуры плазмы из-за того, что ограниченная энергия лазерного импульса расходуется на прогрев большого количества вещества. При малой плотности мишени нагреву плазмы до более высокой температуры препятствуют большие потери энергии через боковую поверхность детонационной



Рис. 2. Зависимости температуры плазмы в зоне разряда от радиуса фокусного пятна лазерного излучения для разных энергий лазерного импульса

Из представленных на рис.2 зависимостей видно, что температура плазмы $T \sim 1/r^a$, показатель а зависит от плотности газовой струи-мишени.

Кроме того, проведена оценка основных параметров лазерной плазмы при возбуждении газовой струи CO₂. Исследования эмиссионного спектра для определения среднего зарядового числа ионов плазмы проводились на установке, подробно описанной в [3]. Для формирования газовой струи использовалось сверхзвуковое коническое сопло с диаметром критического сечения 145 µm. На рис. 3 показан полученный эмиссионный спектр углекислоты.



Рис. 3. Эмиссионный спектр углекислоты

На спектре наблюдается ряд эмиссионных линий, соответствующих ионам кислорода О-V и О-VI. Получены следующие значения параметров плазмы для данного спектра: T≈1.2·10⁶ К, скорость распространения детонационной волны вдоль лазерного луча D~1.48·10⁵ m/s, б≈0.25. Форма излучающей области в первом приближении представляет собой цилиндр, радиус которого близок к радиусу фокусного пятна лазерного излучения, а высота цилиндра L≈1160 μm. Полученное из расчётов значение температуры плазмы качественно согласуется с экспериментально наблюдаемыми степенями ионизации атомов кислорода.

В нашем случае параметр δ <0.5, это означает, что при наших экспериментальных условиях возможно получить дополнительное увеличение температуры плазмы за счёт увеличения плотности мишени.

Выводы

Таким образом, для описания плазмы, образующейся в зоне лазерной искры, применена модель «световой детонации». Качественно определены зависимости температуры плазмы от плотности газоструйной мишени, радиуса пятна фокусировки лазерного излучения и энергии лазерного импульса. Рассчитаны основные параметры лазерной плазмы, полученной при возбуждении газовой струи CO₂ импульсным лазерным излучением. Результаты расчётов качественно согласуются с экспериментом.

Также с помощью данной модели были определены основные параметры лазерной плазмы, образующейся при использовании газоструйных мишеней Ar, Xe, N₂, CHF₃, CCl₂F₂. Полученные значения качественно согласуются с результатами экспериментов.

Работа выполнена в рамках гос. Задания 0035-2019-0023-С-01. При поддержке гранта РФФИ 20-02-00364.

- Райзер Ю.П. Лазерная искра и распространение разрядов. – Наука, 1974.
- Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. – Наука, 1966.
- 3. Нечай А.Н. *и др.* // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2019. № 9. С. 83.

Численное моделирование влияния малых вариаций толщин слоёв на спектры отражения многослойных зеркал мягкого рентгеновского диапазона

Е.В. Носач^{1,*}, Е.А. Вишняков², А.О. Колесников^{1,2}, А.Н. Шатохин², Е.Н. Рагозин²

¹ Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Институтский переулок, 9, Долгопрудный, 141701.

² Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.

*evgeny.nosach@phystech.edu

Был исследован с помощью численных методов отклик спектральной функции отражения периодических многослойных зеркал Mo/Si для мягкого рентгеновского диапазона на изменение толщин их слоёв. Выявлены качественные зависимости ряда параметров от среднеквадратичного значения флуктуации толщины отдельного слоя. В частности, показано, что при некоторых (обоснованных в рамках работы) предположениях касательно параметров распределения случайных отклонений: 1) максимальный коэффициент отражения падает; 2) длина волны, соответствующая максимальному отражению при заданном угле падения, изменяется слабо; 3) интегральный коэффициент отражения растёт; 4) эффективная спектральная ширина пика отражающей способности растёт; 5) поляризующая способность растёт.

Введение

В мягком рентгеновском диапазоне многослойные зеркала нормального падения [1], в особенности апериодические [2-4], обладают рядом преимуществ: малые аберрации, большая ширина рабочих диапазонов по углам и частотам, относительно низкая стоимость. В общем случае зависимость спектров отражения многослойных зеркал от материалов и толщин их слоёв довольно сложна. Ещё менее тривиальна задача поиска набора толщин слоёв, обеспечивающих необходимую спектральную кривую отражения, так как размерность пространства, в котором ведётся оптимизация параметров, равна количеству слоёв и достигает $10^2 - 10^3$. Так как при изготовлении зеркал неизбежны отклонения реальных толщин слоёв от расчётных значений, представляет интерес исследование устойчивости решений вышеупомянутой задачи оптимизации относительно малых вариаций толщин отдельных слоёв.

В настоящей работе рассмотрено воздействие флуктуаций толщин слоёв на спектр отражения характерного представителя класса многослойных зеркал мягкого рентгеновского диапазона: периодической молибден-кремниевой структуры.

Метод расчёта

Модельная структура представляет собой $N_{layers} = 100$ чередующихся слоёв Мо и Si на подложке из SiO₂. Невозмущённые толщины слоёв

одинаковы и составляют $l_0 = 40$ Å. В качестве характерного размера среднеквадратичной флуктуации толщины слоя была выбрана оценка межатомного расстояния $\sigma_0 = n^{-1/3}$, где n концентрация атомов вещества слоя. Для выбранных веществ эти размеры составляют $\sigma_0(Si) = 2.7$ Å, $\sigma_0(Mo) = 2.5$ Å. Для каждого значения σ , варьируемого от нуля до $3\sigma_0$ с шагом в $0.1\sigma_0$, генерировался набор из N_{1} = 100 векторов толщин слоёв размерностью N_{layers}, в которых каждая компонента распределена нормально с математическим ожиданием l_0 И среднеквадратичным отклонением σ . Для каждого вектора толщин слоёв в наборе, методом рекуррентных соотношений [5, 6] были рассчитаны коэфотражения $R_{s,p}(\lambda)$ фициенты для *s*-И *p*-поляризованного излучения в $N_{\lambda} = 200$ точках диапазона от $\lambda_1 = 100$ Å до $\lambda_2 = 200$ Å. Характерный пример зависимостей $R_{s,p}(\lambda)$ приведён на рис. 1 (угол падения 20°). Из соотношения интегрального и максимального коэффициентов отражения определяется эффективная ширина пика.

$$\Delta\lambda_{s,p} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R_{s,p}(\lambda) d\lambda / \max R_{s,p}(\lambda). \qquad (\phi 1)$$

Поляризующая способность определяется как

$$P = \frac{\max R_s - \max R_p}{\max R_s + \max R_p}.$$
 (\phi2)



Рис. 1. Спектральные зависимости коэффициентов отражения многослойного периодического зеркала для *s*- и *p*-поляризованного излучения, угол падения *φ* = 20°

Результаты

Увеличение среднеквадратичного отклонения толщин слоёв от состояния периодической структуры приводит к «размытию» пика на графике зависимости коэффициента отражения от длины волны, проявляющемся в снижении его высоты и увеличении ширины (рис. 2, рис. 3).



Рис. 2. Воздействие вариации толщин на коэффициенты отражения, угол падения излучения *φ*=35°. Здесь и далее сплошными линиями указаны средние значения по сгенерированной выборке, пунктиром – максимальные и минимальные



Рис. 3. Воздействие вариации толщин на ширину пика отражения $\Delta \lambda$, угол падения излучения $\varphi = 35^{\circ}$

На рис. 4 показано, что длина волны, на которой достигается максимум коэффициента отражения, в среднем мало зависит от возмущений толщин слоёв. Пунктиром показаны области возможных λ_{max} .



Рис. 4. Воздействие вариации толщин на положение максимума λ_{max} при угле падения излучения φ = 35°

Интересно, что внесение стохастических поправок в толщины слоёв по-разному воздействует на излучение с разной поляризацией, изменяя поляризующую способность зеркала (рис. 5).



Рис. 5. Воздействие вариации толщин на поляризующую способность, угол падения излучения *φ* = 35°

- 1. Барышева М.М., Пестов А.Е., Салащенко Н.Н. *и др. //* УФН, **182**, 727–747 (2012).
- Вишняков Е.А., Каменец Ф.Ф., Кондратенко В.В. *и др. //* Квантовая электрон., 42 (2), 143 (2012).
- Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. // УФН, 185, 1203–1214 (2015).
- Колесников А.О., Вишняков Е.А., Рагозин Е.Н., Шатохин А.Н. // Квантовая электрон., 50 (10), 967–975 (2020).
- Виноградов А.В., Кожевников И.В. // Труды ФИАН, 196, 62 (1989).
- 6. Parratt L.G. // Phys. Rev., 95 (4), 359 (1954).

Разработка, синтез и изучение свойств Ве-содержащих многослойных зеркал для диапазонов жесткого и мягкого рентгеновского излучения

Р.С. Плешков^{*}, С.А. Гарахин, Н. Кумар, В.Н. Полковников, М.В. Свечников, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087 *pleshkov@ipmras.ru

В рамках данного доклада мы представляем результаты работы по изучению W/Be и Cr/Be многослойных зеркал для диапазонов жесткого и мягкого рентгеновского излучения. Особое внимание уделено изучению параметров структур при малых (субнанометровых) толщинах индивидуальных пленок.

Введение

Для синхротронных исследований в областях жесткого и мягкого рентгеновского диапазона требуются многослойные рентгеновские зеркала (МРЗ), обладающие сочетанием высокого коэффициента отражения и спектральной селективности. Использование именно МРЗ в данном случае также объясняется их способностью эффективно подавлять высшие порядки дифракции за счёт различного соотношения толщин сильно и слабо поглощающего материала в периоде зеркала. Наличие больших рабочих углов и широкой кривой качания у МРЗ существенно упрощает требования к конструкции спектрометровмонохроматоров, используемых в синхротронах.

Как описано в [1], в настоящее время известны различные MP3, работающие в рассматриваемом диапазоне длин волн. В диапазоне длин волн λ = 4.4-6.6 нм наилучшие рентгенооптические характеристики имеют MP3 Cr/C, Co/C и Ni/C. В диапазоне $\lambda = 3.1-4.4$ нм – Cr/Sc. В области длин волн 0.683– 2.3 нм широко используются зеркала W/Si и W/B₄C. Для $\lambda = 4.4-6.6$ нм наиболее перспективными выглядят короткопериодные MP3 Cr/C. Но существуют и проблемные диапазоны длин волн, например, $\lambda = 2.3-3.1$ нм. В этом диапазоне традиционно слабо поглощающие материалы бор, углерод и кремний достаточно сильно поглощают, поэтому МРЗ на их основе имеют низкие (менее 10%) коэффициенты отражения. Высоких коэффициентов отражения можно достичь только в областях аномалий дисперсии оптических констант Ті (λ = = 2.74 нм) (MP3 Cr/Ti) и V (λ = 2.4 нм) (MP3 Cr/V). Фактически наблюдаются только фиксированные

линии, и для работы в широкополосном спектрометре-монохроматоре эти зеркала применяться не могут. Также в той же работе для проблемной области длин волн впервые было применено MP3 W/Be. Благодаря уникальным оптическим свойствам Be, его использование в качестве слабо поглощающего материала в паре с W позволило снизить поглощение излучения структурой по сравнению с другими MP3 (W/Si, W/B₄C). К-край поглощения Be ($\lambda_{\rm K} = 11.1$ нм) лежит далеко за пределами проблемной области, имеется высокий контраст диэлектрической проницаемости по отношению к W, а дисперсионные зависимости показателя преломления Be довольно гладкие в указанной области длин волн.

Структурные параметры полученных в [1] W/Be зеркал выглядят многообещающе. Толщина W (0.95 нм при периоде зеркала 2,28 нм) довольно мала. Дальнейшее изучение отражательной способности при уменьшении периода зеркала (то есть уход в меньшие длины волн) выглядит интересным, учитывая, что конкурент W/Be в диапазоне жесткого рентгеновского излучения, W/Si, становится менее эффективным уже при периодах ~2 нм.

Учитывая указанные выше оптические свойства Ве, интересным становится рассмотрение его в качестве слабо поглощающего материала МРЗ и в более коротковолновой области рентгеновского излучения. Например, как замена С в паре Cr/C. Как видно из рис. 1, Cr/Be обладает большим коэффициентом отражения при энергиях 4–27 кэВ, чем Cr/C. При этом спектральная селективность оказывается ниже Cr/C, но значительно выше, чем у других материалов, представленных на рис. 1(а).



Рис. 1. Теоретические зависимости спектральной селективности (а) и коэффициента отражения (б) от энергии излучения

Многослойные зеркала создавались путем осаждения материалов на сверхгладкие кремниевые подложки методом магнетронного распыления.

Параметры структур определялись методом подгонки кривых отражения излучения с длиной волны 0,154 нм с использованием программы для рефлектометрической реконструкции многослойных структур «Multifitting»[2].

Результаты

В ходе экспериментов изучалась зависимость межслоевой шероховатости от величины периода многослойных структур Cr/Be. Период изменялся от 2,26 нм до 0,8 нм. Результаты экспериментов и моделирования приведены на рис. 2 и в табл. 1.

Смоделировать величину межслоевой шероховатости структур с периодами 0,8-1,2 нм оказалось затруднительным из-за малого количества данных (результатами малоугловой дифракции является наличие всего одного пика отражения).

При уменьшении периода структуры Cr/Be сохраняется эффективное отражение в первом брегговском порядке, по крайней мере, до величин периода 0,8 нм.



Рис. 2. Экспериментальные зависимости среднеквадратичной шероховатости (σ(M)) от величины периода MP3 Cr/Be для двух границ

Таблица 1. Основные параметры исследуемых образцов(d(M) – средняя толщина пленки материала М: Cr, Be; d – период зеркала; σ – среднеквадратичная шероховатость)

Образец	d(Cr), нм	d(Be), нм	d	σ(Cr)	σ(Be)
PR-436	0.99	1.27	2.26	0.38	0.54
PR-437	0.85	1.12	1.97	0.34	0.54
PR-438	0.76	1.04	1.8	0.32	0.54
PR-439	0.7	0.89	1.59	0.3	0.56
PR-440	0.6	0.81	1.41	0.27	0.76
PR-441	0.52	0.68	1.2	-	-
PR-442	0.43	0.57	1	-	-
PR-443	0.34	0.46	0.8	-	-

Работа выполнена в рамках государственного задания № 0035-2019-0023-С-01 и при поддержке гранта РФФИ 19-32-90154 с использованием оборудования ЦКП «Физика и технологии микро- и наноструктур» при ИФМ РАН.

- Ахсахалян А.А., Вайнер Ю.А., Гарахини С.А. и др. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2019, № 1, 14–21.
- Svechnikov M.// J. Appl. Crystallogr. 53(1), 1–9 (2020).

Многослойные зеркала Ru/Sr для диапазона длин волн 9-11 нм

В.Н. Полковников^{*}, С.Ю. Зуев, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087. *polkovnikov@ipmras.ru

В работе рассматриваются многослойные зеркала для диапазона длин волн 9-11 нм. В докладе будут представлены экспериментальные данные по отражательным и структурным свойствам многослойных зеркал Ru/Sr.

Несмотря на развитие технологии изготовления многослойных зеркал для диапазонов мягкого рентгеновского и экстремального ультрафиолетового излучения не все спектральные диапазоны эффективно перекрыты. Многослойные структуры Mo/Si хорошо работают в диапазоне от 12,4 нм (Lкрай поглощения Si) до 17 нм. Свыше 17 нм и до 30 нм применяются многослойные зеркала на основе Al с коэффициентом отражения порядка 60%. Применение структур на основе бериллия позволяет освоить диапазон 11-12.4 нм. В спектральной области 6,7-8 нм высокие коэффициенты отражения имеют рентгеновские зеркала на основе бора. Например, La/B.

Но все вышеперечисленные структуры неэффективны в интервале 8-11 нм. Этот диапазон является интересным, например, для рентгеновской астрономии. На длине волны 9,4 нм в спектре солнечной короны присутствует информативная линия иона FeXVIII, наблюдение за которой позволяет сделать выводы о процессах, протекающих в солнечной атмосфере. Не прекращаются попытки улучшить разрешения проекционной литографии экстремального ультрафиолетового диапазона. Исходя из критерия Рэлея, одно из решений – переходить на более короткие длины волн. Например, источником для литографии, взамен оловянной плазмы (13,5 нм), может выступать ксеноновая или криптоновая плазма, максимум излучения которых приходится на 10,8 нм и 10,5 нм соответственно. Также переход к новому источнику излучения сразу решает проблему загрязнения оптических элементов оловом. По причине многократного отражения в схеме литографа (до 10 отражающих поверхностей) требуются высокоотражающие зеркала.

Как было показано в работе [1], в качестве спейсеров (слабопоглощающих материалов-компонентов зеркал) для данного диапазона лучше всего использовать Sr, Y, B. Эти вещества обладаю низким поглощением в этом спектральном интервале. На рис. 1 приведён график зависимости мнимой части у показателей преломления ряда перспективных материалов от длины волны.



Рис. 1. Зависимость мнимой части показателей преломления перспективных спейсеров диапазона 8-11 нм от длины волны

Действительно, Sr, Y, B обладаю слабым поглощением. Так же в работе [1] были предложены рассеивающие элементы в пару к этим веществам. Вот некоторые из них: Pd, Ag, Ru, Mo.

На рис. 2 и 3 приведены зависимости поправок δ к действительной части и мнимые части γ показателей преломления для этих элементов.

Если учесть данные по мнимой части показателей преломления спейсеров (рис. 1) и поправок δ (рис. 2) будет понятно, что теоретически наилучшим вариантом в диапазоне 9,5-11 нм будут зеркала на основе Sr. Этот материал имеет наименьшее поглощение и наибольший скачок действительной части по отношению к рассеивающим материалам. Сочетание этих свойств обеспечивает наибольший пиковый коэффициент отражения.



Рис. 2. Спектральные зависимости поправок δ к действительной части показателей преломления



Рис. 3. Спектральные зависимости мнимых частей ү показателей преломления

На рис. 4 приведены теоретические зависимости коэффициентов отражения от длины волны идеальных (с табличными плотностями и без учета шероховатости) структур на основе спейсера стронция. Периоды структур подобраны таким образом, чтобы максимумы отражения находились в окрестности длины волны 10 нм (середина рассматриваемого диапазона). При расчетах рассматривались нормальные углы падения излучения (под нормалью).



Рис. 4. Теоретические спектральные кривые отражения от зеркал на основе стронция

Теоретический коэффициент отражения зеркал на основе Sr превышает 70% и достигает 71-72% для структур Ru/Sr и Pd/Sr. Однако у Sr имеется серьёзный недостаток, который ограничивает его применение. Материал обладает высокой химической активностью и на воздухе быстро реагирует с влагой и кислородом. В работе [2] были исследованы структуры Mo/Sr. Плёнки Mo/Sr не были стабильными на воздухе, и процессы окисления (в течение 20 часов) полностью разрушили резкость границ, что привело к полному разрушению многослойного зеркала. Попытки пассивировать многослойные слои и создать защитный слой углерода к успеху не привели. Дальнейшего развития технологии синтеза таких структур не последовало.

Данная работа посвящена синтезу и изучению свойств зеркал Ru/Sr для спектрального диапазона 9-11 нм.

Работа выполнена в рамках гос. задания 0035-2019-0023-С-01 и при поддержке гранта РФФИ 19-02-00081.

- Montcalm Claude, Kearney Patrick A., Slaughter J.M. *et al.* // Appl.Opt. V.35.№.25., P. 5134 (1996).
- Sae-Lao B., Montcalm C. // Opt. Lett., V.26.№.7., P.468 (2001).

Лауэ дифракция рентгеновских лучей в многослойных структурах W/Si и Mo/Si

В.И. Пунегов*

Физико-математический институт ФИЦ «Коми научный центр УрО РАН», ул. Оплеснина 4, Сыктывкар, 167982

*vpunegov@dm.komisc.ru

Рассмотрена динамическая теория Лауэ дифракции рентгеновских лучей в плоских и клиновых многослойных структурах. Получены рекуррентные соотношения, описывающие Лауэ дифракцию в неоднородных по глубине системах. Выполнено численное моделирование Лауэ дифракции в многослойных структурах W/Si и Mo/Si. Показана ошибочность экспериментального определения глубины многослойной структуры на основе измерений периода интерференционных осцилляций.

Введение

Элементы многослойной рентгеновской оптики широко используется в установках синхротронного излучения для транспортировки рентгеновских пучков, фокусировки излучения, в EUV литографии и в астрономии. Такие многослойные структуры (МС) в основном относятся к отражателям скользящего падения рентгеновского излучения. Для фокусировки жестких рентгеновских лучей предложено создать многослойные Лауэ линзы (МЛЛ) [1], которые, как и зонные пластины Френеля, транспортируют излучение в геометрии пропускания. Изготовление МЛЛ, которые представляют собой секционированные градиентные по глубине мультислои, является достаточно сложной проблемой [1]. Поэтому первым шагом в изучении Лауэ дифракции было представлено синхротронное рентгеновское исследование секционированных МС структур с постоянным периодом [2,3]. В отсутствие алгоритма моделирования динамической Лауэ дифракции анализ экспериментальных результатов основывается измерением расстояний между интерференционными осцилляциями дифракционной кривой [2,3]. Настоящая работа посвящена оценке корректности этого подхода и развития теории Лауэ дифракции в МС.

Динамическая Лауэ дифракция в многослойных структурах

Амплитуды проходящей $E_0(\eta; x)$ и дифракционной $E_1(\eta; x)$ рентгеновской волны в секционированной МС (рис. 1) имеют вид

$$E_0(\eta; x) = \exp(i\psi x) [\cos(\xi x/2) - i(\eta/\xi) \sin(\xi x/2)],$$

$$E_1(\eta; x) = \frac{i2a_1 f \exp(i\psi x)}{\xi} \sin(\xi x/2),$$

где $\xi = -\sqrt{\eta^2 + 4f^2 a_1 a_{-1}}$, $\psi = a_0 + \eta/2$, $a_0 = \pi \chi_0 / \Lambda$, $a_1 = C \pi \chi_1 / \Lambda$, $\Lambda = \lambda \cos \theta_B$, $\eta = 4\pi \sin(\theta_B) \omega / \lambda$ – угловой параметр, $a_{-1} = a_1$, λ – длина волны рентгеновского излучения в вакууме, C – поляризационный фактор, $\chi_{0,1}$ - Фурье коэффициенты рентгеновской поляризуемости, f- фактор затухания.



Рис. 1. Схематическое представление Лауэ дифракции в многослойной структуре с периодом *d*

Если МС неоднородна по глубине x, то для расчетов амплитуд $E_{0,1}(\eta; x)$ необходимо использовать рекуррентные соотношения:

$$\begin{split} E_0^{(p)}(\eta; x^{(p)}) &= B_1^{(0)} \exp(i\xi_1^{(p)}l^{(p)}) - B_2^{(0)} \exp(i\xi_2^{(p)}l^{(p)}) ,\\ E_1^{(p)}(\eta; x^{(p)}) &= B_1^{(1)} \exp(i\xi_1^{(p)}l^{(p)}) - B_2^{(1)} \exp(i\xi_2^{(p)}l^{(p)}) ,\\ \text{где} \quad \xi_{1,2}^{(p)} &= (2a_0 + \eta^{(p)}) + \sqrt{(\eta^{(p)})^2 + (f^{(p)})^2 4a_1a_{-1}} / 2 , \text{ ко-эффициенты } B_{1,2}^{(0,1)} &\propto E_{0,1}^{(p-1)}(\eta; x^{(p-1)}) . \text{ В этом случае} \\ \text{MC разбивается на элементарные слои глубиной } l^{(p)}, \text{ где } p=0,1,2..P \end{split}$$

Лауэ дифракция характеризуется возникновением маятникового (*Pendellösung*) эффекта, когда проходящая интенсивность перекачивается в дифракци-

онное направление и затем обратно в проходящую волну. Период маятниковых осцилляций равен $l_{Pen} = \lambda |\cos \theta_B| / (C|\chi_1|)$, для MC W/Si он составляет $l_{Pen}^{W/Si} = 8.01 \mu m$, при этом более чем в четыре раза меньше периода осцилляций от многослойной системы Mo/Si ($l_{Pen}^{MoSi/Si} = 38.2 \,\mu\text{m}$). Существует два варианта определения секционированной глубины мультислоев L_x. Первый подход основан на том, что глубины L_x определяется измерением периода интерференционных полос на профиле кривой качания. Недостатками этого подхода являются два фактора. Во первых, этот метод точно реализуется только в рамках кинематического приближения. Во вторых, необходимо хорошее угловое разрешение в измерении кривых качания Лауэ дифракции. Второй подход базируется на численном моделировании дифракционных кривых от мультислоев с использованием решений динамической дифракции. Для энергии синхротронного излучения 9,5 кэВ в эксперименте по Лауэ дифракции в структурах W/Si и Mo/Si угловое распределение интенсивности рассеяния исследовано путем сканирования вектора рассеяния в направлении проекции Q_x [3], что соответствует угловому параметру η в нашем рассмотрении. Образцы W/Si и Mo/Si имели форму клина в направлении у, перпендикулярном плоскости дифракции (x,z), что давало изменение глубины среза L_x. Профили кривых качания имеют зазор в случае, когда секционированная глубина образца близка к маятниковому периоду. Расчетные кривые качания рентгеновских лучей системы W/Si для глубин L_x, равных 2.6 µm, 4.4 µm, 8.8 µm и 10.7 µm (табл. 3) близки к экспериментальным данным [2,3], при этом характерный зазор на профиле дифракционной кривой появляется для $L_x = 8.8 \ \mu m$. Дифракционные кривые мультислоев Mo/Si с секционированными глубинами 3.9 µm, 6.3 µm и 8.6 ит соответствуют экспериментальным данным. Однако расчетные кривые качания для секционированных глубин 11.2 µm и 15.0 µm значительно отличаются от результатов эксперимента [1]. Например, экспериментальная кривая качания от MC Mo/Si с глубиной 15.0 µm имеет зазор в середине профиля дифракционной кривой. Такой зазор возможен только в случае, когда секционированная глубина L_x близка по величине 38.2 µm. Таким образом, анализ экспериментальных данных для определения секционированной глубины MC $L_x^{(\eta_0)} = 2\pi / \eta_0$ [2,3], используя значение периода интерференционных осцилляций η_0 , не всегда оправдан.

Правильность определения секционированной глубины зависит от углового разрешения дифракционной кривой $\Delta \eta$.



Рис. 2. Расчетные дифракционные кривые качания (1) в геометрии Лауэ от мультислоя Mo/Si: Кривые (2) с учетом инструментальной функции. Секционированная глубина мультислоя $L_x = l_{Pen} = 38.2 \ \mu m$. Угловое разрешение $\Delta \eta = 0.02 \ \mu m^{-1}$ (a) и $\Delta \eta = 0.1 \ \mu m^{-1}$ (b) ; период интерференционных полос $\eta_0 = 0.1646 \ \mu m^{-1}$ (a) и $\eta_0 = 0.335 \ \mu m^{-1}$ (b)

На рис. 2 представлены расчетные кривые качания MC Mo/Si для глубины $L_x = 38.2 \ \mu m$ разного углового разрешения. Интерференционные осцилляции в случае большого значения L_x располагаются близко друг другу, поэтому период этих осцилляций правильно определяется только при высоком угловом разрешении $\Delta \eta = 0.02 \ \mu m^{-1}$ (рис.2a) и составляет $\eta_0 = 0.1646 \ \mu m^{-1}$. В случае низкого разрешения, например, $\Delta \eta = 0.1 \ \mu m^{-1}$, фиксируются не все интерференционные осцилляции, поэтому в этом случае расстояние между осцилляциями составляет $\eta_0 = 0.335 \ \mu m^{-1}$. Из этого значения получаем глубину $L_x = 18.8 \ \mu m$, что является ошибочным и примерно в 2 раза меньше, чем в случае высокого углового разрешения. Следовательно, анализ экспериментальных данных рентгеновской Лауэ дифракции для определения секционированной глубины МС возможен только при условии высокого углового разрешения кривых качания.

- Kang H., Stephenson G.B., Liu C. *et al.* // Rev. Sci. Instrum. V. 78, 046103 (2007).
- Kang H., Stephenson G.B., Liu C. *et al.* // Proc. SPIE. V. 5537, 127 (2004).
- Kang H., Stephenson G.B., Liu C. *et al.* // Appl. Phys. Lett. V. 86, 151109 (2005).

Аттестация характеристик широкопольного мягкого рентгеновского микроскопа

Д.Г. Реунов, И.В. Малышев, Н.Н. Салащенко, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало

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

Разработана методика испытаний характеристик микроскопа. Изучены статические и динамические параметры пьезоактуаторов. Разработана методика оценки виброзащиты оптической системы по смещению пятна фокусировки, в плоскости ХҮ и вдоль оптической оси. По результатам интерферометрических исследований аберраций объектива будет получена функция рассеяния точки (ФРТ), которая позволит при обработке экспериментальных данных получить субдифракционное пространственное разрешение (супер - разрешение).

Введение

Мягко-рентгеновская микроскопия, на длину волны 13.5 - 13.8 нм, применяется для диагностики масок, для нанолитографии [1] и биологических задач: изучения высушенных срезов мозга [2] и простейших водорослей [3]. В этих работах достигнуто пространственное разрешение порядка 100 нм. Мы рассматриваем создание широкопольного мягкого рентгеновского микроскопа, как первый этап на пути создания микроскопа на «окно прозрачности воды» ($\lambda = 2.3$ -4.4 нм) [4] для изучения живых клеток с возможностью z-томографии [5].

Методика изучения пространственного разрешения

Измерения аберраций изображающей оптики (объектив Шварцшильда) и оптики цифрового детектора производятся с помощью интерферометра с дифракционной волной сравнения. Собранная схема приведена на рис. 1.

В плоскость изображения помещается волоконный источник сферической волны. Свет от него собирается объективом в точку в центре плоскости цифрового детектора, где устанавливается второй источник, когерентный первому. Далее, при помощи линзы, формируется интерферограмма на ПЗС камере. В дальнейшем полученное изображение обрабатывается и восстанавливаются аберрации волнового фронта.

После настройки и аттестации объектива, устанавливается цифровой детектор на место второго источника, а второй источник помещается выше него. Далее происходит настройка и аттестация цифрового детектора.



Рис. 1. Схема измерений аберраций объектива Шварцшильда на ИДВС: 1 – зауженный волоконный источники сферической волны (ИСВ №1); 2,3 – сколы оптоволокна (ИСВ №2 и №3); 6-1,2) Фотография измерений аберраций объектива в интерферометре: 1 – ИСВ №1, 2 – асферическое зеркало М1 объектива, 3 – колонны интерферометра на пружинном подвесе, 4 – линза в держателе, 5 – ПЗС камера, 6 – пружинный подвес, 7– сколы оптоволокна (ИСВ №2 и №3)

По результатам интерферометрических исследований аберраций объектива и цифрового детектора, будет получена функция рассеяния точки, которая позволит при обработке экспериментальных данных получить субдифракционное пространственное разрешение.

Методика изучения виброзащиты

Для оценки влияния вибраций на качество изображений производится измерения смещения пятна фокусировки на цифровом детекторе. Латеральное смещение позволит оценить вибрации в плоскости XY, а изменения площади пятна, позволяет измерить вибрации вдоль оптической оси. Том 1

Для измерения вибраций была написана программа для поиска центра массы изображения, для оценки смещения пятна, с частотой не превышающей частоту работы ПЗС камеры в 32 Гц, высокочастотные вибрации от турбомолекулярного насоса (450 Гц) гасятся при помощи сильфона.

Расчет производится следующим образом: полученное изображение пятна пересчитывается в изображение в градации серого цвета, где каждый пиксель имеет значение от 0 до 255. При помощи фильтра отделятся фон. Далее, находится центр масс, классическая задача, только за массу принимается значение пикселя в градациях серого с учетом фильтра.

Для измерения вибраций вдоль оптической оси, производится поиск контура пятна на изображении и последующее нахождение его площади. Далее, в программе трассировки лучей, строится наша оптическая схема и сопоставляется измеренная площадь пятна с расчетным. Также в программе рассчитывается изменение площади пятна, в зависимости от смещения оптической схемы вдоль оптической оси, и сопоставляется с экспериментом, в следствии чего мы сможем оценить вибрации.

Характеристика пьезо-актуатора для z-томографии образца

Была снята зависимость изменения высоты пьезоэлемента (h) от приложенного к нему напряжения. Диапазон изменения высоты составляет 30 мкм. Зависимость показан на рис. 2.



Рис. 2. Зависимость изменения высоты пьезо-актуатора h от приложенного напряжения

Можно наблюдать, что при обратном смещении есть гистерезис, примерно 1,5 микрона, который спадает за час. После чего кривая при повышении напряжения полностью повторяется.

Было установлено, что расширение в диапазоне от 10 до 100 нм занимает менее 1 с. После изменения высоты, стабильность его нахождения в данном положении на уровне 10 нм составляет единицы минут, чего достаточно для получения изображения.

Также необходимо доработать блок управления, для возможности подачи отрицательного смещения, чтобы не ждать, а производить серию z томограмм одну за другой в разных областях образца.

Заключение

В ходе данной работы была произведена сборка интерферометра с дифракционной волной сравнения на стенде широкопольного мягкорентгеновского микроскопа, для настройки и аттестации объектив Шварцшильда и цифрового детектора.

Разработана методика оценки вибраций по пятну фокусировки, с возможностью оценки вибраций в плоскости XY и вдоль оптической оси.

Изучено расширение пьезо-актуатора в зависимости от приложенного в нему напряжения. Установлена временная стабильность, которая составляет единицы минут. Результаты будут представлены докладе.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 20-02-00364 А и в рамках гос. задания 0035-2019-0023-С-01.

- Toyoda M., Yamasoe K., Hatano T. *et al.* // Appl. Phys. Exp., V.5, 112501 (2012).
- Ejima T., Ishida F., Murata H. *et al.* // Opt. Exp., V.18. No.7, P.7203-7209 (2010).
- Torrisi A., Wachulak P., Wegrzynski L. *et al.* // J. of Microscopy, V.00, No.0, P. 1–10 (2016).

Восстановление профилей атомных концентраций с использованием фотоэлектронной спектроскопии

С.С. Сахоненков^{1, *}, Е.О. Филатова¹

¹ Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, д. 1, Петродворец, Санкт-Петербург, 198504

*s.sakhonenkov@spbu.ru

В работе представлена разработка метода восстановления профилей атомных концентраций на основе измеренных интенсивностей фотоэлектронных пиков применительно к изучению модельных систем.

Введение

Рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия (РФЭС) зарекомендовала себя в качестве эффективного неразрушающего метода анализа тонкопленочных систем и скрытых межфазовых границ, позволяющего проводить исследования их химического состава. Использование фотоэлектронных спектров, измеренных при разных углах эмиссии фотоэлектронов, позволяет определять протяженность слоев, составляющих исследуемую систему, а также восстанавливать профили атомных концентраций элементов, входящих в состав системы, в зависимости от глубины залегания в образце того или иного химического элемента. Ввиду того, что реальные экспериментальные данные всегда содержат шум, может существовать большое число профилей концентраций, построенных в рамках определенной теоретической модели, которые соответствуют экспериментальным данным в пределах точности измерений. Отсюда следует, что простая минимизация взвешенных разностей суммы квадратов между расчетными и измеренными данными неприменима, особенно в случае большого числа компонент, содержащихся в исследуемой структуре. Необходимо найти такие профили концентраций, которые бы удовлетворяли экспериментальным данным, но при этом не описывали бы детали шума. Данную проблему можно решить, используя метод максимума энтропии.

Согласно Скиллингу и Джейнсу [1], формула для энтропии может быть представлена в следующем виде:

$$S = \sum_{j} \sum_{i} n_{j,i} - m_{j,i} - n_{j,i} \cdot \log\left(\frac{n_{j,i}}{m_{j,i}}\right), \qquad (\varphi 1)$$

где $n_{j,i}$ – доля элемента j в слое i, $m_{j,i}$ – первоначальная оценка доли элемента j в слое i при отсутствии каких либо первоначальных данных о нем. Восстановление профилей атомных концентраций методом максимума энтропии происходит путем поиска максимального значения энтропии *S*. При этом расчетные данные должны быть согласованы с экспериментальными (в пределах точности измерений), что задается критерием хи-квадрат:

$$\mathcal{C} = \chi^2 = \sum_j \sum_k \frac{\left(x_{j,k}^{obs} - x_{j,k}^{calc}\right)^2}{\sigma_{j,k}^2} \le N^{obs}, \qquad (\phi 2)$$

где $X_{j,k}^{obs}$ и $X_{j,k}^{calc}$ экспериментальная и рассчитанная относительные интенсивности -го элемента при k-м измеренном угле, $\sigma_{j,k}^2$ – стандартное отклонение k-го измерения для элемента j, N^{obs} – количество независимых наблюдений (т.е. число выявленных методом РФЭС элементов умноженное на число углов, при которых проводились измерения). Два данных условия могут быть выполнены одновременно путем максимизации совместной логарифмической функции вероятности:

$$Q = \alpha S - C/2 \quad , \tag{($$$$$$$$$)}$$

где α это множитель Лагранжа (также называемый параметром или постоянной регуляризации). Большое значение данного параметра приводит к чрезмерно сглаженному решению, которое не согласуется с экспериментальными данными, в то время как маленькое значение приводит к решению, которое старается воспроизвести шум в экспериментальных данных.

В данной работе в рамках описанной выше методики представлена разработка подхода к восстановлению профилей атомных концентраций элементов, входящих в состав многослойного зеркала. На данном этапе подход реализован применительно к изучению модельных систем. Том 1

Результаты и обсуждение

Для начала рассмотрим работу алгоритма на искусственных данных. Была использована следующая модельная система: двуслойная структура с толщинами слоев равными 1-му нм на толстой подложке. Границы раздела между слоями резкие. В каждом слое содержится один элемент (А, В или С). Длины свободного пробега для данных элементов составляли 2.2 нм, 3.3 нм и 2.6 нм, соответственно. Для данной структуры были рассчитаны относительные интенсивности каждого элемента для 10 углов от 0° до 90°.

Восстановление профилей атомных концентраций проводились из предположения, что нет никакой предварительной информации о структурах, за исключением того, что они содержат 3 элемента, поэтому все значения т задавались равными 0.333. Оптимизация (максимизация) функционала Q проводилась методом дифференциальной эволюции [2]. Результаты восстановления профилей атомных концентраций в области поверхности (~1.5) практически полностью совпали с заданными структурами. При этом наблюдалось некоторое сглаживание границ раздела. С увеличением глубины данные содержат всё меньше информации. На глубине порядка 3λ, рассчитанные атомные концентрации элементов асимптотически стремятся к значениям первоначальной оценки, т.е. к 0.333.



Рис. 1. Результаты восстановления профилей атомных концентраций, рассчитанные для искусственной модельной системы

В качестве реальной системы рассматривалась трехпериодная многослойная система Si/[Mo(2.9 нм)/Si(4.1 нм)]₃. Особый интерес в данном случае представляет интерфейс между Si и Mo.

Экспериментальные РФЭС данные были получены на станции НаноФЭС установленной на канале вывода синхротронного излучения в центре НИЦ «Курчатовский институт». Измерения проводились с использованием фотонов с энергией 1200 эВ. Анализ полученных спектров выявил наличие элементов Si, Mo, O, C находящихся в соединениях: оксиды кремния, дисилицид кремния, чистые кремний и молибден, углеродные загрязнения. Поскольку углеродные загрязнения распределены по поверхности неравномерно и ввиду невозможности корректного расчета длины свободного пробега фотоэлектронов для загрязнений, в расчетах эти данные не рассматривались. Длины свободного пробега фотоэлектронов (λ) (Si2p, Mo3d, O1s) определялись по формуле ТРР-2М [3]. Значения длин свободного пробега для разных фотоэлектронов варьировались от 2.2 нм до 3.3 нм. Из рассчитанных λ видно, что значения $n_{i,i}$ начнут стремиться к заданным $m_{i,i}$ уже начиная с глубины ~3-4 нм, что приблизительно соответствует толщине слоя кремния.

Таким образом, получить достоверную информацию о сформированных соединениях и их протяженности на границе раздела между Мо и Si проблематично. В данном случае необходима какаялибо априорная информация об исследуемой структуре для получения корректных результатов расчетов. Также получить корректные результаты расчетов можно путем увеличения длин свободного пробега фотоэлектронов, что может быть достигнуто путем увеличения энергии возбуждающих фотонов, либо путем уменьшения толщин слоев, составляющих многослойную систему.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-02-00287А.

- Gull S.F., Skilling J. // Proc. IEE 131, Pt. F, 646 (1984).
- Storn R., Price K. // J. of Global Optimization, 1997, 11, 341–359.
- Tanuma S., Powell C.J., Penn D.R. // Surf. Interface Anal., 2003, 35, 268–275.

Термическая стабильность многослойного зеркала W/Be и способы ее повышения

С.С. Сахоненков^{1,*}, Е.О. Филатова¹

¹ Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, д. 1, Петродворец, Санкт-Петербург, 198504 *s.sakhonenkov@spbu.ru

В работе рассматривается термическая стабильность многослойного зеркала на основе пары материалов W и Be и способы ее повышения.

Введение

С точки зрения внутренней структуры многослойного зеркала, основной причиной уменьшения коэффициента отражения является формирование протяженных переходных слоев, в результате химического взаимодействия соседних слоев, взаимной диффузии атомов и/или межслоевой шероховатости. Термическое воздействие на МРЗ приводит к увеличению коэффициентов диффузии атомов материалов соседних слоев, и как следствие, к увеличению скорости их перемешивания. Также негативно сказывается кристаллизация аморфных слоев зеркала, в результате которой увеличивается как скорость перемешивания (увеличивается диффузия атомов по границам зерен), так и межслоевая шероховатость. Для уменьшения или предотвращения негативного влияния термического воздействия на отражательные характеристики MP3, применяются различные подходы, основными из которых являются использование тонких диффузионных барьерных слоев между исходными слоями МРЗ и замена слоя, состоящего из одного элемента, каким-либо бинарным соединением.

В данной работе анализируются термическая стабильность многослойного зеркала W/Be и возможные способы ее повышения.

Результаты и обсуждение

Изучение границ раздела в системах "тонкий слой W(Be) на протяженном слое Be(W)" выявили формирование бериллидов на межфазовой границе:на границе Be-на-W образуется бериллид вольфрама, стехиометрия которого близка к WBe₁₂; на противоположной границе W-на-Be стехиометрия сформированного бериллида ближе к соединению WBe₂ [1]. Отжиг при относительно малых температурах (порядка 200°С) не приводит к каким-либо заметным изменениям на обеих границах. С повышением температуры наиболее существенные изменения прослеживаются на границе Be-на-W: начиная с температуры отжига 300°С наблюдается рост вклада бериллида, сопровождающийся изменением его стехиометрии. При температурах выше 500°С весь слой бериллия переходит в бериллид WBe₂, толщина которого составляет примерно 1.0–1.2 нм. Остальной металлический бериллий, не включенный в состав бериллида, десорбируется с поверхности. В случае границы W-на-Be существенные изменения наблюдаются только при температурах выше 800°С. После 600 минут отжига формируется с табильная фаза WBe₁₂ [2,3].

Одним из возможных способов повышения стабильности многослойных зеркал является использование бинарных соединений, которые понижают перемешивание слоев. При этом пиковый коэффициент отражения зеркала должен оставаться высоким. Был проведен теоретический анализ, в котором рассматривались энергии формирования бериллидов вольфрама WBe2 и WBe12 при взаимодействии слоя вольфрама с бинарными стабильными соединениями бериллия с Ru, Rh, Sr, C и N, а также проводились расчеты коэффициентов отражения зеркал для полученных пар материалов. Расчеты энергий формирования проводились с использованием Materials Project Software [4], коэффициентов отражения многослойных зеркал при помощи программы IMD [5]. Результаты всех расчетов представлены в таблице 1. Из полученных результатов видно, что наиболее перспективным выглядит допирование бериллия атомами углерода или азота: помимо высокой стабильности многослойное зеркало с данными соединениями имеет также высокий коэффициент отражения. Многообещающими также выглядят соединения рутения с бериллием и RhBe₃.

Таблица 1. Рассчитанные значения энергий формирования E_r бериллидов WBe₂ и WBe₁₂ и коэффициентов отражения зеркал Si/[W(1.1нм)/Be(1.4нм)]₂₀₀ при энергии 4.96 нм и нормальном угле отражения в системах W/X

10//	Er/атом (D 0/		
VV/	WBe ₂	WBe ₁₂	К, %	
Be	-0.31	-0.10	8.8	
RuBe₃	-0.03	>0	8.2	
Ru ₃ Be ₁₇	-0.1	>0	8.5	
RhBe	>0	>0	6.4	
RhBe₃	-0.08	>0	7.4	
SrBe ₁₃	-0.27	-0.07	6.8	
Be ₂ C	-0.09	>0	9.6	
Be ₃ N ₂	>0	>0	9.1	

Другим возможным способом повышения стабильности многослойного зеркала является использование тонких барьерных слоев, введенных между W и Ве. Здесь действует принцип, похожий на тот, что описан выше: в результате нанесения тонкого барьерного слоя на W или Be должно образоваться соединение, которое слабо взаимодействует с последующим напыляемым слоем. В качестве примера можно привести использование тонких барьерных слоев Si и B₄C, осажденных на W, и слоя C осажденного на Be. Согласно теоретическим расчетам, в первом случае наиболее вероятно образование WSi₂ и WB. Энергия формирования WBe₂ в результате взаимодействия данных соединений с Ве составляет -0.07 и -0.02 эВ/атом соответственно. Во втором случае наиболее вероятно образование Be₂C, что увеличивает энергию формирования WBe₂ при взаимодействии с W до -0.09 эВ/атом. Сравнивая полученные энергии формирования WBe₂ с исходной системой W/Be (-0.31 эВ/атом), можно ожидать увеличения стабильности зеркал при введении вышеуказанных тонких слоев.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 20-32-90024 Аспиранты.

- Sakhonenkov S.S., Filatova E.O. // Applied Surface Science, V. 534, 147636 (2020).
- Wiltner A., Linsmeier Ch. // New Journal of Physics, V. 8, 181 (2006).
- Wiltner A., Kost F. // Physica Scripta, T128, 133-136 (2007).
- Richards W.D., Miara L.J., *et al.* // Chemistry of Materials, V. 28, 266 (2016).
- Windt D.L. // Computers in Physics, V. 12, 360 (1998).

Формирование межфазовой границы между тонкими слоями W и Be в зависимости от их толщины и порядка напыления

С.С. Сахоненков^{1,*}, Е.О. Филатова¹

¹ Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, д. 1, Петродворец, Санкт-Петербург, 198504 *s.sakhonenkov@spbu.ru

Изучено формирования различных соединений на границах раздела между слоями W и Be в зависимости от их толщины и порядка напыления с применением метода фотоэлектронной спектроскопии. Обнаружено формирование двух типов бериллидов, близких по стехиометрии к WBe₂ на границе W-на-Be и к WBe₁₂ на границе Be-на-W. Установлено, что толщина сформированного бериллида WBe₂ не зависит от толщины напыляемого на бериллий слоя вольфрама, в то время как увеличение толщины слоя бериллия на вольфраме приводит к увеличению толщины WBe₁₂.

Введение

Пара материалов W и Be с толщинами слоев менее 3 нм перспективна с точки зрения ее применения в установках, предназначенных для термоядерного синтеза [1] и многослойной рентгеновской оптики (нормального и скользящего падения [2]). В международном термоядерном экспериментальном реакторе (ITER) бериллий рассматривается в качестве материала первой стенки реактора благодаря своей высокой теплопроводности. Из-за высокой температуры плавления и маленького выхода распыления вольфрам рассматривается в качестве материала для дивертора. Также благодаря своим оптическим свойствам пара W/Be может эффективно применяться в качестве многослойного рентгеновского зеркала, рассчитанного на работу в диапазоне энергий от 400 до 1800 эВ. Однако, как показывают экспериментальные работы [1,3,4], вольфрам и бериллий взаимодействуют друг с другом, что приводит к образованию интерметаллида WBex, что в свою очередь является причиной ухудшения характеристик как отдельного элемента (например, уменьшение температуры плавления вольфрама) так и системы целиком (падение коэффициента отражения многослойного зеркала).

Вольфрам и бериллий могут образовать три стабильных соединения: WBe₂, WBe₁₂ и WBe₂₂. В случае напыления тонких слоев установлено формирование WBe₂ или WBe₁₂ между слоями W и Be. Тем не менее, в разных работах приводятся противоречащие друг другу результаты [1,3,4], нет единого мнения о стехиометрии интерметаллида, формирующегося при том или ином порядке напыления материалов (Be-на-W или W-на-Be). В свете вышесказанного данная работа направлена исключительно на выявление стехиометрии интерметаллидов, формирующихся между тонкими слоями W и Be в зависимости от их толщины и порядка напыления. Исследования проводились с применением метода фотоэлектронной спектроскопии.

Результаты и обсуждение

Для проведения исследований были синтезированы следующие структуры: Si/W(40мн)/Be(0.5÷4.0нм) и Si/Be(40нм)/W(0.6÷2.8нм). Для получения эталонных фотоэлектронных спектров Be 1s и W 4f «чистых» бериллия и вольфрама, а также бериллидов были синтезированы вольфрама, образцы Si/Be(40нм), Si/W(40нм), Si/[W(0.2нм)/Be(0.2нм)]₆₀ и Si/[W(0.1нм)/Ве(0.6нм)]40. В случае многослойных структур предполагалась добиться полного перемешивания слоев вольфрама и бериллия, исходя из этого, изначальные толщины слоев подбирались таким образом, чтобы отношения числа атомов W:Ве в конечной, сформированной структуре, были приблизительно равны 1:2 и 1:12. Основная часть измерений была проведена на лабораторной установке ESCALab 250Xi научного парка «Физические методы исследования поверхности» в Санкт-Петербургском государственном университете. В качестве возбуждающего излучения использовался монохроматичный пучок фотонов с энергией 1486.6 эВ.

Анализ фотоэлектронных спектров Be 1s и W 4f эталонных образцов выявил следующие тенденции формирования вкладов от различных соединений: как в Be 1s, так и в W 4f спектрах, компоненты бериллидов сдвинуты в сторону меньших энергий связи относительно вкладов «чистых» металлов, что связано с малым переносом заряда между W и Ве и преобладающим вкладом энергии релаксации [5]. С увеличением числа атомов бериллия в структуре Be 1s фотоэлектронная линия бериллида сдвигается в сторону линии «чистого» бериллия; аналогичная тенденция прослеживается и для W 4f спектра (линия бериллида сдвигается в сторону «чистого» вольфрама).



Рис. 1. Ве 1s и W 4f фотоэлектронные спектры, измеренные для образцов W-на-Be (a, b) и Be-на-W (c, d)

На рис. 1 представлены Ве 1s и W 4f фотоэлектронные спектры, измеренные для образцов Si/W(40мн)/Be(0.5÷4.0нм) и Si/Be(40нм)/W(0.6÷2.8 нм). Разложение спектров на составляющие компоненты выявило, что сдвиги вкладов бериллидов относительно вкладов «чистых» металлов не зависят от толщины верхнего слоя, однако зависят от порядка напыления W и Be. В случае образцов Wна-Ве сдвиги в спектрах Ве 1s и W 4f составляют 0.7 эВ и 0.4 эВ, соответственно; в противоположном случае сдвиги составляют 0.4 эВ и 0.2 эВ. Исходя из полученных данных, можно сделать вывод, что на границе W-на-Ве формируется бериллид близкий по стехиометрии к WBe2, в то время как на границе Ве-на-W сформированный бериллид по стехиометрии ближе к соединению WBe₁₂. Данный вывод подтверждается результатом оценки стехиометрии WBe_x на основе интенсивности измеренных фотоэлектронных линий.

Стоит также отметить, что с ростом толщины слоя вольфрама на поверхности толстого слоя бериллия, отношения интенсивностей $I_{W-Be}/(I_{Be} + I_{BeO})$ практически не изменяется. С другой стороны, с ростом толщины слоя бериллия на толстом слое вольфрама отношение I_{W-Be}/I_W также возрастает. Отсюда можно сделать вывод, что тонкого слоя вольфрама

толщиной 0.6 нм на поверхности толстого бериллия достаточно для формирования бериллида, протяженность которого будет сохраняться неизменной по мере увеличения толщины слоя W. В противоположном случае, увеличение толщины слоя бериллия приводит также к увеличению протяженности бериллида.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 19-72-20125.

- Wiltner A., Linsmeier C. // New J. Phys., V. 8, 181 (2006).
- Akhsakhalyan A.A., Vainer Y.A., Garakhin S.A. et al. // J. Surf. Investig. X-Ray, Synchrotron Neutron Tech., V. 13, 1–7 (2019).
- Wiltner A., Kost F., Lindig S. *et al.* // Phys. Scr., T128, 133–136 (2007).
- Köppen M., Riesch J., Vollmer A. *et al.* // Phys. Scr., T145, 014015 (2011).
- Filatova E.O., Sakhonenkov S.S., Kasatikov S.A. *et al.* // J. Phys. Chem. C, V. 124, 22601 (2020).

Рассеивающие дефекты в слоях и интерфейсах многослойных рентгеновских зеркал

М.В. Свечников^{1*}, Н. Кумар¹, К.В. Николаев², Н.И. Чхало¹

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

² НИЦ «Курчатовский институт», пл. Академика Курчатова 1, Москва, 123182.

*svechnikovmv@gmail.com

Проведён независимый анализ GISAXS данных W/Si многослойной структуры с использованием литературных экспериментальных данных.

Основным видом дефектов в многослойных зеркалах (МЗ) считаются шероховатости. Их негативное влияние особенно сильно в короткопериодных M3 нормального падения, работающих в мягком рентгеновском диапазоне. Нахождение параметров этих шероховатостей возможно по анализу кривых зеркального отражения и диффузного рассеяния. В последнее время появились исследования, в которых также анализируется двумерная картина рассеяния на флуктуациях плотности кремния в слоях W/Si M3 (рис. 1) [1, 2]. Такие измерения требуют более развитых численных моделей, позволяющих разделять рассеяние на шероховатых интерфейсах и рассеяние на объёмных неоднородностях внутри слоёв. На основе этих работ, а также исследований, сделанных и ИФМ РАН [3] мы предполагаем, что в длиннопериодных M3 для экстремального ультрафиолета, таких как Mo/Si, Al/Be и Al/Sc, объёмные дефекты могут играть существенную роль в отражении, снижая среднюю плотность материалов и создавая новые каналы упругого и неупругого рассеяния.

В докладе представлена численная модель рассеяния рентгеновского излучения, предназначенная для разделения эффектов межслоевой диффузии, шероховатостей и внутрислоевых неоднородностей. Из-за того, что метод малоуглового рассеяния (GISAXS) не является прямым методом изучения наноструктур, способ интерпретации данных и используемые модели рассеяния являются чрезвычайно важными факторами при нахождении количественных параметров. Поэтому независимо созданная модель для численного моделирования применена к тем же самым рефлектометрическим и GISAXS экспериментальным данным по W/Si M3, что приводятся в работах [1,2], и проведено сравнение полученных количественных и качественных результатов.



Рис. 1. Рассеяние в W/Si M3. (а) Симуляция рассеяния на шероховатостях, (b) экспериментальные данные, (c) симуляция рассеяния на флуктуациях плотности в Si слоях (взято из [1])

Работа выполнена в рамках государственного задания № 0035-2019-0023-С-01 и при поддержке гранта РФФИ № 19-32-90154.

- Nikolaev K.V., Yakunin S.N., Makhotkin I.A. *et al.* // Acta Crystallogr. Sect. A Found. Adv. 75(2), 342–351(2019) doi:10.1107/S2053273318017382.
- Medvedev R.V., Nikolaev K.V., Zameshin A.A. *et al.* // J. Appl. Phys. 126(4), 045302 (2019). https://doi.org/10.1063/1.5097378.
- Kumar N., Kozakov A.T., Nezhdanov A.V. *et al.* // J. Phys. Chem. C 124 (2020) 17795–17805. https://doi.org/10.1021/acs.jpcc.0c03904.

NEXAFS и XPS исследования катализаторов Мо/МУНТ

В.Н. Сивков^{1, *}, О.В. Петрова¹, А.М. Объедков³, Б.С. Каверин³, И.В. Вилков³, С.А. Гусев⁴, А.В. Д. В. Сивков^{1, 2}, К.А. Бакина¹, Д.М. Мальков¹, С.В. Некипелов¹

1 Физико-математический институт, ФИЦ Коми научный центр УрО РАН, ул. Оплеснина, 4, Сыктывкар, 167904

² Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., 7–9, Санкт-Петербург, 119034

³ Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950

⁴ Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия, 603950

sivkovvn@mail.ru

Приведены результаты изучения нанокомпозита на основе многостенных углеродных нанотрубок, на внешнюю поверхность которых с использованием в качестве прекурсора металлоорганического соединения Mo(CO)₆ были осаждены методом технологии MOCVD наноразмерные покрытия пиролитического Mo. Атомно-химический состав границы раздела, поверхности МУНТ и Mo - покрытия композита исследовался методами XPS и NEXAFS в области C1s-, Mo3p- и O1s-краев поглощения с использованием синхротронного излучения (CИ) Российско-Германского канала синхротронного центраВЕSSYII. Исследование показало, что верхние слои МУНТ в композите не имеют существенного разрушения, покрытие поверхностей МУНТ является сплошным и состоит из MoO₃. Адгезия оксида молибдена обеспечивается химической связью между атомами молибдена верхнего слоя MWCNT и атомами кислорода покрытия.

Покрытие поверхности многослойных углеродных нанотрубок (МУНТ) металлами придает им уникальные физические и химические свойства и приводит к созданию новых гетерогенных материалов, которые будут иметь хорошую адгезию я к матрице. Такие материалы могут быть использованы в качестве наноструктурированных гетерогенных катализаторов различных химических процессов, сенсоров, химических источников энергии, элементов различных электронных устройств и других активных элементов во многих научных и технических приложениях. Поэтому разработка методов синтеза и исследования наноструктурированных композиционных материалов на основе МУНТ является актуальной задачей. Однако химическая инертность поверхности МУНТ и вследствие этого низкое сродство к другим материалам не всегда приводит к планируемым результатам. В связи с этим представляет большой интерес изучение взаимодействия покрывающего слоя и внешней поверхности МУНТ в начальной стадии формирования покрытия. Такие исследования металлических покрытий наноразмерной толщины могут быть проведены методами ультрамягкой рентгеновской (УМР) спектроскопии с применением синхротронного излучения (СИ). Эти методы, являющиеся неразрушающими и информативными для объектов наноразмерного масштаба, характеризуются высокой чувствительностью к атомному и молекулярному строению образца и его изменению при физико-химических воздействиях, а также возможностью одновременного контроля составляющих композита МУНТ/(пиролитический металл). Эффективность и информативность этих подходов продемонстрирована при исследованиях нанокомпозитов МУНТ/(пиролитический Cr, Fe и W) [3,4]. В данной работе исследования проводились методом NEXAFS-спектроскопии на Русско-Немецком канале синхротронного источника BESSYII и XPS спектроскопии с использованием фотоэлектронного спектрометра с системой компенсации зарядки образца Научного парка СПбГУ "Физические методы исследования поверхности".

Методика эксперимента

Синтез исходных МУНТ осуществлялся методом MOCVD с использованием в качестве прекурсоров ферроцена и толуола в печи трубчатого типа, и полученные при этом массивы имели вид полых макроцилиндров со стенками из радиально ориентированных МУНТ [1]. Образцы нанокомпозита Мо/МУНТ были приготовлены методом MOCVD с использованием в качестве прекурсора металлоорганическое соединение пентакарбонил молибдена [Мо(СО)₆] [2]. Спектральные исследования проводились путем регистрации полного электронного выхода (TEY) с энергетическим разрешением не хуже 0.05 эВ. При этом образцы закреплялись механически на медном держателе. Измерения сигнала ТЕҮ проводились с корректным учетом немонохроматического фона, который подавлялся и измерялся методом Ті-фильтра [3]. Интенсивность падающего монохроматического СИ в условных единицах была получена путем деления сигнала TEY пластины Au на атомарное сечение поглощения Au. Сучение поглощение в условных единицах получали путем деления ТЕҮ-сигнала на интенсивность падающего СИ [3]. Это позволило определить спектральные зависимости сечений поглощения в области NEXAFS C1s-порогов ионизации в одинаковых относительных единицах для внешней поверхности как исходной нанотрубки, так и интерфейса нанотрубка/(покрывающий слой) в композите. Исследования XPS проводились в ресурсном центре «Физические методы исследования поверхности» при СПбГУ. ХРЅ-анализ выполнялся на рентгеновском спектрометре Thermo Scientific ESCALAB 250Xi.В качестве источника ионизирующего излучения использовалась рентгеновская трубка с излучением AlKa (1486,6 эВ).

Обзорные спектры и одноуровневые спектры высокого разрешения были измерены при энергии прохождения 100 и 50 эВ, соответственно. Для нейтрализации заряда образца во время экспериментов использовалась электронно-ионная система компенсации заряда. Наноразмерные покрытия тестировались методами сканирующей электронной микроскопии, а покрытия большей толщины – методами рентгеновской дифрактометрии.

Результаты и обсуждение

Методы сканирующей электронной микроскопии композита МУНТ/(пиролитический Мо) показали непрерывность покрытия на поверхности МУНТ. NEXAFS Mo3p-спектр композита полностью соответствует спектру чистого MoO₃. На рис.1 приведены спектральные зависимости парциальных C1s сечений поглощения композита и исходной МУНТ.

Сравнительный анализ NEXAFS C1s спектров показывает незначительную модификацию внешней поверхности МУНТ. При этом характерным для спектров всех исследованных композитов является появление в области 287–289 эВ новой структуры А, В и С в виде пиков: 288.4 эВ, 287.1 эВ и 287.7 эВ, которая обусловлена образованием одинарных, эпоксидных и двойных связей, соответственно, между атомами углерода на поверхности нанотрубки и кислорода из покрывающего слоя. Отношение площади под кривой спектральной зависимости композитного сечения поглощения к площади исходных МУНТ в области NEXAFS C1sкрая равно 0.48. Поскольку глубина выхода фотоэлектронов в чистом MoO₃ составляет $\lambda = 1.1$ нм, то может быть рассчитана эффективная толщина покрытия MoO₃ на поверхности МУНТ как произведение λ и ln (S1/S2) равное 0.81 нм.

Данные исследований методами NEXAFS, XPS, электронной микроскопии и рентгеновской дифрактометрии показали, что хорошая адгезия покрывающих слоев определяется образованием углерод-кислородных связей между атомами углерода МУНТ и кислорода покрытия. Определены параметры переходных слоев в металлическом покрытии и показано наличие связей углерод - молибден и карбида молибдена.



Рис. 1. МЕХАFSC1s – спектры исходной МУНТ и нанокомпозита МУНТ/(пиролитический Мо)

Работа выполнена при финансовой поддержке Гранта Президента РФ (МК-3796.2021.1.2), РФФИ и Республики Коми в рамках научных проектов № 19-32-60018 и 20-42-110002 р-а и двухсторонней программы Российско-Германской лаборатории на BESSY II.

- 1. Кириллов А.И., Объедков А.М., Егоров В.А. *et al.* // Нанотехника, Т. 1, 72 (2011).
- Кремлев К.В. // Синтез, строение и свойства новых гибридных материалов на основе углеродных нанотрубок модифицированных металлосодержащими покрытиями - дисс. канд. хим. наук, НГТУ, Н. Новгород (2017).
- 3. Sivkov D.V., Petrova O.V., Nekipelov*et* S.V. *al.* // Nanomaterials, V.10, 374 (2020).
- 4. Sivkov D.V., Petrova O.V., Nekipelov S.V. *et al.* // Appl. Sci., V. 10, 4736 (2020).

Исследование скрытых слоев и интерфейсов покрытий карбида вольфрама на поверхности МУНТ методами XPS и NEXAFS спектроскопии

Д.В. Сивков^{1, 2, *}, С.В. Некипелов^{2,}, О.В. Петрова², А.С. Виноградов¹, А.Е. Мингалева², С.И. Исаенко², П.А. Макаров², А.М. Объедков³, Б.С. Каверин³, И.В. Вилков³, С.А. Гусев⁴, А.В. Аборкин⁵, Р.Н. Скандаков², В.Н. Сивков²

1 Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., 7–9, Санкт-Петербург, 119034

² Физико-математический институт, ФИЦ Коми научный центр УрО РАН, ул. Оплеснина, 4, Сыктывкар, 167904

³ Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева РАН, ул. Тропинина, 49, Нижний Новгород, 603950

⁴ Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950

⁵ Владимирский государственный университет им. А.Г. и Н.Г. Столетовых, ул. Горького, 87, Владимир, 600000

*d.sivkov@spbu.ru, danjorno@yandex.ru

Проведены исследования нанокомпозитов WC/MУHT методами XPS и NEXAFS спектроскопии. Показано, что граница раздела между МУHT и пиролитическим покрытием WC имеет трехслойную структуру: (i) интерфейс, состоящий из атомов углерода внешнего слоя МУHT, образующих связи с атомами кислорода из адсорбированных на поверхности МУHT оксидов и с атомами вольфрама из слоя покрытия; (ii) слой наноразмерных частиц нестехиометрического WC_{0.88}; (iii) слой нестехиометрического оксида вольфрама WO_{2.77} толщиной 3.3 нм на внешней поверхности нанокомпозита. Адгезия наноразмерных частиц WC к внешней поверхности МУHT обсспечивается путем образования химических связей между атомами углерода верхнего слоя МУHT и атомами вольфрама покрывающего слоя.

Многостенные углеродные нанотрубки (МУНТ) обла-дают высокой химической стойкостью, проводимостью, термостойкостью, твердостью и прочностью, что в сочетании с большой поверхностью делает их уникальным и перспективным для модификации материалом. Модифицирование стенок МУНТ различными металлсодержащими наночастицами позволяет расширить спектр их функциональных свойств. В частности, углеродные композиты с покрытиями из наноструктурированного карбида вольфрама (WC) обладают улучшенными трибомеханическими свойствами [1] и находят применение в топливных элементах [2]. Однако, несмотря на активное изучение WC/MУНТ, до настоящего времени остается ряд нерешенных вопросов связанных с технологией его получения (механизм адгезии атомов покрытия к поверхности МУНТ, образование карбидов и оксидов вольфрама) и диагностикой его структурных и свойств (атомный состав интерфейса нанотрубка-покрывающий слой, структура покрывающего слоя и др.). Для решения этих задач были проведены XPS и NEXAFS исследования нанокомпозитов WC/MУНТ.

Эксперимент и результаты

МУНТ и синтезированные из них гибридные материалы предварительно были охарактеризованы методами рентгеновской дифрактометрии (XRD). Морфология поверхности композитов была исследована методом сканирующей электронной микроскопии (SEM), а структура пиролитических покрытий из карбида вольфрама на поверхности МУНТ – методом просвечивающей электронной микроскопии (TEM).



Рис. 1. Нормированный сигнал ТЕҮ от МУНТ (красная кривая) и нанокомпозита (черная кривая) в относительной шкале в области NEXAFS C1s края поглощения. Стрелками указаны энергетические положения элементов тонкой структуры в области NEXAFS C1s края WC и оксидов углерода. Штрихпунктирными линиями отмечено выделение парциальных C1s сечений поглощения



Рис. 2. а) C1s XPS спектры WC/MYHT (черная кривая) и исходной МУНТ (красная кривая). Вставка – спектр композита; б) O1s XPS спектры композита WC/MYHT (черный) и исходной МУНТ (красный); в) W4f XPS спектр карбида в WC/MYHT

NEXAFS спектры в относительных единицах были сняты для исходной МУНТ и композита в режиме полного электронного выхода (ТЕҮ) в широком спектральном диапазоне 250-800 eV, а так же в области C1s края поглощения (рис. 1) с синхротронного использованием излучения Российско-Германского канала синхротронного центра BESSY II. Спектры были приведены к абсолютной шкале в соответствии с методикой, изложенной в [3]. Сохранение структуры, характерной для C1s спектра МУНТ (*π**- и σ*резонансы), в спектре композита говорит об отсутствии значительной деградации структуры МУНТ. Однако наблюдается модификация внешнего слоя МУНТ, поскольку в спектре композита присутствует дополнительные особенности в виде пиков А-Е свидетельствующие о оксидов и карбидов углерода наличии в композите.

ХРЅ спектры исходной МУНТ и композита были сняты в широком диапазоне энергий, а так же в областях W4f, C1s и O1s порогов ионизации (рис. 2) с использованием оборудования ресурсного центра Научного парка СПбГУ "Физические методы исследования поверхности". Из сравнения интегральных интенсивностей полос М и M_1 , а так же О и O_1 в спектре кислорода (рис. 2 б) и вольфрама (рис. 2 в) были определены стехиометрические формулы карбида $WC_{0.88}$ и оксида $WO_{2.77}$.

Используя данные по толщине покрытия WC (полученные из TEM измерений) и длине свободного пробега фотоэлектронов в карбиде и оксиде вольфрама для фотоэлектрона, вылетающего с C1s-уровня с определенной энергией, и исходя из анализа XPS W4f спектров нанокомпозита была определена толщина слоя $WO_{3-x} d_0=3,3$ нм.

Вывод

Проведенные исследования позволяют предполагать, что в процессе осаждения незначительная часть атомов углерода внешнего слоя нанотрубки взаимодействует с адсорбированными на поверхности МУНТ оксидами (ОН, Н₂O, O₂) с образованием оксидов углерода С-О, С-О-С, С=О и СО3. При этом часть атомов углерода на поверхности вступают в химическую связь с атомами вольфрама, и формируется интерфейс между МУНТ и покрытием из наноразмерных частиц нестехиометрического карбида вольфрама WC_{0.88}. Хорошая адгезия наночастиц пиролитического карбида вольфрама к поверхности нанотрубки обеспечивается путем взаимодействия части атомов углерода МУНТ в образовании химической связи с атомами вольфрама покрывающего слоя WC. При последующем выносе композита в атмосферу на поверхности карбида вольфрама в результате адсорбции молекул воды и кислорода образуется слой нестехиометрического WO_{2.77} толщиной 3.3 нм. Результаты опубликованы в [4].

Исследование выполнено финансовой при поддержке Гранта Президента РΦ (MK-3796.2021.1.2), РФФИ и Республики Коми в рамках научных проектов № 19-32-60018 и 20-42-110002 рдвухсторонней программы Российскоа И Германской лаборатории на BESSY II.

- Fang Z.Z., Wang X., Ryu T. *et al.* // Int. J. Refract. Met. Hard. Mater., V. 27, 288–299 (2009).
- Antolini E., Gonzalez E.R. // Appl. Catal. B Environ., V. 96, 245–266 (2010).
- 3. Sivkov D., Petrova O., Mingaleva A. *et al.* // Nanomaterials, V. 10, 374 (2020).
- Sivkov D., Nekipelov S., Petrova O. *et al.* // Appl. Sci., V. 10, 4736 (2020).

Изучение влияния барьерных и аморфизирующих слоев на профиль диэлектрической проницаемости и межслоевую шероховатость в многослойных зеркалах Ru/Be

Р.М. Смертин^{*}, С.Ю. Зуев, В.Н. Полковников, М.В. Свечников, Н.И. Чхало

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

Работа посвящена многослойным зеркалам на основе бериллия, имеющим перспективы применения в качестве оптической основы проекционных литографов нового поколения. Сравниваются зеркала на основе составов Мо/Ве и Ru/Be. Изучены многослойные зеркала на Ru/Be. Определены величины коэффициентов отражения и спектральной ширины, а также величины межслоевых границ. Предложен новый подход к формированию зеркал с высоким интегральным коэффициентом отражения в окрестности длины волны 11,2 нм.

Введение

Многослойные зеркала (МЗ) на основе бериллия привлекли к себе внимание благодаря, прежде всего, теоретической возможности обеспечения пика отражения до 80% вблизи края поглощения Ве ($\lambda_{\rm K}$ =11,2 нм). 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.

Еще в работе [1] изучались структуры Мо/Ве. При этом был достигнут пиковый коэффициент отражения на этой длине волны 70,15% на длине волны 11,34 нм при теоретическом пределе 75,6%. В работе [2] изучены параметры межслоевых областей и получен коэффициент отражения 70,25% на длине волны 11,28 нм.

Теоретически как пиковый, так и интегральный коэффициенты отражения для МЗ, оптимизированных на данный диапазон, оказываются выше для структур на основе Ru и Be. А также для 3-х и 4-х компонентных зеркал.

Численное моделирование подобных структур, проведенное в [3], показало, что теоретически пиковые коэффициенты отражения МЗ типа Ru/Sr-Be и Ru-Mo/Be на длине волны 11,3 нм могут превосходить 80%. При этом спектральная ширина пика отражения на половине высоты для Ru/Be M3 Δλ на 20% больше ширины пика отражения зеркал на основе Mo/Be и достигает 0,46 нм.

Экспериментально МЗ на основе сплава Ru-Mo и Ве изучались в [4]. Пиковый коэффициент отражения составил R=69,3% на длине волны 11,4 нм. При этом ширина пика отражения оказалась существенно ниже, чем теоретически возможная для случая Ru/Be без примеси молибдена: $\Delta\lambda$ =0,35 нм. Для увеличения величины $\Delta\lambda$ (и, соответственно, интегрального коэффициента отражения) важно либо уменьшить долю молибдена, либо вообще исключить этот элемент, сведя всё к слою чистого рутения.

В задачи данного исследования входит разработка методики создания МЗ на основе рутения и бериллия с улучшенными отражательными характеристиками.

Методика эксперимента

Многослойные зеркала осаждались на сверхгладкие (среднеквадратичная величина шероховатости 0,1-0,2 нм) кремниевые подложки методом магнетронного распыления. Процесс синтеза проводится на установке магнетронного напыления с четырьмя магнетронами. Это число определяет максимальное количество материалов, которые можно осадить в рамках одного технологического процесса. Распыление производилось в аргоне с чистотой 99,998% при давлении 0,08-0,13 Па.

Параметры структур (период, индивидуальные толщины слоев, плотность элементов, межслоевая шероховатость) определялись методом подгонки одновременно кривых отражения, измеренных на длине волны 0,154 нм и в ЭУФ и МР диапазонах. Эксперименты на длине волны 0,154 нм проводились на четырехкристальном дифрактометре Philips Х'Pert Pro. Измерения в МР и ЭУФ областях спектра проводились на лабораторном рефлектометре, решеточным спектрометрамоснащенном монохроматором РСМ-500 Изучались угловые, при фиксированной энергии фотонов, зависимости коэффициентов отражения МЗ. Подробнее о методике восстановления структурных параметров МЗ по данным рентгеновского отражения можно найти в [5].

Результаты

На первом этапе изучались двухкомпонентные M3 Ru/Be. Синтезирован ряд структур с различной долей слоя рутения в периоде. Для всех образцов характерна большая величина среднеквадратичной межслоевой шероховатости – порядка 1 нм. Наилучшее отражение продемонстрировал образец с долей рутения в периоде 0,45. Пиковое значение коэффициента отражения составило 55%, Δλ=0,325 нм (при теоретическом пределе 80% и 0,46 нм).

На такое несоответствие экспериментальных данных и предельных теоретических значений, прежде всего, оказывает влияние большая величина межслоевой шероховатости в МЗ Ru/Be. В то же время из работы [2] известно, что межслоевая шероховатость в структурах Мо/Ве составляет порядка 0,4 нм. Возможной стратегией получения M3 с высокой плотностью рассеивающего слоя (плотностью, приближенной к рутениевой) и с низкой межслоевой шероховатостью (на уровне 0,4 нм, характерных для Mo/Be) может стать следующий поход. Предлагается синтезировать четырёхкомпонентное M3 Mo/Ru/Mo/Be. В данной структуре слои молибдена являются экстремально тонкими (порядка 0,3-0,5 нм), но при этом именно они контактируют со слоем бериллия, образуя границу между спейсером (бериллием) и рассеивающим слоем, основой которого является рутений.

Выводы

В результате данной работы было установлено, что большое значение межслоевых областей в Ru/Be многослойных системах приводит к значительному ухудшению оптических характеристик. Предложено решение данной проблемы – изготовление и изучение четырёхкомпонентной системы Mo/Ru/Mo/Be

Работа выполнена в рамках гос. задания 0035-2019-0023-С-01 и при поддержке гранта РФФИ 19-02-00081, с использованием оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и нано-структур» ИФМ РАН.

- Montcalm C., Bajt S., Mirkarimi P., Spiller E., Weber F. // J. Folta. SPIE 3331, 42-51 (1998).
- Svechnikov M.V., Chkhalo N.I., Gusev S.A. *et al.* // Optics Express 2018. V.26.No.26. P.33718-33731.
- Singh A. Mandeep, Braat Joseph J.M. // Appl. Opt. 2000. V. 39. No. 13. P. 2189.
- Bajt Sasa // J. Vac. Sci. Technol. A. 2000. V. 18. No. 2. P. 557.
- Svechnikov M., Pariev D., Nechay A. et al. // J. Appl. Cryst. 2017. V. 50. P. 1428.

Высокоапертурный низкокогерентный безэталонный интерферометр с дифракционной волной сравнения

М.Н. Торопов*, А.А. Ахсахалян, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало

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

*toropov@ipm.sci-nnov.ru

Описывается схема и экспериментальный образец низкокогерентного интерферометра с дифракционной волной сравнения на основе одномодового оптического волокна. Благодаря использованию центральных, наименее аберрированных, частей волнового фронта интерферометр обладает рекордной рабочей апертурой и позволяет изучать образцы с коэффициентом отражения, изменяющимся в широких пределах.

Интерес к интерферометрии с дифракционной волной сравнения (ИДВС) связан с рядом причин. Вопервых, с высокими требованиями, предъявляемыми к точности измерений аберраций зеркал и проекционных объективов для литографии в ехtrеme ultraviolet диапазоне, и рентгеновской микроскопии в «окне прозрачности воды». Во-вторых, так как сферическая волна генерируется в результате дифракции света на малоразмерной амплитуде, то ИДВС не используют эталоны, что исключает неопределенности в измерениях абсолютных значений аберраций, а аберрации сферической волны сравнения и ошибки, вносимые регистрирующей системой, могут быть измерены с помощью эксперимента Юнга.

К недостаткам традиционных ИДВС можно отнести следующее. Во-первых, исследуемая деталь и регистрирующая система освещаются боковыми частями волнового фронта, качество которого ухудшается при отклонении от оси. Так же с отходом от оси наблюдается падение интенсивности. Во-вторых, практически во всех ИДВС отсутствует возможность выравнивания интенсивности эталонного фронта, идущего в направлении регистрирующей системы и рабочего волнового фронта, отраженного от исследуемой детали. Для обеспечения максимального контраста интерференционной картины исследователям приходится наносить на исследуемую деталь отражающее покрытие, что резко снижает удобство работы, а в ряде случаев, вообще недопустимо.

Для решения этой проблемы в данной работе предлагается схема высокоапертурного низкокогерентного безэталонного ИДВС с источником эталонной сферической волны (ИЭСВ) на основе одномодового оптического волокна с субволновой выходной апертурой. Схема, поясняющая принцип работы интерферометра приведена на рис. 1.



Рис. 1. Схема низкокогерентного интерферометра с двумя ИЭСВ: 1 - суперлюминисцентный диод; 2 - магнитооптический затвор; 3 – оптоволоконный делитель пучка; 4 – 2-х канальный поляризационный контроллера; 5 – фазосдвигающий элемент; 6 – ослабитель интенсивности света; 7 – дискретная оптическая линия задержки (кусок волокна заданной длины); 8– оптико-механическая линия задержки; 9, 10 – ИЭСВ; 11 – плоское зеркало; 12– исследуемый образец; 13 – объектив; 14,15 – линзы для построения изображения исследуемого образца; 16 – ССD видеокамера

В отличие от традиционных ИДВС модуль источника эталонной сферической волны образован двумя ИЭСВ и плоским зеркалом с острой кромкой. ИЭСВ направлены таким образом, что ось одного совпадает с осью исследуемой детали, а ось другого – с регистрирующей системой. Этим достигается то, что, в интерферометре работают центральные, наименее аберрированные части фронтов. Для избегания паразитной интерференции, которая может образоваться в результате прямого взаимодействия сферических фронтов источников, а также при взаимодействии части эталонного фронта, отраженного от исследуемой поверхности, с этим же фронтом, используется низкокогерентный свет. Таким образом, решается первая проблема ИДВС – использование боковых фронтов.

В качестве источника света используется суперлюминисцентный диод с центральной длиной волны 680 нм и длиной когерентности по паспорту 20 мкм. Свет от суперлюминисцентного диода попадает на магнито-оптический затвор, предотвращающий попадание в светодиод отраженного пучка. Далее свет попадает на оптоволоконный делитель пучка, в котором, в соотношении 1:1 делится на два когерентных пучка. В обоих канал далее свет проходит через поляризационные контроллеры, позволяющие устанавливать линейную, эллиптическую и круговую поляризацию. В первом канале свет попадает в ИЭСВ поз. 9 и далее направляется на исследуемую деталь. Для осуществления фазового сдвига между рабочим и эталонным фронтами в канале установлено фазосдвигающее устройство. Управление интенсивностью эталонного фронта происходит за счет деформации участка оптоволокна, проходящего через ослабитель пучка, поз. 6.

Таким образом, ослабляя интенсивность эталонного фронта можно обеспечивать максимальный контраст интерференционной картины в широких пределах изменения коэффициента отражения от исследуемой детали, от чистой поверхности (коэффициент отражения около 4%), до зеркальной с коэффициентом отражения до 100%. Таким образом, решается и вторая проблема, связанная со сложностью измерений деталей с сильно различающимися коэффициентами отражения.

Особенностью схемы формирования двух когерентных фронтов является использование двухстадийной линии задержки рабочего и эталонного фронтов, включающей отрезки оптоволокон, позволяющих изменять дискретно задержку между фронтами вплоть до десятков метров, и оптикомеханическую систему, изменяющую задержку непрерывно с шагом 1 мкм в диапазоне 300 мм. Фотография интерферометра с обозначениями основных элементов приведена на рис. 2. Фотография соответствует проведению эксперимента Юнга по определению точности измерений, в зависимости от угла наблюдения.



Рис 2. Фотография интерферометра: 1 - суперлюминисцентный диод; 2 - магнито-оптический затвор; 3 – оптоволоконный делитель пучка; 4 – 2-х канальный поляризационный контроллера; 5 – фазосдвигающий элемент; 6 – ослабитель интенсивности света; 7 – дискретная оптическая линия задержки (кусок волокна заданной длины); 8– оптико-механическая линия задержки; 9, 10 – ИЭСВ; 11 – плоское зеркало; 12– исследуемый образец; 13 – объектив; 14,15 – линзы для построения изображения исследуемого образца; 16 – ССС видеокамера

Таким образом, интерферометр решает ключевые проблемы ИДВС: использование центральных, наименее аберрированных частей волнового фронта и возможность измерения поверхностей с коэффициентом отражения, изменяющимся в широких пределах. Использование центральных, наименее аберрированных частей волнового фронта, позволило увеличить рабочую апертуру прибора, как минимум в 2 раза, по сравнению с существующими ИДВС. Контроль интенсивности излучения эталонной сферической волны повысил точность измерений за счет выравнивания интенсивностей рабочего и эталонного фронтов, независимо от коэффициента отражения исследуемой детали.

В докладе будет представлен экспериментальный стенд низкокогерентного ИДВС и первые результаты по изучению формы поверхности сферического зеркала с отражающим свет покрытием (~ 70%), а также без него (~ 4%).

Работа выполнена в рамках гос. задания 0035-2019-0023-С-01, поддержана грантом РФФИ 20-02-00364.

Высокоточный корректор волнового фронта для изучения плоских поверхностей

М.Н. Торопов*, А.А. Ахсахалян, И.В. Малышев, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, А.К. Чернышов, Н.И. Чхало

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

*toropov@ipm.sci-nnov.ru

Высокоточный корректор волнового фронта для изучения плоских поверхностей предназначен для установки его в безэталонный интеферометр с дифракционной волной сравнения (БЭИДВС). Корректор преобразует эталонный сферический фронт интерферометра в плоский фронт, точность формы которого должна быть на субнанометровом уровне. В данной работе представлены результаты расчета и схема самого корректора, представленного в виде одиночной плоско-выпуклой линзы, на выпуклой поверхности которой сформирован асферический профиль с профилем асферизации ~200 мкм. Поскольку корректор не обеспечивал необходимую точность волнового фронта из-за ошибок производства, ведутся работы по его коррекции. В работе приводятся результаты измерений волновых аберраций корректора до и после коррекции симметричной ошибки, которая проводились ионным пучком через маску на установке ионно-пучковой коррекции.

Введение

Интерферометрия с дифракционной волной сравнения обеспечивает максимальную точность измерений формы поверхности (или волновых аберраций) на субнанометровом уровне только сферических зеркал, а также объективов, которые преобразуют расходящийся сферический фронт в сходящийся. Для решения задач контроля по изучению формы поверхности зеркал плоской, выпуклой сферической и асферической формы, необходимо использовать специально рассчитанные корректоры волнового фронта. Ошибки корректоров волнового фронта должны быть на уровне, а то и меньше, чем точность измерений, которую обеспечивает БЭИДВС [1]. К тому же расчёт корректоров ведётся по такому принципу, чтобы имелась возможность его аттестации на БЭИДВС с последующей его коррекцией.

Теоретический расчет



Рис. 1. Профиль асферизации выпуклой поверхности корректора

Для изучения плоских поверхностей был произведен расчет корректора волнового фронта, представленного в виде одиночной плоско-выпуклой линзы, на выпуклой поверхности которой сформирован асферический профиль с профилем асферизации ~200 мкм, см. рис. 1. На рис. 2 показана схема БЭИДВС с применением данного корректора.



Рис. 2. Схема БЭИДВС с корректором: 1 – Не-Ne лазер; 2 оптоволоконный делитель пучка; 3 – 2-х канальный поляризационный контроллера; 4 – фазосдвигающий элемент №2; 5 – оптоволокно; 6 – фазосдвигающий элемент №1 и с ИМИЭСВ; 7 – объектив; 8, 11 – линзы для построения изображения исследуемого образца; 9 – плоское зеркало; 10, 12 – ССD видеокамера; 13 – корректор; 14 – исследуемый образец

Эксперимент

Изготовление корректора с глубоким профилем асферизации достаточно сложная задача, однако

имеются организации, которые имеют техническую возможность для изготовления данной оптики. Данный корректор по заданным теоретическим расчетам был изготовлен предприятием ООО «Научно-производственный центр «Оптика», г. С. Петербург.

Измерения данного корректора производились на БЭИДВС по схеме, показанной на рис. 2. На рис. 3 показана интерференционная картина волновых аберраций корректора после его изготовления. На интерферограмме наблюдаются ярко выраженные высокочастотные искривления интерференционных полос, которые отражают ошибки, полученные в результате формирования асферического профиля на выпуклой поверхности в процессе производства.



Рис. 3. Интерференционная картина волновых аберраций корректора



Рис. 4. Карта волновых аберраций корректора (PV = = 1344 нм, rms = 102 нм)

На рис. 4 показаны результаты измерений волновых аберраций корректора (PV = 1344 нм, rms = 102 нм). На данной карте наблюдаются множественные высокочастотные неровности на фоне сферической аберрации. В настоящее время начаты работы по исправлению ошибок данного корректора на установке ионнопучковой коррекции. На первом этапе была произведена коррекция осесимметричной ошибки корректора через маску. По результатам 10 коррекций данная ошибка была исправлена. На рис. 5 и 6 представлены интерференционная картина и карта волновых аберраций корректора (PV = 214 нм, rms = 21 нм).



Рис. 5. Интерференционная картина волновых аберраций корректора после коррекции симметричной ошибки



Рис. 6. Карта волновых аберраций корректора после коррекции симметричной ошибки (PV = 214 нм, rms = 21 нм)

Результаты

Удалось улучшить аберрации корректора в 5 раз до $\lambda/30$.

Работа выполнена в рамках гос. задания 0035-2019-0023-С-01, поддержана грантом РФФИ 20-02-00364.

Литература

1. Н.И. Чхало и др. // УФН. Т. 190 (1), с. 74 (2020).

Влияние толщины слоёв Cr и Be и их взаимного расположения на строение межслоевой области многослойной структуры [Cr/Be]_{xN}

Е.С. Фатеева^{1, *}, С.С. Сахоненков¹, А.У. Гайсин¹, Е.О. Филатова^{1, §}

¹ Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, д.1, Петродворец, Санкт-Петербург, 198504. *fateeva.liza@yandex.ru, §elenaofilatova@mail.ru

lateeva.liza@yandex.ru, gelenaolilatova@mail.ru

В работе рассмотрено влияние толщины и взаимного расположения слоев Cr и Be на состав и протяженность межслоевой области. Экспериментально обнаружено формирование бериллидов с разной стехиометрией, зависящей от порядка напыления слоев (Cr-на-Be или Be-на-Cr) в многослойной структуре Cr/Be. Установлено, что по мере увеличения числа слоев в многослойной структуре [Cr/Be]_{xN} вклад от бериллидной составляющей растет.

Введение

Благодаря высоким теоретическим отражательным характеристикам многослойные рентгеновские зеркала на основе Cr/Be, рассчитанные на диапазон длин волн 3 – 6 нм, являются перспективными для применения в приборах элементного анализа материалов, а также могут использоваться для решения различных задач современной физики и техники, таких как создание биологических микроскопов в спектральных областях "окон прозрачности" воды и углерода ($\lambda = 2-5$ нм) и разработка космических телескопов для задач рентгеновской астрономии.

Величина коэффициента отражения и спектральной селективности многослойного зеркала напрямую зависит от качества границ раздела между составляющими его слоями. Наиболее значительные потери отражательной способности обусловлены наличием протяженных границ раздела, возникающих в результате взаимной диффузии материалов. Поэтому все больше возникает потребность в передовых методах диагностики электронного и атомного строения многослойных тонкопленочных систем с высоким разрешением по глубине, обеспечивающих выявление скрытых интерслоев.

Одним из таких методов является рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия (РФЭС), с использованием которого проводились исследования в данной работе. Одним из преимуществ данного метода является его способность проводить неразрушающий послойный химический анализ многослойных систем с высоким разрешением по глубине. Измерения проводились на лабораторном модуле ЭСХА Курчатовского института, где в качестве возбуждающего излучения использовался монохроматический пучок фотонов с энергией 1486.6 эВ (фотоэмиссионная линия Al K_a).

Основные результаты

В работе представлено исследование многослойных систем Si/[Cr/Be]_{xN} методом РФЭС.

Поскольку фотоэлектронная линия дает интегральную информацию с соответствующей глубины, с целью изучения раздельного строения межслоевой области между тонкими слоями Cr и Be в зависимости от их толщины и порядка напыления были изучены двухслойные прямые и инверсные модельные системы Cr/Be: толстый слой Cr под тонким слоем Be и толстый слой Be под тонким слоем Cr – с различной толщиной верхнего слоя.

На рис. 1а представлены Be1s фотоэлектронные спектры и их разложения на компоненты для прямой и инверсной систем. Анализ приведенных спектров указывает на формирование на межслоевых границах бериллидов хрома с разной стехиометрией, предположительно $CrBe_2$ и $CrBe_{12}$, зависящей от порядка напыления слоев (Cr-на-Be и Beна-Cr, соответственно). Энергетическое расстояние между пиками двух типов бериллидов составляет порядка 0.5 эВ. Для определения формы линий и энергетического положения пиков чистых металлов были использованы эталонные образцы — чистые пленки хрома и бериллия, с которых был удален поверхностный оксид методом распыления ионов аргона. Полученная информация в дальнейшем была использована для более точного разложения спектров, снятых со всех исследуемых структур.

Был проведён анализ разложенных фотоэлектронных спектров систем Cr/Be, где Cr имеет протяженность 40 нм, а толщина Ве варьируется от 1 до 6 нм с шагом в 1 нм (рис. 16). В Be 1s спектре образца Cr[40нм]/Be[1нм] наблюдается пик только от BeO, что говорит о полном окислении слоя бериллия. Спектр образца Cr[40нм]/Be[2нм] имеет уже два пика, относящиеся к оксиду бериллия и бериллиду. При дальнейшем увеличении толщины верхнего слоя появляется третий пик, отвечающий вкладу чистого Ве, относительная интенсивность которого постепенно увеличивается с ростом толщины слоя. Кроме того, было установлено, что с увеличением толщины бериллия, пик бериллида смещается в сторону больших энергий связи. Его полуширина также немного уменьшается.

Из анализа разложения фотоэлектронных спектров инверсных систем Be/Cr с различной толщиной Cr было установлено, что энергетическое положение и полуширина бериллидной составляющей, аналогично случаю прямых систем, зависит от толщины верхнего слоя. Также наблюдается формирование оксида бериллия под слоем хрома, интенсивность которого быстро уменьшается с увеличением толщины верхнего слоя Cr.



Рис. 1. Экспериментальные и разложенные спектры Be 1s линий систем: прямой Cr/Be и инверсной Be/Cr (a); Cr/Be с различной толщиной Be (1, 2, 3, 4, 5, 6 нм) (б); многослойных [Cr/Be]_{x1}, [Cr/Be]_{x2} и [Cr/Be]_{x300} (в)

Результаты, полученные при изучении двухслойных прямых и инверсных систем, были использованы при исследовании строения межслоевой области многослойных структур [Cr/Be]_{xN}. Совместный анализ Be 1s фотоэлектронных спектров одно-, двух-периодных систем и многослойного зеркала Si/[Cr/Be]_{x300} (рис. 1в) указывает на увеличение вклада бериллидов по мере увеличения числа периодов.

Анализ многослойных структур Si/[Cr/Be]_{x40} и Si/[Cr/Be]_{x300}, различающихся толщиной слоев, подтвердил зависимость вклада бериллида от толщины слоя Cr.

В работе также обсуждается влияние барьерного слоя (С, В₄С), введенного между слоями хрома и бериллия, на состав межфазовой границы многослойного рентгеновского зеркала [Сг/Ве]₃₀₀.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ №19-72-20125

Литература

 Ohchi Tadayuki, Fujimoto Toshiyuki, Kojima Isao // Cr/Sc multilayer mirror for soft X-ray, Analytical Sciences 2001.

Формирование межфазовых границ в многослойных рентгеновских зеркалах: теоретическое прогнозирование межфазовых реакций и экспериментальные данные

Е.О. Филатова

Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, д. 1, Петродворец, Санкт-Петербург, 198504 e.filatova@spbu.ru

Предложен теоретический подход для предсказания соединений, образующихся на межфазовой границе при использовании того или иного барьерного слоя. Анализируется влияние материала барьерного слоя, введенного на межфазовой границе на формирование возможных соединений с учетом энтальпии их взаимодействия и, как следствие, стабильность рассматриваемого интерфейса. Обсуждаются диаграммы Вагнера, подтверждающие определяющую роль энергии релаксации в сдвиге энергии связи деталей, описывающих образованный суммарный бериллид. Установлена хорошая корреляция теоретических и экспериментальных данных.

Введение

Вопрос о возможности достижения теоретических значений пикового коэффициента отражения многослойных рентгеновских зеркал (МРЗ) остается открытым по сей день. Контроль и управление отражательной способностью и селективностью многослойных рентгеновских зеркал неразрывно связаны с проблемой качества "интерфейсов". Продвижение использования MP3 в коротковолновую область спектра еще более усугубляет эту проблему. Введение тонких буферных слоев на межфазовой границе способствует изменению ее состава и протяженности. На сегодняшний день существует ряд подходов, позволяющих получать информацию о межслоевых областях, среди которых особенно выделяется метод рентгеновского отражения: на основе аппроксимации кривых отражения получают информацию, как о составе и протяженности, так и о шероховатости межслоевой области. Главным ограничением этого метода является необходимость моделирования измеренных кривых отражения, т.е. фактически решение обратной задачи рефлектометрии. В то же время, фотоэлектронный спектр отображает распределение заполненных электронных состояний исследуемого вещества, а его анализ позволяет получать информацию об электронной структуре, как валентной зоны, так и остовных уровней, что позволяет изучать как состав, так и протяженность скрытых межфазовых границ. Анализ характера химического сдвига внутренних уровней позволяет выявлять различные

химические состояния атомов различных слоев. Проведение теоретического анализа возможных межфазовых реакций и продуктов взаимодействия помогает спрогнозировать состав межслоевой области исследуемой системы. Моделирование возможного состава межслоевой области на текущем этапе применения данного подхода рассматривается нами как способ качественного понимания возможных атомных взаимодействий.

Результаты и обсуждение

С целью более эффективного подбора материалов барьерных слоев был предложен теоретический подход для предсказания соединений, образующихся на межфазовой границе при использовании того или иного барьерного слоя. Детальный теоретический анализ возможных межфазовых реакций и продуктов их взаимодействия проводился с использованием энергии реакций, рассчитанной с использованием программного обеспечения Materials Project с расчетом полной энергии соединений при использовании теории функционала плотности, реализованной в Vienna Ab Initio Simulation Package (VASP). Анализировались результаты теоретического прогнозирования совместно с измерениями, проведенными методом фотоэлектронной спектроскопии для MP3 (Mo/Si, Мо/Ве, W/Ве, Cr/Ве). Также анализировалось влияние материала барьерного слоя (B₄C, Be, Si, C), введенного на межфазовой границе на формирования возможных соединений с учетом энтальпии их взаимодействия и, как следствие, стабильность рассматриваемого интерфейса.

Результаты, полученные в рамках предложенных моделей, сопоставлялись с экспериментальными данными, полученными в условиях высокого энергетического разрешения. Установлена хорошая корреляция теоретических и экспериментальных данных.

Также определенное внимание уделено анализу закономерности выявленной при анализе фотоэлектронных спектров тяжелых металлов в зеркалах на основе бериллия. Нами было установлено, что в фотоэлектронных спектрах тяжелых металлов (Мо 3d, W 4f и Cr 2p) сдвиг энергии связи детали, описывающей образованный суммарный бериллид, обусловлен главным образом энергией релаксации; в этом случае перенос заряда незначителен [1-3]. Экспериментально установленный факт подтверждается построением диаграмм Вагнера на основе оже-линий.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ No19-72-20125.

- Filatova Elena O. et. al. // J. Phys. Chem. C. 124, 22601-22609 (2020).
- Sakhonenkov Sergei S., Filatova Elena O. // Appl. Surface Scie. 534, 147636-43 (2020)
- Filatova Elena O. *et al.* // Phys. Chem. Chem. Phys. (2020) DOI: 10.1039/d0cp05180b.

Программа для коррекции локальных ошибок формы поверхности малоразмерным ионным пучком на основе матричного алгоритма

А.К. Чернышев^{*1,2}, А.Е. Пестов¹, М.С. Михайленко¹, Н.И. Чхало¹, М.Н. Торопов¹, И.В. Малышев¹, А.А. Ахсахалян¹, В.Н. Полковников¹, Н.С. Куликов^{1,2}, М.В. Зорина¹

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.

*aleksej_chernyshov@mail.ru.

Разработана программа, позволяющая рассчитать время экспозиции для процесса коррекции локальных ошибок формы оптических элементов малоразмерным ионным пучком, обсуждается возможность реализации функции проверки ошибок, возникающих в ходе обработки. Экспериментально подтверждена работоспособность предложенного метода расчёта. За одну процедуру травления ошибки формы поверхности первичного зеркала объектива рентгеновского микроскопа из плавленого кварца диаметром D=100 мм и радиусом кривизны R=-137,5 мм по параметру RMS были уменьшены более чем в 2,5 раза (с исходной RMS = 3,2 нм до RMS = 1,36 нм). Предложено несколько методов отыскания оптимального профиля для коррекции через формирующую диафрагму.

Введение

Существуют различные методики прецизионной обработки оптических поверхностей, каждая из которых позволяет достигнуть определённого качества получаемой поверхности и имеет свою область применения. Например, механическая обработка позволяет изготавливать оптические элементы с точностью формы достаточной для видимого и ИК диапазонов длин волн, но для работы в коротковолновой области спектра (ЭУФ и MP), получаемая точность является недостаточной. В таком случае для финишной обработки поверхности используется ионно-пучковая обработка, позволяющая изготавливать поверхности с RMS на субнанометровом уровне. В рамках данной работы мы будем говорить про методики, основанные на явлении ионного распыления, а конкретно – про ионно-пучковую коррекцию малоразмерным ионным пучком и удаление осесимметричной части ошибки формы поверхности широкоаппертурным ионным пучком. Для проведения ионно-пучковой коррекции необходимо предварительно рассчитать время экспозиции пучка в различных позициях на поверхности, а для коррекции сферической части ошибки нужно вычислить профиль, обработка в соответствии с которым приведёт к наилучшему результату. Представленная в работе программа позволяет производить эти расчёты.

Локальная коррекция формы

Была разработана математическая модель процесса ионно-пучковой коррекции формы. Удаление материала может быть представлено в виде: $\tilde{S}(x, y) = S(x, y) - \sum_{i=1}^{N} f(x_i, y_i, x, y) * T(x_i, y_i)$ (ф1) где $\tilde{S}(\mathbf{x},\mathbf{y})$ – ошибка формы поверхности после ионного травления, S(x,y) – ошибка формы до обработки, T(x_i,y_i) – время нахождения ионного пучка напротив і-той точки поверхности, а f(x_i,y_i,x,y) – распределение скорости удаления материала по пятну травления. Введение функции f позволяет учесть форму пучка. Для проведения коррекции необходимо рассчитать время экспозиции Т_і. При этом коррекция в соответствии с рассчитанным временем должна приводить к улучшению характеристик поверхности. Согласно критерию Марешаля будем следить за такой характеристикой качества поверхности, как RMS.

$$RMS = \sqrt{\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} (\tilde{S}(x_i, y_i) - \overline{\tilde{S}})^2} \le \lambda / 14 \quad (\Phi 2)$$

Подставим ф1 в ф2:

$$RMS = \sqrt{\sum_{i=1}^{N} \sum_{j=1}^{N} \left[\frac{\alpha_{i} * T(x_{i}, y_{i})^{2} + \beta_{ij} * T(x_{i}, y_{i}) * T(x_{j}, y_{j})}{+\gamma_{j} * T(x_{j}, y_{j}) + \delta} \right]} \quad (\Phi3)$$

где a_i , β_{ij} , γ_i , δ не зависят от Т. Таким образом, задача заключается в нахождении всех T_i таких, чтобы выполнялся критерий Марешаля, и чтобы выполнялось условие $T_i > 0$. Можно видеть, что это
задача оптимизации в переменных T_i, где RMS будет являться функцией потерь. Функция потерь определена и дифференцируема для любых значений T_i. Таким образом, можно использовать метод градиентного спуска, который позволяет достичь минимума.

По результатам расчёта был произведён эксперимент, в котором удалось улучшить качество поверхности в 2,5 раза.

	Исходная поверхность	Результат коррекции
RMS	3,2 нм	1,36 нм
PV	19,6 нм	15,1 нм

В качестве экспериментального образца использовалась сферическая подложка для первичного зеркала двухзеркального объектива рентгеновского микроскопа на длину волны 3,4 нм из плавленого кварца (диаметр 100 мм, радиус кривизны 137,5 мм, числовая апертура 0,36). Обработка производилась с помощью источника ионов "АКТАН" [1], размер пучка $\delta = 2$ мм. "Чистое" время обработки (без учёта переездов) составило 2 ч 15 мин.

Функция анализа ошибок

Ионно-пучковая коррекция – это сложная задача, с большим количеством параметров, и любая неточность в установке этих параметров ведёт к отличию полученного результата от расчётного.

Например, отклонение центра пучка от центра гониометра, зависимость скорости травления от времени, неточности, возникающие при переходе из одной системы координат в другую и т.д. Поэтому особый интерес представляет добавление в разработанную программу функции анализа ошибок, возникающих в процессе коррекции.

Сравнивая результат расчёта и экспериментальный результат можно выделить определённые закономерности, учёт которых позволит провести следующую коррекцию более эффективно.

Осесимметричная коррекция формы

Обычно осесимметричную часть ошибки можно выделить сразу по результатам интерферометрических измерений, так как в ходе механической обработки деталь вращается вокруг своего геометрического центра, и он совпадает с центром кадра интерферометра. Но в случае не осесимметричных заготовок, когда у неоднородностей нет выделенной симметрии, необходимо найти ось, травление при вращении вокруг которой позволит снизить величину ошибки формы поверхности. Наилучшего результата можно добиться, если минимизировать объём материала, который придётся удалять на следующем этапе коррекции (малоразмерным ионным пучком). Отдельно необходимо проверять, возможно ли получить необходимый уровень RMS, не прибегая к полировке малоразмерным ионным пучком. Потому что это позволит серьёзно ускорить обработку оптического элемента.

В рамках данной работы был написан скрипт, который позволяет найти оптимальное положение центра вращения, и выделяет сферическую часть ошибки относительно этого центра. Готовый скрипт выглядит следующим образом: выбирается координата центра вращения; рассчитывается профиль травления; оценивается остаточный объем материала. Алгоритм повторяется до тех пор, пока остаточный объем не будет минимизирован. Профиль ищется следующим образом: карта поверхности делится на кольца, относительно центра вращения, после чего для каждого кольца ищется минимальное значение.

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур" ИФМ РАН, в рамках гос. задания 0035-2019-0023-С-01 и при поддержке гранта РФФИ 20-02-00364.

Литература

 Chkhalo N.I., Kaskov I.A., Malyshev I.V., Mikhaylenko M.S., Pestov A.E., Polkovnikov V.N., Salashchenko N.N., Toropov M.N., Zabrodin I.G. "High-performance facility and techniques for high-precision machining of optical components by ion beams," Precis. Eng. 48, 338–346 (2017).

Применение нанопорошков окиси церия для полировки кремния

Н.И. Чхало^{1*}, А.А. Ахсахалян¹, Ю.А. Вайнер¹, М.В. Зорина¹, А.Е. Пестов¹, М.В. Свечников¹, М.Н. Торопов¹, N. Kumar¹, Ю.М. Токунов²

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

² Физико-технический институт, г. Долгопрудный.

*chkhalo@ipmras.ru

Кремний является одним из наиболее перспективных материалов для изготовления кристалл-монохроматоров и подложек зеркал для применений в условиях сильных радиационных нагрузок. Традиционная технология химико-механической полировки не обеспечивает точности формы поверхности, требуемой для рентгеновской оптики дифракционного качества. В работе на примере плоских кремниевых подложек описываются результаты применения метода механического «притира» с использованием нанопорошков окиси церия. Приводятся данные по шероховатости, точности формы и параметров «нарушенного слоя» в зависимости от среднего размера зерна полирующей суспензии.

Введение

По своим теплофизическим характеристикам: достаточно высокая теплопроводность, особенно при низких температурах; умеренный, на уровне 10⁻⁶, температурный коэффициент линейного расширения; высокая микротвердость, обеспечивающая хорошую полируемость материала, монокристаллический кремний является одним из наиболее перспективных материалов для изготовления кристалл-монохроматоров и подложек зеркал для применений в условиях сильных радиационных нагрузок. В частности, зеркала для синхротронов 3-го и 4-го поколений, а так же рентгеновских лазеров на свободных электронах изготавливаются из этого материала [1,2].

Традиционно для обеспечения низкой шероховатости поверхности, а так же удаления «нарушенного» слоя на финальной стадии полировки монокристаллического кремния используется химикомеханическая полировка, позволяющая получать ангстремную шероховатость поверхности [3]. Недостатком этой технологии являются искажения формы поверхности и сложно контролируемое химическое расстравливание поверхности при отклонении химического состава полирующего раствора и времени обработки от оптимальных значений. Получаемые таким способом поверхности имеют форму, сильно уступающую требованиям к оптике дифракционного качества для рентгеновского диапазона.

В ряде случаев «плохая» форма поверхности может ограничивать и свойства кремниевой кристаллической оптики. Эти ограничения возникают, например, в ассиметричной геометрии дифракции, когда лучи в кристалле распространяются в сильно скользящей геометрии.

В настоящее время лучшие кремниевые подложки для рентгенооптики изготавливаются с использованием метода динамической полировки, когда полирующий состав подается между обрабатываемой деталью и полирующим инструментом при большом, до тысячи атмосфер, давлении [4]. Помимо экстремальной сложности этой технологии, она обладает одним существенным недостатком, связанным с обработкой детали малоразмерным инструментом, которая приводит к развитию шероховатости среднечастотного диапазона.

В ИФМ РАН развивается альтернативная технология получения высокоточных и гладких подложек, включая асферические. Суть подхода заключается в двухстадийном формообразовании поверхности. На первой стадии, в зависимости от требуемой формы поверхности детали, методом механического притира, обеспечивающего наилучшие параметры поверхности, как по точности, так и по шероховатости, изготавливаются плоская или сферическая поверхность [5,6]. Затем коррекция локальных ошибок и асферизация поверхности производится методом ионно-пучкового травления [7]. Притир оптических поверхностей осуществляется методом глубокой шлифовки-полировки смоляным полировальником. На заключительном этапе первой стадии обработки использовались микропо-

рошки церия с изменяющимся средним размером полирующего зерна от 1 мкм до 50 нм.

Этот подход прекрасно себя зарекомендовал при обработке кварцевых поверхностей [8]. В данной работе аналогичные исследования были проведены на подложках из кремния.

Методология и эксперимент

Обработка подложек производилась методом механического притира с помощью химически «малоактивных» водных суспензий нанопорошков окиси церия на смоляном полировальнике.

Исследование шероховатости производилось с помощью атомно-силового микроскопа и диффузного рассеяния рентгеновского излучения, позволяющие совместно определить статистические параметры поверхности в широком диапазоне пространственных частот и длин корреляции.

Глубина нарушенного слоя определялась по данным зеркального отражения и диффузного рассеяния рентгеновского излучения по методике [9] и методом комбинационного рассеяния света в оптическом диапазоне [10]. Форма поверхности измерялась с использованием интерферометрии.

В качестве экспериментального образца использовались плоские кремниевые подложки с размерами 150×25×15 мм³, предназначенные для нанесения многослойных рентгеновских зеркал для синхротронных применений в составе двухзеркального монохроматора.

Результаты

Основными результатами исследования стали:

 демонстрация возможности получения гладких и высокоточных подложек из монокристаллического кремния без использования операции химикомеханической полировки;

 технологический процесс глубокой шлифовки полировки подложек из монокристаллического кремния, удовлетворяющий требованиям к подложкам для рентгенооптики с качеством, близким к дифракционному;

 – оценка глубины «нарушенного» слоя, возникающего при обработке монокристаллического кремния с помощью смоляного полировальника и водной суспензии нанопорошков оксида церия.

Работа выполнена в рамках гос. задания 0035-2019-0023-С-01 при поддержке гранта РФФИ №: 19-32-90154.

Литература

- Bilderback D.H. *et al.* // J. Synch. Radiation. V. 8, P. 22 (2001).
- Thiess H., Lasser H., Siewert F. // NIM A. V. 616, P. 157 (2010).
- 3. https://www.sil-tronix-st.com/en/siliconwafer/silicon-wafer-specifications
- Yamauchi K. *et al.* // Rev. Sci. Instrum. V. 73, P. 4028 (2002).
- 5. Смирнов В.А. Обработка оптического стекла. 3-е изд. – Л.: Машиностроение, 1980. – 183 с.
- 6. Чхало Н.И. *и др. //* УФН. Т. 190. В.1, С. 74 (2020).
- Chkhalo N.I. *et al.* // Precision Engineering. V. 48, P. 338 (2017).
- 8. Торопов М.Н. *и др.* // ЖТФ. Т. 90. В. 11, С. 1958 (2020).
- Barysheva M.M. *et al.* // J. of X-Ray Science and Technology. V. 27. Is. 5, P. 857 (2019).
- 10. Косенок Я.А. и др. // ПФМТ. Т. 4. В. 37, С. 25 (2018).

Схема VLS-монохроматора высокого разрешения для синхротронного излучения

А.Н. Шатохин^{1*}, Е.А. Вишняков¹, А.О. Колесников¹, А.Д. Николенко², Е.Н. Рагозин¹

¹ Физический институт им.П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, д.53, Москва, 119991 ГСП-1

² Институт ядерной физики имени Г. И. Будкера СО РАН, проспект Академика Лаврентьева, д. 11, Новосибирск, 630090

*shatohinal@gmail.ru

Рассчитан монохроматор высокого разрешения для синхротронного изучения диапазоне R 125 – 4200 Ангстрем. Оптическая схема включает вогнутое зеркало скользящего падения, плоскую VLS-решетку скользящего падения и выходную щель. Используется две сменные решетки для поддиапазонов 125 – 1000 Ангстрем и 900 – 4200 Ангстрем с частотами штрихов в середине решетки 600 штр./мм и 150 штр./мм соответственно. Перестройка длины волны в каждом из двух диапазонов происходит только за счет поворота VLS-решетки, при этом, за счет выбора коэффициентов р₁ VLS-решеток, фокусное расстояние изменяется во всем спектральном диапазоне незначительно. А за счет выбора коэффициентов p2 VLSрешеток, компенсируются аберрации и зеркала и решетки. Разрешающая способность схемы, полученная с помощью численной трассировки лучей, превышает 2000 во всем спектральном диапазоне.

Введение

Предлагается монохроматор на основе плоской VLS-решетки для синхротронного излучения в диапазоне 125 – 4200 Å. Особенностью канала является геометрия схемы: 1. Расстояния от источника до оптических элементов монохроматора ~28 м. 2. Оптические элементы должны располагаться компактно. 3. Расстояние от оптических элементов до выходной щели ~1200 мм. При этом для удобства работы с монохроматором, расстояние до источника и выходной щели должны быть постоянными и направление на выходную щель не должно меняться. Желаемая разрешающая способность >1000 во всем спектральном диапазоне. В качестве монохроматора принята следующая схема (рис. 1): излучение из практически точечного источника

фокусируется вогнутым сферическим зеркалом, при этом фокус находится на расстоянии, примерно равном расстоянию до выходной щели.

Установка зеркала далека от Роуландовской и является сильно асимметричной. После зеркала излучение падает на плоскую VLS-решетку и дифрагирует в первом внешнем порядке. Для удобства использования, схема не отклоняет падающее излучение, то есть, угол отклонения решетки совпадает с углом отклонения зеркала. За счет использования VLS-решетки излучение фокусируется в области выходной щели во всем спектральном диапазоне. Схема спектрометра похожа на схему Хеттрика-Андервуда [1], однако принципиально отличается от неё сильно асимметричной установкой фокусирующего зеркала.





Расчет схемы

Рассмотрим плоскую дифракционную решетку с частотой штрихов меняющейся вдоль апертуры по закону $p(w) = p_0 + p_1 \cdot w + p_2 \cdot w^2$, где w – координата на решетке, поперек штрихов. На решетку пада-

ет сходящийся пучок и дифрагирует в первом внешнем порядке. Перестройка длины волны происходит только за счет поворота решетки, и при этом направление дифрагированного пучка совпадает с направлением падающего. Т.е. угол отклонения $\varphi + \psi = const = \Omega$ для всех длин волн. Тогда коэффициент p_0 отвечает за направление дифрагированного пучка, p_1 за фокусировку, а p_2 за компенсацию аберраций. При этом, задав частоту в центре решетки p_0 , угол отклонения Ω , расстояние от центра решетки до фокуса дифрагируемого излучения L_2 (до выходной щели), можно добиться фокусировки дифрагированного излучения для двух выбранных длин волны расфокусировка, т.е. расстояние от фокуса дифрагированного пучка до выходной щели, будет изменяться медленно.

Для выбора параметров схемы используется критерий разрешающей способности: разрешающую способность, обусловленную геометрической расфокусировкой > 5000 во всем диапазоне, при рабочей ширине решетки 50 мм и разрешающую способность, обусловленную аберрациями высших порядков, > 1000 во всем диапазоне.

В нашей схеме предлагается использование двух сменных дифракционных решеток. В качестве двух диапазонов предлагаются 125 – 1000 Å и 900 – 4200 Å. В качестве угла отклонения решетки (и зеркала) выбрано 32°. При этом золотое покрытие зеркала отражает > 45% излучения во всем спектральном диапазоне.

Таблица 1.

Вогнутое зеркало				
Кривизна		9356 mm		
Апертура		D=50 mm	D=50 mm	
Угол падения		74°		
Расстояние исто	чник-зеркало	28000 mm		
Расстояние зерк	ало – фокус	1352 mm		
Расстояние зерк	ало – VLS-решетка	150 mm	150 mm	
Плоская VLS-решетка				
Апертура		40x20 mm		
Угол отклонения		32°		
Порядок дифракции		Первый вн	ешний	
Расстояние решетка – выходная щель		1200 mm		
Спектральный диапазон, Å		125 –	900 –	
		1000	4200	
VLS-	p₀, mm⁻¹	600	150	
Параметры	p₁, mm⁻²	0.956	0.2389	
	p₂, mm⁻³	-1.6·10 ⁻³	-1.4·10 ⁻³	
Обратная линейная дисперсия, Å/mm		3.6–2.3	14–9.1	
Разрешающая способность		>3000	>2500	

Параметры схемы VLS-монохроматора

При использовании параметров схемы, указаных в табл. 1 получим, что разрешающая способность обусловленная геометрической расфокусировкой — более 5000 во всем спектральном диапазоне



Рис. 2. 1 – расчётная зависимость разрешающей способности монохроматора от длины волны с учетом только геометрической расфокусировки (без учета аберраций) для двух VLS-решеток (диапазоны 125 – 1000 Å и 900 – 4200 Å). 2 – разрешающая если вместо щели установлен ПЗС-детектор с ячейкой 13 мкм. 3 – разрешающая способность соответствующая 5000

Для оценки ширины изображения, обусловленной аберрациями высших порядков, была проведена численная трассировка лучей. При коэффициенте VLS-решетки $p_2 = 0$, определяющей аберрацией будет кома, из-за которой ширина изображения будет составлять доли миллиметра и более, для компенсации Комы необходимо выбрать параметр p_2 . Выбрав $p_2 = -1,50 \cdot 10^{-3}$ штр/мм³ для первой решетки и $p_2 = -1,40 \cdot 10^{-4}$ штр/мм³ получим R > 2500 во всем спектральном диапазоне.

Заключение

Предложена схема монохроматора для канала синхротрона на основе вогнутого фокусирующего зеркала и двух сменных VLS-решеток. Монохроматор способен обеспечить высокую (>2500) разрешающую способность во всем диапазоне 125 – 4200 Å.

Литература

- Hettrick M.C., Underwood J.H. *et al.* // Appl. Opt., 27 (2), 200-202 (1988).
- Шатохин А.Н., Е.А. Вишняков, А. О. Колесников, Рагозин Е.Н. // Квант. электрон., 49(8), 779 (2019).

Содержание 1 тома

Секция 1 Сверхпроводящие наносистемы

Antonov A.V., Vasiliev V.K., Masterov D.V., Mikhaylov A.N., Morozov S.V., Pavlov S.A., Paraphin A.E., Te- telbaum D.I., Ustavschikov S.S., Savinov D.A. Resistivity of thin disordered superconducting YBCO films	_
Atanasova P.Kh., Panayotova S.A. Analytical solutions of phase difference in LJJ with second harmonic in the aurent phase relation: classification and constraints of existence	7
<i>K</i> where the second se	9
Kopasov A.A., Kutun A.G., Met nikov A.S. Superconducting diode effect in curved proximitized nanowires	1 1
Pogosov W.V., Dmitriev A.Yu., Astafiev O.V. Effects of photon statistics in wave mixing of classical and non- classical light on a single superconducting qubit	13
Roditchev D., Sheina V.A., Khokhlov D.A., Akzyanov R.S., Lvov D., Kozlov S.N., Yakovlev D.S., Skryabina O.V., Gurtovoy V.L., Pons S., Vlaic S., Aubin H., Cren T., Kupriyanov M.Yu., Vinokur V., Golubov A., Stolyarov V.S. Peculiarities of local and global electronic properties of 3D topological	15
Shukrinov Yu.M., Rahmonov I., Janalizadeh A., Kolahchi M.R. Peculiarities of IV-characteristics and magnet-	
ization dynamics in φ_0 Josephson junction and resonance methods for determination of spin-orbit coupling and Gilbert damping	17
Архипова Е.А., Елькина А.И., Мастеров Д.В., Павлов С.А., Парафин А.Е. Параметры омических кон- тактов Аи – YBCO, сформированных взрывной фотолитографией	19
Атепалихин А.А., Шевченко М.С., Хан Ф.В., Филиппенко Л.В., Чекушкин А.М., Кошелец В.П. Опти-	
мизация параметров интегральных согласующих структур и улучшение методов шунтирования лжозефсоновских переходов	21
Баева Э.М., Титова Н.А., Семенов А.В., Гольцман Г.Н., Кардакова А.И., Храпай В.С. Влияние диффу- зонов аморфной полложки на тепловой транспорт металлических пленок	
Бастракова М.В. Вожаков В.А. Клёнов Н.В. Сатанин А.М. Соловьев И.И. Контроль состояний	0
трансмона униполярными импульсами различной полярности	26
Грансмона унинолярными импульсами разли пои полярности	20
ro mexuenuoro voutavta ceenvinooroituuv/dennowaruetuv/ceenvinooroituuv	28
Го трехмерного контакта сверхпроводник ферромагнетик сверхпроводник. Благодатици A R Пиманов Л A Чигинав A R Панкратов A Л Кугьмин Л С Многонастотный мас-	20
сив планарных антенн с болометрами на холодных электронах для основного и вспомогательных	20
Γ_{a}	50
Галин М.А., Антонов А.В., Анореев Б.А., Курин В.В., <u>Клушин А.М.</u> Фурье-спектрометрия джозефсо-	22
новского излучения оольших массивов ниооиевых контактов	32
Галин М.А., Шерешевский И.А., Воовичева Н.К., Курин В.В. Диаграммы направленности диэлектриче-	2.4
ских джозефсоновских антенн	34
<i>Гимазов И.И., Таланов Ю.И., Перваков К.С., Власенко В.А.</i> Электронныи спиновыи резонанс на ионах Eu ²⁺ в кристаллах пниктидов железа 122	36
Голикова Т.Е., Wolf М.J., Beckmann D., Пензяков Г.А., Батов И.Е., Бобкова И.В., Бобков А.М., Ряза- нов В.В. Контролируемый сверхток в мезоскопических джозефсоновских структурах сверхпровод- ник-нормальный металл-ферромагнетик	38
Головчанский И.А., Абрамов Н.Н., Столяров В.С., Голубов А.А., Рязанов В.В., Устинов А.В., Куприя-	
<i>нов М.Ю.</i> Ферромагнитный резонанс в тонкопленочных системах сверхпроводник/ферромагнетик в присутствии сверхпроволящей близости	40
Гринберг Я.С., Чуйкин О.А. Спонтанный распал инливилуальных атомов в многокубитной системе	42
Гурович Б.А., Гончаров Б.В., Приходько К.Е., Кутузов Л.В., Столяров Л.В., Малиева Е.М. Создание тонких пленок NbN при комнатной температуре поддожки	44
Гуповиц БА Приходько К.Е. Кутузов П.В. Гонилов Б.В. Комаров Л.А. Маливов F.М. Создание	1-1
злементов из NbN пля погических устройств классических крио-компьютеров	46
Лазгое М 4 Манова НН Симонов НО Копидеа ЮП Копида 1.4 Спориение наполновония	+0
дрязсов п.л., тапова п.п., симонов п.о., корпеева ю.п., корпеев А.А. Сравнение использования шунтирующего сопротивления и последовательной индуктивности для оптимального смещения	40
	48
ильин А.И., Иванов А.А. Гранспортные и морфологические характеристики тонких пленок YBa ₂ Cu ₃ O _{7-х} при импульсном лазерном напылении со скоростной фильтрацией лазерного эрозионного факела	50

Ичкитидзе Л.П., Белодедов М.В., Телышев Д.В., Селищев С.В. Фрактальность нормальных кластеров и
резистивность керамического сверхпроводника
Кинев Н.В., Рудаков К.И., Барышев А.М., Кошелец В.П. Сверхпроводниковый генератор на основе
джозефсовского перехода для терагерцовои спектроскопии Σ^{4}
Кислинскии Ю.В., Петржик А.М., Шаорин А.В., Константинян К.И., Овсянников І.А., Сигіяпалі G., Loguenov G. Эпектронный транспорт трехспойной гетероструктуры на купратного сверупроволника
с прослойкой из никелята PrNiO2
Конев В.В., Панов Ю.Л. Особенности метастабильных состояний системы полужестких бозонов
Копшунов М.М., Шестаков В.А., Тогущова Ю.Н. Гле проявляется s± состояние необычного сверхпро-
водника?
<i>Мазов Л.С.</i> Несверхпроводящая природа резистивного перехода при Т ~ 300 К в углеродистом гидриде
серы при сверхвысоких давлениях
<i>Мазов Л.С.</i> Природа «аномального поведения» ВТСП-наносистем
Марычев П.М., Водолазов Д.Ю. Индуцированный магнитным полем парамагнитный отклик сверхпро-
водящен полоски в состоянии Фульде-Феррелла
щих и изолирующих элементов при уменьшении их размеров в структурах, изготавливаемых мето- лом залающей маски на пленках YBCO
Москвин А.С., Панов Ю.Д. Теория эффективного поля для ВТСП купратов
<i>Пашин Д.С., Бастракова М.В.</i> Микроволновой транспорт в одномерном волноводе с массивом биста- бильных сенсорных ячеек. 7
Пестов Е.Е., Левичев М.Ю., Мастеров Л.В., Парафин А.Е., Павлов С.А., Клушин А.М. Исслелование
СВЧ свойств массивов джозефсоновских контактов из высокотемпературных сверхпроводников
встроенных в копланарную линию передач для эталонов переменного напряжения 72
Пластовец В.Д., Мельников А.С. Локализованные состояния квазичастиц в джозефсоновском вихре
Полякова М.И., Семенов А.В., Ковалюк В.В., Гольцман Г.Н. Длина взаимодействия горячих пятен для
сверхпроводникового однофотонного детектора с близкой к единице квантовой эффективностью
Путилов А.В., Девизорова Ж.А., Чаикин И., Миронов С.В., Бузоин А.И. Фазовые переходы в планар-
ных структурах сверхпроводник-ферромагнетик со спин-ороитальным взаимодеиствием
переход от вихря Абрикосова к вихрю Лжозефсона
Сатанин А.М. Диссипативные процессы в квантовых джозефсоновских цепях
Спевак Е.Л., Панов Ю.Д., Москвин А.С. Критические температуры модели локальных бозонов на квад-
ратной решетке в приближении Бете
Столяров В.С., Ружицкии В., Головчанскии И.А., Оганнисян Р., Купчинская Н., Скряоина О.В., Шишкин А.Г., Дремов В.В., Краснов В.М., Голубов А.А., Соловьев И.И., Родичев Д. Низкодиссипа-
Тивная динамика джозефсоновских вихреи
ного железа и примесных фаз на транспортные и сверхпроволящие характеристики халькогенилов
железа
<i>Тарасов М., Гунбина А., Лемзяков С., Нагирная Д., Кошелец В., Голдобин Э., Калабухов А.</i> Разработка джозефсоновского параметрического усилителя бегущей волны на основе алюминиевых СИС переходов.
Уставшиков С.С., Левичев М.Ю., Пашенькин И.Ю., Клушин А.М., Водолазов Л.Ю. Критический ток в
гибридных структурах сверхпроводник/нормальный металл с большим отношением сопротивлений 9
Фоминов Я.В., Мазаник А.А., Разумовский М.В. Поверхностная плотность состояний в сверхпроводни- ках с неолноролной константой взаимолействия
Фоминский М.Ю., Филиппенко Л.В., Чекушкин А.М., Кошелец В.П. Изготовление сверхпроводнико-
вых туннельных структур с использованием электронно-лучевой литографии 9
<i>Хан Ф.В., Худченко А.В., Чекушкин А.М., Кошелец В.П.</i> Определение свойств тонких сверхпроводящих пленок с помощью резонаторов
Хыдырова С.Ю., Степанов И.А., Васильев Д.Д., Моисеев К.М. Оценка характеристик однофотонного
детектора в зависимости от параметров сверхпроводящей плёнки W _x Si _(1-x)
Чарикова Т.Б., Шелушинина Н.Г., Петухова О.Е., Попов М.Р., Клепикова А.С., Иванов А.А. Движение
решетки вихрей в двумерном электронном сверхпроводнике10
Чекушкин А.М., Филиппенко Л.В., Кошелец В.П. Оптимизация режимов изготовления пленок Nb, NbN, NbTiN и высококачественных туннельных переходов на их основе для приемных структур ТГц диа-
пазона 10^4
чурин с. А., логинов А.Б., логинов Б.А. морфология поверхности монокристаллов віятса си о выра- щенных методом Бриджмена

Швецов О.О., Бараш Ю.С., Егоров С.В., Тимонина А.В., Колесников Н.Н., Девятов Э.В. Стабильная в	
магнитном поле нулевая аномалия для Андреевского контакта к магнитному вейлевскому полуме-	
таллу Co ₃ Sn ₂ S ₂	. 108
Юсупов Р.А., Филиппенко Л.В., Голдобин Э., Кошелец В.П. Джозефсоновские параметрические усили-	
тели на основе ниобиевой технологии	. 110
Ясинская Д.Н., Улитко В.А., Панов Ю.Д. Фазовые состояния и критические свойства спин-псевдо-	
спиновой модели разбавленного магнетика	. 112

Секция 2 Магнитные наноструктуры

Devyaterikov D.I., Zhaketov V.D., Nikitenko Yu.V., Kravtsov E.A. Influence of dimensional effects on Curie temperature in Dy and Ho thin films.	. 117
<i>Kimel A.V.</i> Ultrafast magnetization dynamics in antiferromagnets	. 120
Maximova O.A., Lyaschenko S.A., Vysotin M.A., Ovchinnikov S.G. Theoretical and experimental study of	
magnetic nanostructures by means of in situ magneto-optical ellipsometry	. 122
Акишева А.В., Пьянзина Е.С. Исследование влияния внешнего магнитного поля на самоорганизацию в	124
4итонов И Н Вихрова О.В. Ланизов Ю.4. Лемина П.Б. Лорохин М.В. Звонков Б.Н. Здоро-	.124
вейщев Д.А., Калентьева И.Л., Кузнецов Ю.М., Кудрин А.В., Нежданов А.В., Парафин А.Е., Хо-	126
<i>мицкии Д.В.</i> Импульсное лазерное оолучение светоизлучающих структур со слоем (Ga, Mn)As	. 120
Биглов А.В., Хорошко Л.С. Магнитные своиства твердых растворов перовскитов (Y, Nd)FeO ₃	. 128
<i>Бизяев Д.А., Нургазизов н.и., Бухараев А.А., Чукланов А.П., Шур Б.А., Ахматханов А.Р.</i> Блияние тем- пературы подложки из монокристаллического ниобата лития на поле переключения планарных Со-	120
NI микрочастиц	. 130
Бухараев А.А., Бизяев Д.А., Нургазизов Н.И., Чукланов А.П., Чирков В.В., Шур В.Я., Ахматханов А.Р. Термически индуцированный магнитоупругий эффект в квадратных планарных микрочастицах	100
СоN1 на поверхности ниобата лития	. 132
Веоь М.В., Дорохин М.В., Лесников В.П., Демина П.Б., Зооровеищев А.В., Данилов Ю.А., Куорин А.В. Циркулярно-поляризованная электролюминесценция спиновых светодиодов с ферромагнитным	124
инжектором (In, Fe)So	. 134
БИЛКОВ Е.А., ЧИГИРЕВ С.Г., МИЛИКОВ И.Б., ФОМИН Л.А. 11 Ц ИЗЛУЧЕНИЕ В МАГНИТНЫХ СРЕДАХ С АНИЗОГРО-	126
писи обменного взаимоденствия	. 150
воли в пление werecourtsbuegoro roauara	138
Боли в именке железони гриевого граната. Гапонов М.С., Овчаренко С.В., Климов А.А., Мишина Е.Д., Преображенский В.Д., Tiercelin N.	. 150
<i>Pernod P.</i> Сверхбыстрое фотоиндуцированное разрушение магнитной анизотропии в магнитных ге- тероструктурах TbCo ₂ /FeCo	. 140
Грачев А.А., Бегинин Е.Н., Садовников А.В. Управляемая электрическим полем спин-волновая связь в	
латеральных массивах магнитных структур	. 142
Губанов В.А., Mruczkiewicz M., Vetrova I., Šoltýs Ján, Садовников А.В. Мультистабильность магнитных	
скирмионов в системе наностобиковAu/Co/Pt	. 144
Губанов В.А., Шаповал Р.М., Садовников А.В., Шешукова С.Е. Спин-волновой транспорт в магнитном	
микроволноводе с линейно изменяющейся толщиной и шириной	. 146
<i>Губанова Ю.А., Губанов В.А., Noginova N., Бегинин Е.Н., Садовников А.В.</i> Управление анизотропией в	
меандровой структуре изпермаллоя при касательном намагничивании	. 148
Данилов Ю.А., Вихрова О.В., Калентьева И.Л., Крюков Р.Н., Кудрин А.В., Кузнецов Ю.М., Кунькова	
З.Э., Лесников В.П., Нежданов А.В., Парафин А.Е., Питиримова Е.А., Руковишников А.И. Им-	
пульсный лазерный отжиг слоев GaAs, легированных атомами переходных 3d элементов	. 150
Демидов Е.С., Бударин Л.И., Фраерман А.А., Гусев Н.С., Миронов В.Л. Ферромагнитный резонанс ше-	
стислойных структур [Co/Pt]5/Co с неколлинеарным намагничиванием	. 152
Демин Г.Д., Дюжев Н.А. Теоретическая модель термо-индуцированной передачи вращательных момен-	
тов в магнитных гетероструктурах типа «ферромагнетик-тяжелый металл»	. 154
Дорохин М.В., Ведь М.В., Дёмина П.Б., Здоровейщев А.В., Кудрин А.В., Лесников В.П. Диодные струк-	1 - 4
туры на основе магнитных гетеропереходов (A ₃ , Fe)B ₅ /GaAs	. 156
Дорохин М.В., Демина П.Б., Веоь М.В., Звонков Б.Н., Iikawa F., G. Balanta М.А. Циркулярно-поляризо-	170
ванная фотолюминесценция наногетероструктур InGaAs/GaAs/дельта <mn></mn>	. 138

Дорохин М.В., Дёмина П.Б., Хомицкий Д.В., Кабаев К.С. Экспериментальное и теоретическое исследование кинетики фотолюминесценции в квантовой яме InGaAs/GaAs с монослоем марганца: эффект	160
	160
Дуоко Т.М., Хивинцев Ю.В., Сахаров В.К., Кожевников А.В., Madami M., Gubbiotti G., Khitun A., Фи- лимонов Ю.А. Магнонная логика на сфокусированных пучках спиновых волн в пленках ЖИГ	162
<i>Екомасов Е.Г., Бострем И.Г., Овчинников А.С., Синицын В.Е., Фахретдинов М.И.</i> Дискретные маг- нитные бризеры в одноосном киральном гелимагнетике	164
Заворницын Р.С., Наумова Л.И., Миляев М.А., Макарова М.В., Проглядо В.В., Максимова И.К., Усти-	166
Здоровейщев А.В., Ведь М.В., Данилов Ю.А., Демина П.Б., Дорохин М.В., Дудин Ю.А., Здоро- вейщев Д.А., Котомина В.Е., Кузнецов Ю.М., Кудрин А.В. Магнеторезистивный светоизлучающий	168
Здоровейщев Д.А., Дорохин М.В., Здоровейщев А.В., Крюков Р.Н., Кузнецов Ю.М., Лесников В.П. По- пучение фазы разбавленного магнитного полупроволника термолиффузией в методе импульсного	100
лазерного осаждения	170
нопоразмерии и пленок примесного металия коболи та и никеля в монокристонном LiE и MgE.	172
наноразмерных пленок примесного металла кооальта и никеля в монокристаллах LIF и Mgr ₂ Калентьеед И Л. Вихроед О.В. Ланилов Ю.А. Лудин Ю.А. Здоровейщев А.В. Кудрин А.В. Лоро-	1/2
Килентвеви П.Л., Вихрови О.В., Динилов Ю.А., Дувин Ю.А., Зворовенщев А.В., Куррин А.В., Доро- учи M.R. Курранов Ю.М. Тамиразава М.П. Тамиразава А.Г. Садовников А.В. Юнин П.А. Втид-	
ние ионного облучения на свойства и доменную структуру тонких пленок СоРt	174
Карашти F_4 Генерация электромагнитного излушения в неколлинеарном ферромагнетике	. 176
Калесникова В Г Панина Л В Родионова В В Аморфные нанокрыталические и частичнокрытал.	170
пизованные микропровола: особенности формирования свойств и современные приложения	178
Краеное F 4 Леедиерикое Л И Антропое HO Жакетое В Л Никитенко Ю В Структура и магне-	170
тизм релкоземельных сверхрешеток	179
Кудасов Ю.Б. Геликоилальное магнитное упорядочение и электронный транспорт в PdCrO ₂	181
Кузнецов М.А., Фраерман А.А. Невзаимные спиновые волны в системе «сильный»/«слабый» ферромаг- нетик	183
Купландская Г.В. Сафпонов А.П. Бекетов И.В. Блахман Ф.А. Макапова Э.Б. Копи М.А. Шерби-	105
нин С.В. Магнитные наночастицы, полученные электрофизическими методами: фокус на биомеди- цинские приложения	185
Лесников В.П., Ведь М.В., Вихрова О.В., Данилов Ю.А., Звонков Б.Н., Здоровейщев А.В., Кудрин А.В., Крюков Р.Н. Диодные гетероструктуры с ферромагнитными узкозонными А ₃ FeB ₅ областями разно-	107
го типа проводимости	. 187
Макарова М.В., Кравцов Е.К., Проглядо В.В., Устинов В.В., Хайдуков Ю.Н. Магнитное упорядочение сверхрешёток Dv/Co	191
Мартышкин А.А., Романенко Л.В., Локк Э.Г., Садовников А.В. Лемультиплексор спин-волнового сиг-	-
нала на основе магнитной пленки. Маслая Д.А. Кудасая Ю.Б. Зардорое упорядочение в соединениях ВЕс.О. и многокомпонентный цара.	193
метр порядка	194
Миляев М.А., Банникова Н.С., Наумова Л.И., Патраков Е.И., Устинов В.В. Эффективные троиные сплавы CoFeNi для спинтроники	196
<i>Мурзина Т.В., Мамонов Е.А., Новиков В.Б., Копылов Д.А., Гусев Н.С., Пашенькин И.Ю.</i> Роль границ раздела в формировании магнитооптического отклика пленок на основе нанослоев тяжелых и фер-	108
нитного металлов	200
никулин Ю.В., Кожевников А.В., Хивинцев Ю.В., Филимонов Ю.А. Отрицательное магнитосопротив- ление в структуре n-InSb/ЖИГ	200
Овсянников Г.А., Константинян К.И., Станкевич К.Л., Шайхулов Т.А., Шмаков В.А., Климов А.А. Спиновый ток на границе платина/железо-иттриевый гранат: влияние амплитуды СВЧ поля и тем-	204
	204
<i>Соинцов С.А., I рачев А.А., Саоовников А.В., Бегинин Е.Н., Никитов С.А.</i> Мандельштам-Бриллюэновская	201
спектроскопия в многослоиных латеральных магнонных структурах	206
мерном магнонном кольцевом резонаторе	208
<i>Орлов В.А., Патрин Г.С., Орлова И.Н., Долгополова М.В.</i> Особенности движения магнитных вихрей	010
волизи протяженнои линеинои магнитнои неоднородности	210

<i>Орлов В.А., Прокопенко В.С., Руденко Р.Ю., Орлова И.Н.</i> Механические напряжения и локальное поле	212
Магнитной анизотропии прехелойных дисков	. 212
планкина С.м., данилов ю.А., дмитроусова д.м., дудин ю.А., пежданов А.Б., парафин А.Е. Блия- ние облучения ионами железа и дазерного отжига на спектры комбинационного рассеяния InAs и	
GaAs	214
Романова О.Б., Аплеснин С.С., Удод Л.В., Кретинин В.В., Янушкевич К.И. Кинетические свойства	
пленок феррита висмута допированных кобальтом	216
Рыбкин А.Г., Тарасов А.В., Рыбкина А.А., Шикин А.М. Магнитно-спин-орбитальный графен	218
Рыльков В.В., Ситников А.В., Талдёнков А.Н., Емельянов А.В., Николаев С.Н., Никируй К.Э., Ичёт- кин Д.В., Черноглазов К.Ю., Миннеханов А.А., Демин В.А., Веденеев А.С., Калинин Ю.Е., Гранов- ский А.Б. О механизме резистивного переключения мемристивных структур на базе нанокомпозита (CoFeB) _x (LiNbO ₃) ₁₀₀ ^{-x}	220
Садовников А.В., Грачев А.Г., Бегинин Е.Н., Стогний А.И., Никитов С.А. Управляемый спин-волновой	
транспорт в 2D и 3D структурах, управляемых электрическим полем, на принципах магнонной стрейнтроники	
Садовников А.В., Гусев Н.С., Лудин Ю.А., Сапожеников М.В. Молификация поверхностного взаимолей-	
ствия Дзялошинского-Мория в пленках Со/тяжелый металл при облучении ионами гелия	224
Саламатов Ю.А., Кравцов Е.А., Девятериков Д.И. Геликоидальное магнитное упорядочение в сверх- решётке Fe/Cr	226
Сапожников М.В., Горев Р.В., Скороходов Е.В., Гусев Н.С., Удалов О.Г. Ломенные стенки в пленках с	. 220
анизотропным взаимолействием Лзялошинского-Мория	228
Сафонов С.С., Федоров А.С., Данилова А.А., Стогний А.И., Никитов С.А., Логунов М.В. Свойства тон-	
ких магнитооптических пленок ферритов-гранатов, выращенных на гранатовых и кремниевых под-	230
Свалов А.В. Архипов А.В. Пепаловский В.Н. Степанова F.A. Васьковский В.О. Курляндская Г.В.	. 250
Магнитокалорический эффект в окрестности температуры магнитной компенсации аморфных фер-	222
Годаров A В. Дорадовский В.Н. Сторациова F.A. Макарошкии И.A. Васьковский В.О. Цакайада А	. 232
Курляндская Г.В. Особенности перемагничивания обменно-связанных пленочных структур Тр. Со/ГеNi в температурном интервале вклюцающем тонку компенсации ферримагнитного слоя	234
Селезнее М Е Никулин Ю В Слудов В К Хиеннее Ю В. Кожевников А В. Высонкий С Л. Фи-	. 254
лимонов Ю.А. Исследование особенностей генерации ЭДС поверхностными магнитостатическими рошения то тольков VIG/Dt	236
Станание С В Антонос ГИ Загодин К С Екомасог F Г. Пинамика связанных магнитных рихрей р	. 250
треходойном проволящем наношилицире	238
Грехслонном проводящем напоцилиндре	. 250
рязева М.П. Особенности планарного эффекта Холла и формирования доменной структуры в тон-	240
КИХ ПЛЕНКАХ СО	240
Танарский Л.А. Гусев С.А. Определение знака взаимодействия Ладонинского-Мория в плёнках Со/Рt	242
Татарский Д.А., Ууссо с.Я. Определение знака взаимоденствия дзялошинского мория в именках солт с Татарский Л.А. Миронов В.Л., Ефимов А.Л. Низкочастотная линамика системы лвух перекрывающих-	. 245
ся ферромагнитных лисков	. 245
Темирязева М.П., Здоровейшев А.В., Вихрова О.В., Темирязев А.Г. Влияние касательного поля на плен-	. 2 . 0
ки CoPt с перпенликулярной анизотропией	247
Удалов О.Г., Белобородов И.С. Зависимость поверхностного взаимодействия Дзялошинского-Мория	
в искусственных многослойных пленках ферромагнетик-тяжелый металл от деформаций	249
Усов Ю.В., Павлов Д.А., Звонков Б.Н., Сапожников М.В., Татарский Д.А. Магнитные свойства слоя галлила марганиа осажденного на полложку GaAs (001)	251
Федулов Ф.А., Фетисов Ю.К., Фетисов Л.Ю., Чашин Д.В. Магнитоэлектрический эффект в периодиче-	251
Ских композитных тетероструктурах N_{-} ЦГС	. 255
верхностной спиновой волны на сквозном отверстии в ферритовой пластине	255
<i>Хутиева А.В., Садовников А.В., Шешукова С.Е., Бегинин Е.Н.</i> Линейная и нелинейная динамика спиновых волн в 3D массиве микроволноводов	256
Шайхулов Т.А., Демидов В.В., Станкевич К.Л., Овсянников Г.А., Константинян К.И. Температурная зависимость напряжения, вызванного спиновым током в гетероструктуре SrIrO ₃ /La _{0.7} Sr _{0.3} MnO ₃	257
Шапошников А.Н., Михайлова Т.В., Ляшко С.Д., Османов С.В., Федоренко А.А., Каравайников А.В.,	_0 /
Недвига А.С., Милюкова Е.Т. Магнитооптика магнитофотонных кристаллов с композитными споями	250
Якунина Е.М., Кравиов Е.А., Хайдуков Ю.Н., Антропов Н.О., Проглядо В.В. Структура и магнетизм в	. 239
многослойных наносистемах Fe/MgO/Cr/MgO/Fe	. 261

Секция 4

Зондовая микроскопия: измерения и технологии атомарного и нанометрового масштаба

Semenov M.B., Filatov D.O., Krevchik V.D., Shkurinov A P., Shorokho A.V., Krevchik P.V., Marychev M.O., Baidus N.V., Saburova D.A., Semenov I.M. Tunnel photoconductivity of p-i-n photodiodes based on het- erostructures with vertically – coupled self - forming InAs / GaAs (001) quantum dots	265
Абрамов А.С., Аликин Д.О., Pakalniškis А., Karpinsky D.V., Skaudzius R., Zheludkevich А., Шур В.Я., Ka- reiva А., Холкин А.Л. Изменение кристаллической структуры и функциональных свойств твердых растворов BiFeO ₃ -BaTiO ₃ на границе псевдокубического фазового перехода	267
Аладышкин А.Ю. Эмиссионные резонансы и оценка докальной работы выхода для плёнок Pb(111)	. 270
Аликин Л.О. Сафина В.А. Абрамов А.С. Соболь А.Г. Слабов В. Трусов Л.А. Васильев А.В. Шур В.Я.	/ 0
Холкин А.Л. Осаждение пленок BiFeO ₃ из химического раствора с послойным контролем покрытия и структуры	272
Аликин Д.О., Фомичёв Е., Рейш С.П., Абрамов А.С., Чезганов Д.С., Шур В.Я., Елисеев Е., Морозов- ака А. Араума Э.Б. Уолици А.Л. Поришениная прородимость границ зарень в иденках ВіЕсо. обу	212
ска А., Араужо Э.Б., Холкан А.Л. Повышенная проводимость границ зерен в пленках ВПСО3, обу-	272
словленная поляризацией и деформацией кристаллической решетки	273
<i>Анкуоинов А.В., Минарскии А.М.</i> Юстировка систем регистрации деформации кантилевера атомно- силового микроскопа при измерениях пространственных компонент силы взаимодействия зонд-	075
ооразец	275
Антонов Д.А., Филатов Д.О., Новиков А.С., Круглов А.В., Антонов И.Н., Горшков О.Н., Зооро- вейщев А.В. Резистивное переключение в отдельных ферромагнитных филаментах мемристорных	077
структур на основе $ZrO_2(Y)/N1$	277
<i>Ахметова А.И., Уминскии И.В.</i> Биофизические принципы обнаружения биомакромолекул с помощью пьеозокерамических биосенсоров	279
Быков В.А., Быков Ан.В., Бобров Ю.А., Котов В.В., Леесмент С.И., Поляков В.В. Сканирующая зонло-	
вая микроскопия – от исследований наноструктур в электронике до медицинской диагностики	281
Вилков И.В., Каверин Б.С., Объедков А.М., Семёнов Н.М., Кетков С.Ю., Гусев С.А., Татарский Д.А., Сметанина К.Е. Исследование гибридных наноматериалов на основе МУНТ, декорированных мо-	. 201
либденсодержащими нанопокрытиями	287
Гатин А.К., Гришин М.В., Дохикова Н.В., Сарвадий С.Ю., Слуцкий В.Г., Шуб Б.Р., Кулак А.И., Ро-	
ство билотопили и постриктурновонных покрытий на пиропитиноском графита	280
Ства оимсталлических наноструктурированных покрытии на пиролитическом графите	209
<i>ишин А.К., Сирвиоии С.Ю., Гришин М.В., Шуо В.Г.</i> Физико-химические своиства оиметаллического	201
Гимадеева Л.В., Абрамов А.С., Аликин Д.О., Ни Q., Wei X., Шур В.Я. Исходная доменная структура и	291
кинетика доменов при локальном переключении поляризации в монокристаллах и в керамике тита- ната бария	293
Грузнев Д.В., Бондаренко Л.В., Тупчая А.Ю., Вековшинин Ю.Е., Яковлев А.А., Михалюк А.Н., Зо- тов А.В., Саранин А.А. Атомная структура и электронные свойства 2D соединения Si(111) $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -(Ce Pb)	295
Γ Γρωμια $Π R$ Γομλαραμικο $Π R$ Γυμμα $4 10$ $Γ$ Γυραμα $4 A$ Γ Γιμμκυμ $A R$ Μιχαπιοκ $A H$ 30mog $A R$	275
Грузнев Д.Б., Боноиренко л.Б., Тунчил А.Ю., Иковнев А.А., Слоникин А.Б., Михилок А.П., Зотов А.Б., Сапании А.А. Формирорание спод Рь прухатомной толиции и на Si(111) с сегрегирорании и бором	207
$Cupunun A.A. \Psi Opmupobanuc Cioxi I of Byxalomnou Ioniiunibi na Si(111) C Cupunun programme Cupunun A.A.$	291
ских параметров массива ориентированных углеродных нанотрубок на их пьезоэлектрические свой-	200
ства Дохликова Н.В., Харитонов В.А., Озерин С.А., Доронин С.В., Гришин М.В., Шуб Б.Р. Адсорбция водо-	298
рода на биметаллических кластерах Au_nN_{1m} , Au_nCu_m и Cu_nN_{1m} , $n + m = 13$	300
<i>Жуков А.А., Божко С.И., Елисеев А.А.</i> Исследование локальных особенностей электронной системы интер- калированных углеродных нанотрубок различными методиками на базе высоковакуумного ACM	302
Заморянская М.В., Иванова Е.В., Орехова К.Н. Исследование ловушек в нанокерамике по динамике	
катодолюминесценции и поглощенного тока	304
Зотов А.В., Бондаренко Л.В., Тупчая А.Ю., Грузнев Д.В., Михалюк А.Н., Саранин А.А. Таллен: графе- ноподобный атомный слой таллия	306
Ильина М.В., Ильин О.И., Гурьянов А.В., Агеев О.А. Разработка методики определения пьезоэлектриче-	
ского коэффициента ориентированных углеродных нанотрубок	308

Корнилов В.М., Лачинов А.Н., Юсупов А.Р. Исследование локальных электрофизических свойств поли-	
мерных пленок методом атомно-силовой микроскопии с проводящим зондом	. 310
Матецкий А.В., Мараров В.В., Зотов А.В., Саранин А.А. Волны зарядовой плотности в гетероструктуре	
селенид индия/графен	312
<i>Миронов В.Л., Скороходов Е.В., Сапожников М.В., Фраерман А.А.</i> Зондовая магнитно-резонансная спектроскопия ферромагнитных тонкопленонных наноструктур	314
Manazaea $A \subset 3$ uzaumuna $C = A$ Evyanaee $A = 3$ uzaumun $M = A$ Hanonazmentule ettavetyoti ua ocuore	. 514
порозова л.е., засанията с.л., Бухариев л.л., засаният т.л. паноразмерные структуры на основе	316
Hириала В В Садин <i>Нургариа Н</i> И Бирара Л А Бухарара A И Иухадиов А П Иириар В В Бурариих И В Садин	. 510
пурсазизов п.н., визнев д.А., вухариев А.А., чукланов А.П., чирков в.В., гусских и.В., Саочи-	218
Ков Ю.Б. Магнитно-силовая микроскопия ферромагнитных планарных микрочастиц	510
Пивлова Т.Б., Шевлюга Б.М., Анорюшечкин Б.Б., Ельцов к.п. Оборванные связи кремния на поверхно-	220
CTV SI(100)- 2×1 -CT B KAYECTBE OZHOATOMHEX KBAHTOBEX TOYEK	320
Поторочин Д.В., Чаика А.Н., Moloatsova U.V., Apucmos B.Ю., Marchenko D.E., Ciobanu A.S.,	
Smirnov D.A., Makarova A.A., Paoчинскии M.K., Улин H.B., Walls B., Zhussupbekov K., Shvets I.V.,	
Баиоакова М.В., Брунков П.Н., Молооцов С.Л. Исследование электронной структуры слоев графе-	222
на на SiC/Si(001), модифицированных молекулами феназинового красителя	322
Приходько К.Е., Дементьева М.М. Создание функциональных наноструктур под действием ионного	
облучения	324
<i>Резник А.Н., Востоков Н.В.</i> Микроволновая резонансная спектроскопия полупроводников	326
Саранин А.А., Грузнев Д.В., Бондаренко Л.В., Тупчая А.Ю., Матецкий А.В., Денисов Н.В., Миха-	
люк А.Н., Иванов Ю.П., Зотов А.В. Однослойный металлический NiSi2 эпитаксиально встроенный	
в Si(111): Электронные и транспортные свойства	328
Скороходов Е.В., Татарский Д.А., Пашенькин И.Ю., Миронов В.Л. Влияние зонда магнитно-резо-	
нансного силового микроскопа на гиротропную моду в магнитном вихре	329
Слаутин Б.Н., Zhu H., Шур В.Я. Нанодоменные структуры в тонких пленках ниобата лития	. 331
Сухаревич Д.А., Авилов В.И., Смирнов В.А., Агеев О.А. Формирование и исследование резистивного	
переключения локальных оксидных наноструктур титана	333
Темирязев А.Г. Влияние загрязнения зонда на качество изображений магнитно-силовой микроскопии	335
Турыгин А.П., Плашиннов К.С., Ахматханов А.Р., Голицына О.М., Дрождин С.Н., Шур В.Я. Исследо-	
вание исходной доменной структуры и локального переключения в монокристаллах триглицин- сульфата	337
Фомин Л.А., Маликов И.В., Березин В.А., Логинов А.Б., Логинов Б.А. Исспелования степени лостовер-	. 557
ности определения высот рельефа сверутонких эпитаксиальных пленок Мометолами СТМ и АСМ	330
Халисае М.М. Кункель Т.С. Тимошук К.И. Козлое Л.А. Лебедее В.А. Храпова F.К. Красилин А.А.	. 557
Autoba A Monte A B Monte A B Monte A B Monte A B	342
Unnuk A A Kunmage P.R. Chunudouge M.R. Manyage A.M. Horney J.R. Donwinopause ceruetoaster-	. 542
тринеских напобластей в тошкой пизнектринеской пленке по произволи ному рисунку с напометро-	
прических напосолается в топкой диэлектрической пленке по произвольному рисунку с напометро-	311
Шапошиниса АН Фодоранио АА Михайлова ТВ Османов СВ Карадайников АВ Ланико СЛ	
Типошников л.п., Феобренко л.л., Тихиилови 1.Б., Остинов С.Б., Киривииников л.Б., Ляшко С.Д., Милокова F.T. Ноденза A.C. Самук F.Ю. Бермевиский В.Н. Пиномико кристопиизонии пленок	
милюкова L.1., необага л.с., Семук L.10., Бержанская Б.11. динамика кристаллизации пленок фервитов гранатов разлициой толщици при терминеском отжиге	346
ψ срритов-транатов различной толщины при термическом отжите	. 540
Шишкина Е.Б., Пелегова Е.Б., Косоооков М.С., Ахматханов А.Г., Юоин П.Б., Дејпека А., Шур Б.А.	
Блияние влажности на кинетику доменовпри локальном переключении поляризации в монокри-	210
$\mathbf{\Gamma}_{\mathbf{M}} = \mathbf{\Gamma}_{\mathbf{M}} $	348
шишкина Е.В., Южаков В.В., неоогатиков М.С., Ивлева Л.И., шур В.Я. Новый сегнетоэлектрик. Пе-	
реключение поляризации и осооенности исходнои доменнои структуры в монокристаллах ортова-	250
надата кальция	350
Шур В.Я., Пелегова Е.В., Турыгин А.П., Косодоков М.С., Аликин Ю.М. Прямое прорастание доменов в	2
одноосных сегнетоэлектриках. Исследование методами сканирующей зондовой микроскопии	352
жовлева В.В., Бреев И.Д., Дорофеева А.И., Титков С.В., Баранов П.Г., Анисимов А.Н. Особенности	a = ·
распределения NV-центров в природных алмазах	. 354

Секция 5

Многослойная и кристаллическая рентгеновская оптика

Belyakov V.A. Kossel lines in multilayer X-ray mirrors	359
Kumar N., Kozakov A.T., Nezhdanov A.V., Polkovnikov V.N., Smertin R.M., Pleshkov R.S., Chkhalo N.I. Plasmon excitation of crystalline nanoclusters in multilayers mirrors operating in EUV and X-ray region of	
wavelengths	362
Kumar N., Pleshkov R.S., Nezhdanov A.V., Polkovnikov V.N., Yunin P.A, Chkhalo N.I., Mashin A.I. Micro-	
structural transformation and thermal stability of nanoscale Mo/Be periodic multilayer mirrors operating in	
EUV wavelength	364
Антюшин Е.С., Зуев С.Ю., Малышев И.В., Пестов А.Е., Полковников В.Н., Торопов М.Н., Чхало Н.И. Эллиптическое коллекторное зеркало для микроскопа ЭУФ диапазона	366
Ахсахалян А.Д. Новая методика травления для изготовления поверхностей заданной формы	368
Баулин Р.А., Андреева М.А., Рогачев А.В., Репченко Ю.Л., Якунин С.Н. Кластерно-слоистая структура в	
пленках с ультратонкими слоями железа выявленная методом GISAXS	370
Бушуев В.А., Цветков Д.М., ВКонотоп.В., Манцызов Б.И. Распространение лазерных пучков и импуль-	0.51
сов в одномерных РТ-симметричных фотонных кристаллах Вайнер Ю.А., Зорина М.В., Михайленко М.С., Кумар Н., Пестов А.Е., Свечников М.В., Черны- шев А.К., Чхало Н.И. Изучение ионного распыления монокристаллического кремния с целью фор-	371
мирования подложек многослойных рентгеновских зеркал	373
Вайнер Ю.А., Зорина М.В., Михайленко М.С., Пестов А.Е., Чернышев А.К., Чхало Н.И., Юнин П.А., Кузин С.В., Рева А.А. Прецизионный плоский элемент монохроматора из монокристаллического кремния [011]	375
	575
А.А., Червинский В.И., Шугаров А.С. Измерение квантовой эффективности ПЗС и КМОП детекто- ров в ВУФ области сцектра	377
POB B D = Φ OOMACIN CHERTPA Rodonsguoe A R Γαραγυμ C A 3νοε C Ю Πουαμυμ A Π Ησμαŭ A Η Περεγατοε A A Περιμοε A F	577
Плешков Р.С., Салащенко Н.Н., Смертин Р.М., Уласевич Б.А., Чхало Н.И. Спектрометр для ис-	
следования эмиссионных спектров лазерной плазмы в ЭуФ диапазоне с аосолютно калиорованным детектором	379
Гайсин А.У., Сахоненков С.С., Касатиков С.А., Конашук А.С., Плешков Р.С., Чхало Н.И., Филато-	
Ba E.O. Влияние оарьерного слоя на формирование межслоевой области в многослойных рентгенов-	201
ских зеркалах $M0/SI$ и $M0/SE$	301
<i>арахин С.А., Полковников Б.Н., Плешков Р.С., Пестов А.Е., Зорина М.В., Салащенко Н.Н., Свечни- ков М.В., Чхало Н.И., Ахсахалян А.Д., Чернов В.А., Кривенцов В.В.</i> Изготовление и исследование	202
зеркал с широкой полосой пропускания в диапазоне 7–15 кэВ для синхротронных применений	383
Гарахин С.А., Полковников В.Н., Плешков Р.С., Пестов А.Е., Зорина М.В., Салащенко Н.Н., Свечни-	
ков м.в., Чхало н.и. изготовление и исследование ренттеновских зеркал с широкои полосои про-	205
Пускания в и ФМ РАН	383
<i>1 лиголев</i> п.ю. , <i>Демин</i> 1 . <i>Д., Дюжев</i> п. <i>А., Махиоороой М.А.</i> исследование динамики разогрева анодных	207
узлов в осямасочном нанолитографе на основе массива микрофокусных рентеновских трубок	307
пории л.н., верезовския 1.п., молов д.в., широв в.л., дишков л.с., пирогов Е.в. дифракционные ре-	280
Грибио R R. Трунци R H. Мариалов A C. Чуррунов F R. Трассировка рентеновских лицей от регуля-	309
торов изгиба с эпциптическим профилем поверхности отражающего элемента	391
Гусова В Е Ноцай А Н. Попокалов А А. Салащенко Н.Н. Чкало Н.И. Исспедование зависимости ин-	571
тенсивности эмиссионных пиний ЭУФ лиапазона от энергии излучения пазера	393
Ледкова А.А., Люжев Н.А., Глаголев П.Ю., Товарнов Л.А., Гусев Е.Э. Особенности анализа круглых	
мембран при исследовании и контроле структур нано- и микросистемной техники	395
Дубинин И.С., Гарахин С.А., Зуев С.Ю., Цыбин Н.Н., Лопатин А.Я., Смертин Р.М., Полковни-	
ков В.Н., Чхало Н.И. Расчет, синтез и изучение свойств зеркал со спектральной полосой пропуска-	
ния, совпадающей с эмиссионными линиями Si, Be, B, Xe, Kr	397
Евсиков И.Д., Демин Г.Д., Филиппов Н.А., Дюжев Н.А. Статистический разброс автоэмиссионных ха-	
рактеристик кремниевых острийных катодов в составе матрицы для электронной системы безма-	
сочного рентгеновского нанолитографа	399
Забродин И.Г., Нечай А.Н., Перекалов А.А., Реунов Д.Г., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И. Исследование эмиссии МР и ЭУФ излучения из плазмы, формируемой на жидкоструйных мишенях	401

Зорина М.В., Кузнецов И.И., Михайленко М.С., Палашов О.В., Пестов А.Е., Чернышев А.К., Чха- ло Н.И. Ионно-пучковая обработка поверхности составляющих композитных элементов из разно-	
родных материалов для лазеров с высокой средней и пиковой мощностью	. 403
Зорина М.В., Лопатин А.Я., Лучин В.И., Пестов А.Е., Цыбин Н.Н., Чхало Н.И. Отработка методик изготовления дифракционных элементов ЭУФ диапазона на тонкопленочных металлических мем-	405
Оранах	405
Зуев С. Ю., Лопатин А. Я., Лучин В.И., Цыбин Н.Н., Чхало Н.И. Сравнительное исследование термо- стойкости пленочных пелликлов на основе бериллия	. 409
Каратев А.В., Гайсин А.У., Соломонов А.В., Сахоненков С.С., Касатиков А.С., Конашук А.С., Плеш- ков Р.С., Чхало Н.И., Филатова Е.О. Влияние отжига на формирование межфазовой границы в многослойной структуре Мо/Ве	. 411
Касатиков С.А., Конашук А.С., Филатова Е.О. Теоретическая оценка взаимолействия слоев Ru и Sr и	
моделирование отражательной способности многоспойного рентгеновского зеркала на их основе	413
Кириченко А.С., Перцов А.А., Кузин С.В., Моисеев П.П., Богачев С.А., Лобода И.П., Рева А.А., Улья- нов А.С., Денисова В.И., Минлигареев В.Т., Нусинов А.А., Репин А.Ю. Первые результаты летного эксперимента по данным рентгеновского спектрофотометра ДИР-Э на борту метеорологического	. 115
спутника Электро-л $\mathbb{N} \subseteq \mathbb{S}$.413
кириченко А.С., Перцов А.А., Кузин С.В., Моисеев П.П., Богачев С.А., Лооооа И.П., Рева А.А., Улья- нов А.С., Денисова В.И., Минлигареев В.Т., Нусинов А.А., Репин А.Ю. Первые результаты летного эксперимента по данным ультрафиолетового La монитора ВУСС-Э на борту метеорологического	
спутника Электро-Л № 3	. 417
Кузин С.В., Богачев С.А., Ерхова Н.Ф., Перцов А.А., Кириченко А.С., Малышев И.В., Пестов А.Е., Полковников В.Н., Торопов М.Н., Цыбин Н.Н., Чхало Н.И. Солнечный телескоп ВУФ диапазона	410
Для наноспутиков Л.Г., Чхало Н.И., Пестов А.Е., Торопов М.Н., Антюшин Е.С., Дмитриев Д.С., Полковников В.Н., Забродин И.Г., Каськов И.А., Михайленко М.С., Нечай А.Н., Перекалов А.А., Плешков Р.С., Салащенко Н.Н. Высокоапертурный зеркальный рентгеновский микроскоп на длину	
волны 13.88 нм	. 421
<i>Малышев И.В., Чхало Н.И.</i> Метод z-томографии в мягкой рентгеновской микроскопии	. 423
<i>Михайленко М.С., Пестов А.Е., Чернышев А.К., Чхало Н.И.</i> Модернизация установки коррекции ло- кальных ошибок формы поверхностей оптических элементов	. 425
Михайленко М.С., Пестов А.Е., Чернышев А.К., Чхало Н.И. Расчет масок для проведения асферизации	
поверхности ионным пучком с большой апертурой	. 427
Некипелов С.В., Жук Н.А., Петрова О.В., Сивков Д.В., Богачук Д.В., Скандаков Р.Н., Сивков В.Н. Спектральные исследования висмутсодержащих пирохлоров	. 429
Нечай А.Н., Перекалов А.А., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И. Определение параметров плазмы в зоне раз-	
ряда лазерно-плазменных источников ЭУФ излучения с газоструйными мишенями	. 431
Носач Е.В., Вишняков Е.А., Колесников А.О., Шатохин А.Н., Рагозин Е.Н. Численное моделирование влияния малых вариаций толщин слоёв на спектры отражения многослойных зеркал мягкого рент-	
геновского диапазона	. 433
синтез и изучение своиств ве-содержащих многослоиных зеркал для диапазонов жесткого и мягко-	125
го рентгеновского излучения	. 435
Длин воли 9–11 ня	. 439
	441
Сахоненков СС Филатова FO Восстановление профилей этомицу коннентраний с непользованием	. 771
фотоэлектронной спектроскопии	443
фотозлектронной спектроскопия. Сахоненков С.С., Филатова Е.О. Термическая стабильность многослойного зеркала W/Be и способы ее повышения	445
Сахоненков С С. Филатова F O. Формирование междазовой гранины межну тонкими споями W и Ве в	
зависимости от их толщины и порядка напыления	. 447
многослойных рентгеновских зеркал	. 449

Том 1

Сивков В.Н., Петрова О.В., Объедков А.М., Каверин Б.С., Вилков И.В., Гусев С.А., Сивков А.В., Сивков Д.В., Бакина К.А., Мальков Д.М., Некипелов С.В. NEXAFS и XPS исследования катализаторов Мо/МУНТ	. 450
Сивков Д.В., Некипелов С.В., Петрова О.В., Виноградов А.С., Мингалева А.Е., Исаенко С.И., Мака-	
ров П.А., Объедков А.М., Каверин Б.С., Вилков И.В., Гусев С.А., Аборкин А.В., Скандаков Р.Н.,	
Сивков В.Н. Исследование скрытых слоев и интерфейсов покрытий карбида вольфрама на поверх-	450
ности МУНТ методами XPS и NEXAFS спектроскопии	. 452
Смертин Р.М., Зуев С.Ю., Полковников В.Н., Свечников М.В., Чхало Н.И. Изучение влияния барьер-	
ных и аморфизирующих слоев на профиль диэлектрической проницаемости и межслоевую шерохо-	
ватость в многослойных зеркалах Ru/Be	. 454
Торопов М.Н., Ахсахалян А.А., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И. Высокоапертурный низкокогерентный	
безэталонный интерферометр с дифракционной волной сравнения	. 456
Торопов М.Н., Ахсахалян А.А., Малышев И.В., Пестов А.Е., Салащенко Н.Н., Чернышов А.К., Чха-	
ло Н.И. Высокоточный корректор волнового фронта для изучения плоских поверхностей	. 458
Фатеева Е.С., Сахоненков С.С., Гайсин А.У., Филатова Е.О. Влияние толщины слоёв Сг и Ве и их вза- имного расположения на строение межслоевой области многослойной структуры [Cr/Be] _{xN}	. 460
Филатова Е.О. Формирование межфазовых границ в многослойных рентгеновских зеркалах: теоретиче-	
ское прогнозирование межфазовых реакций и экспериментальные данные	. 462
Чернышев А.К., Пестов А.Е., Михайленко М.С., Чхало Н.И., Торопов М.Н., Малышев И.В., Ахсаха-	
лян А.А., Полковников В.Н., Куликов Н.С., Зорина М.В. Программа для коррекции локальных	
ошибок формы поверхности малоразмерным ионным пучком на основе матричного алгоритма	. 464
Чхало Н.И., Ахсахалян А.А., Вайнер Ю.А., Зорина М.В., Пестов А.Е., Свечников М.В., Торопов М.Н.,	
<i>Китаг N., Токунов Ю.М.</i> Применение нанопорошков окиси церия для полировки кремния	. 466
Шатохин А.Н., Вишняков Е.А., Колесников А.О., Николенко А.Д., Рагозин Е.Н. Схема VLS-моно-	
хроматора высокого разрешения для синхротронного излучения	. 468

СПИСОК УЧАСТНИКОВ

Ganichev Sergey D.

The University of Regensburg Universitätsstraße, 31, Regensburg, 93053, Germany +49172 3556700 Sergey.Ganichev@physik.uni-regensburg.de

Kumar Niranjan

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79300718856 kumar@ipmras.ru

Otsuji Taiichi

Tohoku University 2 Chome-1-1 Katahira, Aoba Ward, Sendai, Miyagi Prefecture 980-8577 +818018578253 otsuji@riec.tohoku.ac.jp

Tani Masahiko

University of Fukui 3 Chome-9-1 Bunkyo, Fukui, 910-8507, Япония +81776-27-8659 tani@fir.u-fukui.ac.jp

Vasanelli Angela

Laboratoire de physique de l'école normale supérieure 24 rue Lhomond, 75005 Paris, France +330144322529 angela.vasanelli@phys.ens.fr

Vasilevskiy Mikhail I.

The University of Minho Largo do Paço, Braga, 4704-553, Portugal +351253604069 mikhail@fisica.uminho.pt

Hubers Heinz-Wilhelm

German Aerospace Center (DLR), Institute of Optical Sensor Systems Raumfahrtmanagement 53227 Bonn-Oberkassel +4967055596 Heinz-Wilhelm.Huebers@dlr.de

Efremov Dmitri Victorovich

Leibniz Institute for Solid State and Materials Research Helmholtzstraße, 20, Dresden, 01069, Germany +493154629385 d.efremov@ifw-dresden.de

Il'ichev Evgeny

Institute of Photonic Technology Albert-Einstein-Straße, 9, Jena, 07745, Germany +493641206121 evgeni.ilichev@ipht-jena.de

Roditchev Dimitri

Ecole Superieure de Physique et de Chimie Industrielles de la Ville de Paris 10 rue Vauquelin 100140794575 dimitri.roditchev@espci.fr

Абрамкин Демид Суад

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия +73833306945 dalamber.07@mail.ru

Абрамов Александр Сергеевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б. Н. Ельцина». ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия +79530575333 alexander.abramov@urfu.ru

Абросимова Наталья Дмитриевна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +79506027771

andnenastik@inbox.ru

Акишева Анна Владимировна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б. Н. Ельцина». ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия +7111111111 annagudkova94@gmail.com

Акмаев Марк Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +74991326549 akmaevma@lebedev.ru

Аладышкин Алексей Юрьевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179485 aladyshkin@yandex.ru

Александров Иван Анатольевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия +7(383) 330-44-75 aleksandrov@isp.nsc.ru

Алешкин Владимир Яковлевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179482 aleshkin@ipmras.ru

Аликин Денис Олегович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина». ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия +79068075515 denis.alikin@urfu.ru

Алтыншина Гузель Рафкатовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики молекул и кристаллов Уфимского научного центра Российской академии наук пр. Октября, 71, Уфа, 450075, Россия +79272392880 guzel_altynshina7@mail.ru

Аль-Араджи Зайнаб Хуссам

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Воронежский государственный технический университет» 394026, Россия, Воронеж, Московский пр., 14 +79521062102

soamisoami4@gmail.com

Аль-араджи Зайнаб

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Воронежский государственный технический университет» 394026, Россия, Воронеж, Московский пр., 14

+79521062102 зајаза alaraja@mail.ru

zainab.alaraje@mail.ru

Андреев Борис Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79107942216 boris@ipmras.ru

Андреев Иван Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия +74965224431 andreev@issp.ac.ru

Андреева Марина Алексеевна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова» Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +79037120837 Mandreeva1@yandex.ru

Анкудинов Александр Витальевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +79313624317 alexander.ankudinov@mail.ioffe.ru

Антонов Дмитрий Александрович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +79202503324 antonov@phys.unn.ru

Антюшин Евгений Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79991200207 evgenyantyushin@ipmras.ru

Арутюнов Константин Юрьевич

Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики» 123458, Москва, ул. Таллинская, д. 34 +79296471123 karutyunov@hse.ru

Архипов Ростислав Михайлович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия +79119567068 arkhipovrostislav@gmail.com

Архипова Екатерина Александровна

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79103947900 suroveginaka@ipmras.ru

Атанасова Павлина Христова

Объединённый институт ядерных исследований ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, Россия +79856419213 poli@jinr.ru

Атепалихин Артемий Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия +79229329898 atepalikhin@hitech.cplire.ru

Афоненко Александр Анатольевич

Белорусский государственный университет пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Республика Беларусь +375297050052 a.afonenka@mail.ru

Ахматханов Андрей Ришатович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина». ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия +7343-389-95-68 andrey.akhmatkhanov@urfu.ru

Ахметова Ассель Иосифовна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова» Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +79250926757 assel1505@yandex.ru

Ахсахалян Арам Давидович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314385313 akh@ipm.sci-nnov.ru

Бабичев Андрей Владимирович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики»

пр. Кронверкский, 49, Санкт-Петербург, 197101, Россия +78123275055

a.babichev@mail.ioffe.ru

Багаев Тимур Анатольевич

Открытое акционерное общество «Научноисследовательский институт «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха» РФ, 117342, Москва, ул. Введенского, 3 +74953333325 bagaevtimur@mail.ru

Баева Эльмира Миталиповна

Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики» 123458, Москва, ул. Таллинская, д. 34 +79777478001 baeva.elm@gmail.com

Байдакова Наталия Алексеевна

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314385555 banatale@ipmras.ru

Байдусь Николай Владимирович

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314623190 bnv@nifti.unn.ru

Барышев Владимир Рудольфович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314160669 RandomData@yandex.ru

Бастракова Марина Валерьевна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +79108926041

mar.denisenko@gmail.com

Батаев Матвей Николаевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия +79310010043

batae1996@gmail.com

Баулин Роман Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова» Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +79168078061 romanbaulin17@gmail.com

Бахтизин Рауф Загидович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Башкирский государственный университет» ул. Фрунзе, 32, Уфа, 450007, Россия +73472299647 raouf@bsunet.ru

Бекин Николай Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179479 nbekin@ipm.sci-nnov.ru

Бельков Василий Валентинович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +78122927989 bel@epi.ioffe.ru

Беляков Владимир Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук пр. ак. Семенова. 1а. Черноголовка. Московская обл., 142432, Россия +74991373244 bel@landau.ac.ru

Беспалов Антон Андреевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наvк»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79026886209 bespalovaa@gmail.com

Бизяев Дмитрий Анатольевич

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского — обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук»

ул. Сибирский тракт, д. 10/7, Казань, 420029, Россия +78432319107 dbiziaev@inbox.ru

Бобков Александр Михайлович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия +79057370021 bobkov@issp.ac.ru

Бобков Григорий Александрович

Московский Физико-Технический институт (национальный исследовательский университет) 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9. +79671054231 gabobkov@mail.ru

Бобкова Ирина Вячеславовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия +79031151926 bobkova@issp.ac.ru

Бобров Александр Игоревич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +79200353537 bobrov@phys.unn.ru

Бреев Илья Дмитриевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +79110976119 breev.ilia.d@mail.ioffe.ru

Бубис Антон Владимирович

Сколковский институт науки и технологий Территория Инновационного Центра "Сколково", улица Нобеля, д. 3 Москва 143026 Россия +79261903595 bubka205@gmail.com

Бурмистров Игорь Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук пр. ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия +79099884331 burmi@itp.ac.ru

Бурцев Антон Андреевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем лазерных и информационных технологий Российской академии наук ул. Святоозерская, 1, Шатура, 140700, Россия

+79209152865 murrkiss2009@yandex.ru

Бухараев Анастас Ахметович

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского — обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук» ул. Сибирский тракт, д. 10/7, Казань, 420029, Россия 580298432319107 a bukharaev@mail.ru

Бушуев Владимир Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова» Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +74953967380 vabushuev@yandex.ru

Быков Виктор Александрович

NT-MDT Spectrum Instruments Москва, Зеленоград, проезд № 4922, дом 4, строение 3 +79852113544 vbykov@ntmdt-si.ru

Вадимов Василий Львович

Университет Аалто Университет Аалто, Эспоо, Финляндия +358466815101 vvadimov93@gmail.com

Васильевский Иван Сергеевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский ядерный

университет «МИФИ» Каширское ш., 31, Москва, 115409, Россия +79162107418 ivasilevskii@mail.ru

Васильченко Александр Анатольевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Кубанский государственный университет» ул. Ставропольская, 149, Краснодар, 350040, Россия +78612211298 a vas2002@mail.ru

Ведь Михаил Владиславович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +79101066998 mikhail28ved@gmail.com

Вилков Евгений Александрович

Фрязинский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук

пл. Введенского 1, Фрязино, Московская обл., 141190, Россия +79250376081

e-vilkov@yandex.ru

Вилков Илья Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева Российской академии наук ул. Тропинина, 49, ГСП-445, Нижний Новгород, 603950, Россия +79200072012 mr.vilkof@yandex.ru

Винниченко Максим Яковлевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого» ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия +79214111694 vinnimaks@mail.ru

Винниченко Максим Яковлевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого» ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия

+79214111694 mvin@spbstu.ru

Вихрова Ольга Викторовна

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия 306338314623120 vikhrova@nifti.unn.ru

Вишняков Евгений Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +79032886415 juk301@mail.ru

Водолазов Денис Юрьевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +783124179485 vodolazov@ipmras.ru

Войцеховский Александр Васильевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Томский государственный университет» пр. Ленина, 36, Томск, 634050, Россия +79131010077 vav43@mail.tsu.ru

Волков Владимир Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия +74956293394 volkov.v.a@gmail.com

Волков Никита Александрович

ООО «Сигм плюс» ул. Введенского, 3, Москва, 117342, Россия +79267809597 volkov_n_a@mail.ru

Высоцкий Сергей Львович

Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия +78452391236д.185 vysotsl@gmail.com

Гавриков Максим Владимирович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского» ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Россия +79172194402

maks.gavrikov.96@gmail.com

Гавриленко Владимир Изяславович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179462 gavr@ipmras.ru

Гаврищакин Георгий Дмитриевич

Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного федерального университета ул. Шевченко, 2E, Таганрог, 347922, Россия +79880952241 gavrishakin@sfedu.ru

Гагин Андрей Александрович

Лаборатория оптоэлектроники двумерных материалов Московского физико-технического института (Государственного университета) 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9 +79267869918 gagin@phystech.edu

Гайсин Айдар Уралович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия +79111411306 darikgais@gmail.com

Галин Михаил Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179483 galin@ipmras.ru

Гапоненко Николай Васильевич

Учреждение образоваия «Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники»

ул. П. Бровки, 6, Минск, 220013, Республика Беларусь

+375293-88-75 nvgnvg1@tut.by

Гапонов Михаил Станиславович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «МИРЭА — Российский технологический университет» 119454, ЦФО, г. Москва, Проспект Вернадского, д. 78 +79165417250 gaponov.m.s@yandex.ru

Гарахин Сергей Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79036574182 GarakhinS@yandex.ru

Гатин Андрей Константинович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н.Н. Семенова Российской академии наук ул. Косыгина, 4, Москва, 119991, Россия +79165647477 akgatin@yandex.ru

Герасимова Лидия Александровна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Казанский (Приволжский) федеральный университет» ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008, Россия +79046733046 lidia.gerasimova.96@mail.ru

Гимадеева Любовь Вячеславовна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина». ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия +79527366033 Iv.gimadeeva@urfu.ru

Гимазов Ильнур Илхамович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Казанского научного центра Российской Академии наук ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, Республика Татарстан, 420029, Россия +79375821074 ubvfp94@mail.ru

Глаголев Петр Юрьевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «МИЭТ» проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия +79607162568 skirdovf@mail.ru

Глинский Игорь Андреевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук Нагорный проезд, 7, корп. 8/0, Москва, 117105, Россия +79032362164 glinskiy.igor@yandex.ru

Голикова Татьяна Евгеньевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия +79164467524 golt2@list.ru

Головчанский Игорь Анатольевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)» ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия +711111111111 golov4anskiy@gmail.com

Гольцман Григорий Наумович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования

«Московский педагогический государственный университет» ул. Малая Пироговская, 1, стр.1, Москва, 119991, Россия +74992461202 goltsman10@mail.ru

Голяшов Владимир Андреевич

Том 1

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия +79915060506 vladimirgolyashov@gmail.com

Гончаров Борис Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт» пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия +79850264999 goncharov_bv@nrcki.ru

Горай Леонид Иванович

Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет им. Ж.И. Алферова Российской академии наук»

ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021, Россия +78129097133 lig@pcgrate.com

Горан Карапетров

Дрексельский университет 3141 Chestnut Street, 12-816, Philadelphia, PA 19104, USA +16308545231 goran@drexel.edu

Горбатова Анастасия Владимировна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «МИРЭА — Российский технологический университет» 119454, ЦФО, г. Москва, Проспект Вернадского, д. 78 +7495+7(985)8622206 gorbatova.anastasiya@mail.ru

Горев Роман Валерьевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179488 gorevrv@ipmras.ru

Горный Игорь Викторович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +79111237157 gornyi@yahoo.com

Горьковенко Александр Николаевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина». ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия +7(343) 389-95-67 a.n.gorkovenko@urfu.ru

Грачев Андрей Андреевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского» ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Россия +79878079458 stig133@gmail.com

Грибко Владимир Владимирович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +79092926273 gribkovladimir@icloud.com

Григорьев Павел Дмитриевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук пр. ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия +79264140139 grigorev@itp.ac.ru

Григорьева Людмила Николаевна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова» Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +79957974898 In.grigorjeva@physics.msu.ru

Гринберг Яков Семенович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Новосибирский государственный технический университет» пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630092, Россия +79139357613 yakovgreenberg@yahoo.com

Гришин Максим Вячеславович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н.Н. Семенова Российской академии наук ул.Косыгина, 4, Москва, 119991, Россия +74959397184 mvgrishin68@yandex.ru

Громашова Дарья Васильевна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Белгородский государственный национальный исследовательский университет» ул. Победы, 85, Белгород, 308015, Россия +79508708290 gromashova2016@mail.ru

Грузнев Димитрий Вячеславович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия

+74232310696 gruznev@iacp.dvo.ru

Губанов Владислав Андреевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского» ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Россия +79603562742 vladmeen@gmail.com

Губанова Юлия Андреевна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского» ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Россия +79878252984 yulya29022095@gmail.com

Гудина Светлана Викторовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. МН. Михеева Уральского отделения Российской академии наук vл. С. Ковалевской, 18. Екатеринбург. 620990. Россия +73433783788 svpopova@imp.uran.ru

Гультиков Никита Владимирович

Открытое акционерное общество «Научноисследовательский институт «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха» РФ, 117342, Москва, ул. Введенского, 3 +79671508197 nikita.gultickov@yandex.ru

Гурьянов Андрей Валерьевич

Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного федерального университета ул. Шевченко, 2Е, Таганрог, 347922, Россия +79189336830 guryanov@sfedu.ru

Гусев Сергей Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

+78314179489+122 gusev@ipmras.ru

Гусева Валерия Евгеньевна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования

«Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия 18804+79991218804 vamnell.7g@mail.ru

Данилов Юрий Александрович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314623120 danilov@nifti.unn.ru

Дворецкий Сергей Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия +73833304967 dvor@isp.nsc.ru

Девизорова Жанна Алексеевна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)»

ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия +79154335680 DevizorovaZhanna@gmail.com

Девятериков Денис Игоревич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия +79221216041

devidor@yandex.ru

Девятов Эдуард Валентинович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия +79160419538 dev@issp.ac.ru

Дедкова Анна Александровна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «Московский институт электронной техники» Москва, Зеленоград, пл. Шокина, 1 +79636047182 my name9999@mail.ru

Дементьев Петр Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +79045526926 demenp@yandex.ru

Том 1

Демидов Евгений Сергеевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +79047888762 demidov@phys.unn.ru

Демин Виктор Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт биохимической физики им. Н.М. Эмануэля Российской академии наук 4 Kosigin Str. +79166381872 victordemin88@gmail.com

Демин Глеб Дмитриевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «Московский институт электронной техники» Москва, Зеленоград, пл. Шокина, 1 +74997206907 demin@ckp-miet.ru

Дикарева Наталья Васильевна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314623190 dnat@ro.ru

Дмитриев Дмитрий Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук

пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия +79139287299

ddmitriev@isp.nsc.ru

Доброхотов Петр Леонидович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» Каширское ш., 31, Москва, 115409, Россия +79672987459 pldobrokhotov@mephi.ru

Дорохин Михаил Владимирович

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314623120 dorokhin@nifti.unn.ru

Дричко Ирина Львовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +79219274315 irina.l.drichko@mail.ioffe.ru

Дровосеков Алексей Борисович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физических проблем им. П.Л. Капицы Российской академии наук ул. Косыгина, 2, Москва, 119334, Россия +74991376820 drovosekov@kapitza.ras.ru

Дрязгов Михаил Александрович

Московский институт электроники и математики им. А.Н. Тихонова Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики» Таллинская, д.34, Москва, 123458, Россия +79123032168 mdryazgov@hse.ru

Дубинин Иван Сергеевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +79040382093

VanyaBesMata@mail.ru

Дубинов Александр Алексеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +7(831)417-94-82+234 sanya@ipmras.ru

Дуров Кирилл Вячеславович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия 38784+79536938784 zevs2801@mail.ru

Духан Денис Дмитриевич

Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного федерального университета ул. Шевченко, 2E, Таганрог, 347922, Россия +79094142346 duhan@sfedu.ru

Дьяков Сергей Александрович

Сколковский институт науки и технологий Территория Инновационного Центра «Сколково», улица Нобеля, д. 3 Москва 143026 Россия +79265674423 s.dyakov@skoltech.ru

Дёмина Полина Борисовна

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия +79063678791 demina@phys.unn.ru

Евсиков Илья Дмитриевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «МИЭТ» проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия +79166650677

evsikov.ilija@yandex.ru

Ежевский Александр Александрович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +79107913006 ezhevski@phys.unn.ru

Екомасов Евгений Григорьевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Башкирский государственный университет» ул. Фрунзе, 32, Уфа, 450007, Россия +79173462278 EkomasovEG@gmail.com

Ельцов Константин Николаевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия +79037295923 eltsov@kapella.gpi.ru

Еремин Илья Михайлович

Рурский университет в Бохуме 44801, Бохум, Университетштрассе, 150 +49156529876 ieremin@yandex.ru

Ерофеева Ирина Викторовна

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

+79051937343 irfeya@mail.ru

Ершов Алексей Валентинович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314623306 ershov@phys.unn.ru

Ерёменко Михаил Михайлович

Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного федерального университета ул. Шевченко, 2E, Таганрог, 347922, Россия +79518275951 mmeremenko@gmail.com

Есин Михаил Юрьевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук

пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия +79233053007 yesinmisha@yandex.ru

Жолудев Максим Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +7(831) 417-94-82 +262

zholudev@ipmras.ru

Жукавин Роман Хусейнович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179479 zhur@ipmras.ru

Жуков Алексей Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия +74965228341 azhukov@issp.ac.ru

Жуков Алексей Евгеньевич

Санкт-Петербургский филиал федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики"»

190008, г. Санкт-Петербург, ул. Союза Печатников, д. 16 +78125345850

zhukale@gmail.com

Жуков Андрей Олегович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +79601831304

zhukov967@gmail.com

Забавичев Илья Юрьевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314623265

zabavichev.rf@gmail.com

Заворницын Роман Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия +79126881380 zavornitsyn@imp.uran.ru

Зайнагутдинов Айдар Рустэмович

Том 1

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +78312989462 zova1066@mail.ru

Зайнуллин Фархад Алмазович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «МИРЭА — Российский технологический университет» 119454, ЦФО, г. Москва, Проспект Вернадского, д. 78 +79261337348 madflyzero@gmail.com

Зайцева Эльза Гайнуллаевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук

пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия +7(383) 330 67 68 zayceva@isp.nsc.ru

Заморянская Мария Владимировна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +79219171582 zamor.mv@gmail.com

Захаров Ян Андреевич

Учреждение образоваия «Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники»

ул. П. Бровки, 6, Минск, 220013, Республика Беларусь

+375447713183 zakharov.ian1@gmail.com

Здоровейщев Антон Владимирович

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия +79108986824 zdorovei@gmail.com

Здоровейщев Даниил Антонович

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия +79159311720 daniel.zdorov@gmail.com

Зиновьев Владимир Анатольевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия +7(383)333-25-19 zinoviev19@mail.ru

Зорина Мария Владимировна

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179476 mzor@ipmras.ru

Зотов Андрей Вадимович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия +74232310412 zotov@iacp.dvo.ru

Зюзин Владимир Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук пр. ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия +79319755455 zyuzin.vova@gmail.com

Иванов Алексей Александрович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого» ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия +79533717510 aleksei98.ivanov@gmail.com

Иванов Алексей Сергеевич

АО Научно-производственное предприятие «Салют» 603950 г. Нижний Новгород ул. Ларина, д. 7 +79043905885 ivanov.2582@yandex.ru

Иванов Николай Аркадьевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Иркутский государственный технический университет» ул. Лермонтова, 83, Иркутск, 664074, Россия +73952-405903 ivnik@istu.edu

Иконников Антон Владимирович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова» Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +74959391151 antikon@physics.msu.ru

Ильин Александр Иванович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл.,

142432, Россия +79853118088 alivil2017@yandex.ru

Ильина Марина Владимировна

Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного федерального университета ул. Шевченко, 2E, Таганрог, 347922, Россия +78634371611 mailina@sfedu.ru

Илькив Игорь Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет им. Ж.И. Алферова Российской академии наук»

ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021, Россия +79046082025 fiskerr@ymail.com

Ильясов Александр Игоревич

Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт» пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия +79602674735 sashailyasov99@gmail.com

Ичкитидзе Леван Павлович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «МИЭТ» проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия +7+79150818258 ichkitidze@bms.zone

Кавеев Андрей Камильевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +78122976411 kaveev@mail.ioffe.ru

Калашникова Александра Михайловна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +79213221286 kalashnikova@mail.ioffe.ru

Калентьева Ирина Леонидовна

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автоном-

ного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия +79202920787 istery@rambler.ru

Калинников Михаил Анатольевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79524468006 kalinnikov@ipmras.ru

Калитухо Инна Викторовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +79531660645 kalitukha@gmail.com

Камзин Александр Сергеевия

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +79219666616 ASKam@mail.ioffe.ru

Капитонов Юрий Владимирович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия +79213261185 yury.kapitonov@spbu.ru

Капралов Кирилл Николаевич

Лаборатория оптоэлектроники двумерных материалов Московского физико-технического института (Государственного университета) 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9 +79267875583 kapralov.kn@phystech.edu

Карамов Данфис Данисович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики молекул и кристаллов Уфимского научного центра Российской академии наук пр. Октября, 71, Уфа, 450075, Россия

+79279610735 karamov_danfis@bk.ru

Каратаев Андрей Владимирович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет»

Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия +79131392547 farif123@mail.ru

Караштин Евгений Анатольевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179488 eugenk@ipmras.ru

Карпова Анастасия Андреевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +79522254247

va7059va@yandex.ru

Касатиков Сергей Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия +79110984341 fiztl@Yandex.ru

Квон Зе Дон

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

+73833306733 kvon@isp.nsc.ru

Ким Павел Павлович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «Московский институт электронной техники» Москва, Зеленоград, пл. Шокина, 1 +74997206907 KimP@ckp-miet.ru

Кимель Алексей Вольдемарович

Университет Радбауда, Radboud University Heyendaalseweg 135, 6525 AJ +31611627179 aleksei.kimel@ru.nl

Кинев Николай Вадимович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия +74956293418 nickolay@hitech.cplire.ru

Кирилюк Андрей Иванович

Университет Радбауда, Radboud University Heyendaalseweg 135, 6525 AJ +310243653945 andrei.kirilyuk@ru.nl

Кириченко Алексей Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +79179175490066

a.s.kiri4enko@gmail.com

Кислинский Юлий Вячеславович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия +7495 629 74 31 stepanaiii@gmail.com

Клеммер Павел Сергеевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС» Ленинский пр., 4, Москва, 119991, Россия +79999705564 pavel.klemmer@mail.ru

Климов Александр Эдуардович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия +73833307883 klimov@isp.nsc.ru

Клоков Андрей Юрьевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +74991326545 klokov@sci.lebedev.ru

Ковалевский Константин Андреевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179479 atan4@yandex.ru

Козлов Дмитрий Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314384045 dvkoz@ipmras.ru

Коломийцев Алексей Сергеевич

Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного федерального университета ул. Шевченко, 2E, Таганрог, 347922, Россия +79185717854 alexey.kolomiytsev@gmail.com

Конаков Антон Алексеевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +79103910467 konakov_anton@mail.ru

_

Конев Виталий Владимирович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина». ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия +7912 268 78 07 vitaliy.konev@urfu.ru

Коненкова Елена Васильевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +78122927344 lena@triat.ioffe.ru

Копасов Александр Андреевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79877410867 kopasov@ipmras.ru

Корнилов Виктор Михайлович

Федеральное государственное образовательное учреждение высшего образования «Башкирский государственный педагогический университет им. М. Акмуллы» ул. Октябрьской революции, За, Уфа, 450000, Россия

97. Октябрьской революций, за, уфа, 450000, Россия +79610391952 kornilov@anrb.ru

Коршунов Максим Михайлович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия +79080119774 mkor@iph.krasn.ru

Коряжкина Мария Николаевна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +79101284987 mahavenok@mail.ru

Косарев Александр Николаевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования

«Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого» ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия +79650930455 sash778@gmail.com

Котова Любовь Викторовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +7(812) 297-2245 kotova@mail.ioffe.ru

Кочаровская Екатерина Рудольфовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия +7831-4160669 catrings@gmail.com

Кочаровский Владимир Владиленович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314164894 kochar@appl.sci-nnov.ru

Кочнев Денис Олегович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского» ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Россия +79626255269 kochnevdo@mail.ru

Кошелев Василий Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «МИРЭА — Российский технологический университет» 119454, ЦФО, г. Москва, Проспект Вернадского, д. 78 +79167432493 90znh06@gmail.com

Кравцов Евгений Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия +73433783591 kravtsov@imp.uran.ru

Красилин Андрей Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +79213876196 ikrasilin@gmail.com

Красильник Захарий Фишелевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +7(831) 417–94–74

Krasilnik@list.ru

Краснов Владимир Михайлович

Физический Департамент Fysikum, AlbaNova University Center, SE-10691 Stockholm, Sweden +46855378606 vladimir.krasnov@fysik.su.se

Криштоп Владимир Григорьевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук

ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия +74965244016 vgkvgk@mail.ru

Крюков Руслан Николаевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +7+79308154612 kriukov.ruslan@yandex.ru

Кудасов Юрий Бориславович

Федеральное государственное унитарное предприятие Российский федеральный ядерный центр Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики пр. Мира, 37, Саров, 607188, Россия +78313027239 yu_kudasov@yahoo.com

Кудрин Алексей Владимирович

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия +79307153154 alex2983@yandex.ru

Кудряшов Андрей Владимирович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)» ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия +79110274598 kudriashov.av@phystech.edu

Кузин Сергей Вадимович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +79167950693 s.kuzin@lebedev.ru

Кузнецов Алексей Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет им. Ж.И. Алферова Российской академии наук» ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021, Россия +79819577421 leshiy2698@mail.ru

Кузнецов Михаил Алексеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79527704769 Mikhail5340@gmail.com

Кузнецов Юрий Михайлович

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия +79108704144 yurakz94@list.ru

Кузнецова Ирина Александровна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова ул. Советская, 14, Ярославль, 150000, Россия +79109710399 kuz@uniyar.ac.ru

Кузнецова Мария Сергеевна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия +79215581876 mashakuznecova@bk.ru

Кузьмин Леонид Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева» ул. Минина, 24, ГСП-41, Нижний Новгород, 603950, Россия +79055411291 kuzmin@chalmers.se

Кукушкин Владимир Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314160692 vakuk@appl.sci-nnov.ru Объединённый институт ядерных исследований ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, Россия +79652395265 kulikov@theor.jinr.ru

Кунцевич Александр Юрьевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +7+74991326822 kuntsevich.alexander@gmail.com

Курин Владислав Викторович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179452

kurin@ipmras.ru

Курляндская Галина Владимировна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина». ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия +7343414387 galinakurlyandskaya@urfu.ru

Лапушкин Михаил Николаевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +78122927114 lapushkin@ms.ioffe.ru

Ларин Тимофей Дмитриевич

Учреждение образоваия «Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники»

ул. П. Бровки, 6, Минск, 220013, Республика Беларусь +375333346788 tilar2001@tut.by

Лебедев Михаил Вячеславович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +78122927344 mleb@triat.ioffe.ru

Литвинов Дмитрий Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +79151491776 litvinov.da@phystech.edu

Лобаев Михаил Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314164960 lobaev@appl.sci-nnov.ru

Лобанов Дмитрий Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179465 dima@ipmras.ru

Логинов Артем Борисович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова» Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +79161497066 temalog@yandex.ru

Логинов Борис Альбертович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «МИЭТ» проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия +74953646093 b-loginov@mail.ru

Логинов Дмитрий Константинович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия +78124284546 loginov999@gmail.com

Лозовой Кирилл Александрович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Томский государственный университет» пр. Ленина, 36, Томск, 634050, Россия +73822413517 Ika@sibmail.com

Лопатин Алексей Яковлевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314385313 lopatin@ipm.sci-nnov.ru

Лучин Валерий Иванович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79047842714 luchin@ipmras.ru

Лысов Михаил Сергеевич

Том 1

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина». ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия +79122345050 mikhail.lysov@urfu.ru

Мазаник Андрей Аркадьевич

Объединённый институт ядерных исследований ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, Россия +79199627354 mazanandrey@gmail.com

Мазов Лев Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

+78312580388 mazov@ipm.sci-nnov.ru

Майзлах Алексей Андреевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия +79152526773 mayzlah@yandex.ru

Макарова Марина Викторовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия +79676377651 makarova@imp.uran.ru

Макарцев Илья Владимирович

АО Научно-производственное предприятие «Салют» 603950 г. Нижний Новгород ул. Ларина, д. 7 +79503670058 ilya0296@gmail.com

Максимов Андрей Анатольевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия +79055081866 maksimov@issp.ac.ru

Максимова Ольга Александровна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия +79131793307 maximo.a@mail.ru

Малышев Илья Вячеславович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79026815538 ilya-malyshev@ipmras.ru

Мараева Евгения Владимировна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина)» ул. Профессора Попова, 5, Санкт-Петербург,

197376, Россия +79522125052 jenvmar@mail.ru

Маремьянин Кирилл Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179482

kirillm@ipmras.ru

Мартышкин Александр Александрович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского» ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Россия +79873791538 aamartyshkin@gmail.com

Марычев Павел Михайлович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79159460942 observermp@yandex.ru

Маслов Дмитрий Андреевич

Федеральное государственное унитарное предприятие Российский федеральный ядерный центр Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики пр. Мира, 37, Саров, 607188, Россия +78313027146 maslov_dem@mail.ru

Матецкий Андрей Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия +79024865035 mateckij@iacp.dvo.ru

Мацукатова Анна Никосовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт» пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия +79160194628 silver1-00@mail.ru

Машинский Константин Викторович

Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия +79173026845 konstantin-m92@yandex.ru

Медведев Алексей Эдуардович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук пр. Ак.Лаврентьева, 13/3, Новосибирск, 630090, Россия. +73833304736

spectr_m@mail.ru

Мельников Александр Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

+79103929860 melnikov@ipm.sci-nnov.ru

Миляев Михаил Анатольевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия +73433783881 milvaev@imp.uran.ru

Милёхин Александр Германович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

нр. Ак. Лавренъева, 13, новоснойрск, 030090, Россия +73833308204

milekhin@isp.nsc.ru

Минтаиров Александр Миссавирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия 099739111543900 amintairov@gmail.com

Миньков Григорий Максимович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов

им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия

ул. С. ковалевской, то, Екатериноург, 620990, Россия +79226015461 grigori.minkov@imp.uran.ru

Миронов Виктор Леонидович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79030601267

mironov@ipmras.ru

Миронов Сергей Викторович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79519142322

sermironov@rambler.ru

Михайленко Михаил Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79990727677 mikhaylenko@ipmras.ru

Михайлов Андрей Валерьевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия +78124284546 mikhailovav@yandex.ru

Михайлов Михаил Юрьевич

изико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина Национальной академии наук Украины пр. Ленина, 47, Харьков, 61103, Украина +380573410907 mikhailov@ilt.kharkov.ua

Михайлов Николай Николаевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия +73833304967 mikhailov@isp.nsc.ru

Михайлова Татьяна Владиславовна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского»

295007, Республика Крым, г. Симферополь, проспект Академика Вернадского, 4 +79787438395 tatvladismikh@cfuv.ru

Мишин Алексей Викторович

Том 1

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук уп. Уп. дна нова 46. Никний Новгород 603950. Россия

ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия +79535749948 mishin.nn@mail.ru

Моисеенко Илья Михайлович

Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия +78452511179 quikc@yandex.ru

Морозов Михаил Юрьевич

Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия

ул. зеленая, зо, Саратов, 410019, Россия +78452511179 mikkym@mail.ru

Морозова Анна Сергеевна

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского – обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук»

ул. Сибирский тракт, 10/7, г. Казань, 420029, Россия +79376172526

morozova_anna_s@mail.ru

Москвин Александр Сергеевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина». ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия +73432694431 alexander.moskvin@urfu.ru

Муравьев Вячеслав Михайлович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия +74965224418 muravev_vm@mail.ru

Мурзин Алексей Олегович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия +79992014553 a.murzin@2015.spbu.ru

Мурзина Татьяна Владимировна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова» Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +74959393669 murzina@mail.ru

Мыльников Дмитрий Александрович

Лаборатория оптоэлектроники двумерных материалов Московского физико-технического института (Государственного университета) 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9 +79268188618 altsiona@yandex.ru

Нагаев Кирилл Эдуардович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия +74956293435 nag@cplire.ru

Наумов Андрей Витальевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт спектроскопии Российской академии наук ул. Физическая, 5, Троицк, Московская обл., 142190, Россия +79104706703 a_v_naumov@mail.ru

Неверов Владимир Николаевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия +73433783706 neverov@imp.uran.ru

Нежданов Алексей Владимирович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +79200240282

nezhdanov@phys.unn.ru

Некипелов Сергей Вячеславович

Физико-математический инстиут, Федеральный исследовательский центр «Коми научный центр Уральского отделения Российской академии наук» ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982, Россия +78212391451 nekipelovsv@mail.ru

Некоркин Сергей Михайлович

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия +79026815223 nekorkin@nifti.unn.ru

Нечай Андрей Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +74561666

nechay@ipm.sci-nnov.ru

Никитов Сергей Аполлонович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия +74956293387 nikitov@cplire.ru

Никитченко Андрей Игоревич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +79112373123 nikitchenko@mail.ioffe.ru

Николаев Александр Васильевич

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +74959395163 alex_benik@mail.ru

Николаев Илья Дмитриевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова» Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +79163759078 nid98@mail.ru

Николаев Сергей Николаевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +74991326448 nikolaev-s@yandex.ru

Никулин Юрий Васильевич

Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия +79603580392 yvnikulin@gmail.com

Новиков Алексей Витальевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179480 anov@ipmras.ru

Новокшонов Сергей Георгиевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия +73433783788 nov@imp.uran.ru

Носач Евгений Владимирович

Московский Физико-Технический институт (национальный исследовательский университет) 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9. +79154508132 evgeny.nosach@phystech.edu

Нургазизов Нияз Ильгизович

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского – обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук» ул. Сибирский тракт, 10/7, г. Казань, 420029, Россия +78432319107

niazn@mail.ru

Овсянников Геннадий Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия +74956297431 gena@hitech.cplire.ru

90114 C 11100110 p 11 0 1 4

Овчаренко Сергей Вадимович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский технологический университет» пр. Вернадского, 78, Москва, 119454, Россия +79168617300 serg30101993@gmail.com

Овчинников Сергей Геннадьевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия +73912432906 sgo@iph.krasn.ru

Одинцов Сергей Александрович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н Г. Чернышевского» ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Россия +79379372633867 odinoff@gmail.com

Орлов Виталий Александрович

Том 1

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Сибирский федеральный университет» пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041, Россия +79039233717 vaorlov@sfu-kras.ru

Орлова Надежда Николаевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия +79629480627 honna@issp.ac.ru

Охапкин Андрей Игоревич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179450

andy-ohapkin@yandex.ru

Павлов Николай Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +79117668133 pavlovnv@mail.ioffe.ru

Павлова Татьяна Витальевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия +79169109810 tania.v.pavlova@gmail.com

Панкратов Андрей Леонидович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79051913223

alp@ipmras.ru

Панов Юрий Демьянович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б. Н. Ельцина». ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия +73432694431 yuri.panov@urfu.ru

Парафин Алексей Евгеньевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179493 parafin@ipmras.ru

Пашин Дмитрий Сергеевич

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»

пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия +79506150773 pashindmi@gmail.com

Перекалов Александр Алексеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79159311007

alexander.152rus@yandex.ru

Перов Анатолий Александрович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +79202992054 wkb@inbox.ru

Пестов Алексей Евгеньевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179476 aepestov@ipm.sci-nnov.ru

Пестов Евгений Евгеньевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179485 pestov@ipmras.ru

Петрушков Михаил Олегович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия +783833331967 maikdi@isp.nsc.ru

Пименов Никита Юрьевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «МИРЭА — Российский технологический университет» 119454, ЦФО, г. Москва, Проспект Вернадского, д. 78 +79660201777 nikitapimenov13@gmail.com

Пирожков Александр Сергеевич

National Institutes for Quantum and Radiological Science and Technology, Япония +81774713371 pirozhkov.alexander@qst.go.jp
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +79213033739 nike@hpld.ioffe.ru

Планкина Светлана Михайловна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314623306 plankina@phys.unn.ru

Пластовец Вадим Денисович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79616338411

plastovec26@gmail.com

Платунов Михаил Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия

+79135381190 ms-platunov@yandex.ru

Плешков Роман Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

+79108789261

gtmtb22@yandex.ru

Плиговка Андрей Николаевич

Учреждение образоваия «Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники» ул. П. Бровки, 6, Минск, 220013, Республика Беларусь

 ул. п. Бровки, 6, Минск, 220013, Республика Беларусь +375447309581 pligovka@bsuir.by

Погосов Вальтер Валентинович

Федеральное государственное унитарное предприятие Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова ул. Сущевская, 22, Москва, 127055, Россия +79263596034 walter.pogosov@gmail.com

Поздняков Михаил Михайлович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «Московский институт электронной техники» Москва, Зеленоград, пл. Шокина, 1 +79253239610 pozdnjakov.m@ckp-miet.ru

Полищук Ольга Витальевна

Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия +78452511179

polischuk.sfire@mail.ru

Полковников Владимир Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79030601487

polkovnikov@ipmras.ru

Пономарев Дмитрий Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук Нагорный проезд, 7, корп. 8/0, Москва, 117105, Россия +79268552731

ponomarev_dmitr@mail.ru

Попов Владимир Геннадьевич

АО «ИнфоТеКС» 127287, Москва, Старый Петровско-Разумовский проезд, 1/23, стр. 1 +79154956121 sokhatiy@gmail.com

Преображенский Евгений Игоревич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия +79100062649 evgenypr123@gmail.com

Приходько Кирилл Евгеньевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт» пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия +74991969215 prihodko_ke@nrcki.ru

Пузанов Александр Сергеевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314623266 aspuzanov@inbox.ru

aspuzanov@inbox.ru

Пунегов Василий Ильич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Коми научный центр Уральского отделения РАНления РАН ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982, Россия +78212391461 punegv@rambler.ru

Путилов Алексей Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79092982681 alputilov@mail.ru

Разова Анна Александровна

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79107997544

ania.razova@yandex.ru

Рахмонов Илхом Рауфович

Объединённый институт ядерных исследований ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, Россия +790575447604962163734 rahmonov@theor.jinr.ru

Резник Александр Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +74179497 reznik@ipmras.ru

Резник Родион Романович

Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет им. Ж.И. Алферова Российской академии наук»

ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021, Россия +79110836901

moment92@mail.ru

Реунов Дмитрий Георгиевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79030527132

reunov dima@ipmras.ru

Родионов Данил Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия +79101559045 denil_r@mail.ru

Родионова Валерия Викторовна

Балтийский федеральный университет им. И. Канта ул. А. Невского, 14, Калининград, 236016, Россия +79003468482 valeriarodionova@gmail.com

Романова Оксана Борисовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия +7(391) 243-89-23 rob@iph.krasn.ru

Рудык Николай Николаевич

Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного федерального университета ул. Шевченко, 2E, Таганрог, 347922, Россия 78634371611 rudyk0918@gmail.com

Ружицкий Всеволод Игоревич

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +79636304816

vi.ruzhickiy@physics.msu.ru

Румянцев Владимир Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

+78314179482 rumyantsev@ipmras.ru

Русецкий Вадим Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук

пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия +79538909319 vodim10220405 @vondex.ru

vadim19230495@yandex.ru

Рыбкин Артем Геннадиевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия +79045558672 arton@inbox.ru

Рыбкина Анна Алексеевна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия +79602366935 rybkina-anna@bk.ru

Рыков Артём Владимирович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +79503694410 rikov@nifti.unn.ru

Рыльков Владимир Васильевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт» пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия +74991967100доб.3293 vvrylkov@mail.ru

Рязанов Валерий Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл. 142432. Россия +79031279538 valery.ryazanov@gmail.com

Сабитов Дамир Равильевич

Открытое акционерное общество «Научноисследовательский институт «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха» РФ, 117342, Москва, ул. Введенского, 3 +79032860675 d.sabitov@siplus.ru

Савинов Денис Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179485#257 savinovda@ipmras.ru

Савостин Егор Олегович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +79119132119 egorsavostin@gmail.com

Садаков Андрей Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +79166208779 andrey.sadakov@gmail.com

Садовников Александр Владимирович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского» ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Россия +79033868480 sadovnikovav@gmail.com

Саенко Александр Викторович

Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного федерального университета ул. Шевченко, 2Е, Таганрог, 347922, Россия +79897044001 avsaenko@sfedu.ru

Сайпулаева Луиза Абдурахмановна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского научного центра Российской академии наук ул. М. Ярагского, 94, Махачкала, Республика Дагестан, 367003, Россия +79288776891 luizasa11@mail.ru

Саламатов Юрий Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия +79226041849 salamatov@imp.uran.ru

Салащенко Николай Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314607692 salashch@ipmras.ru

Самарцев Илья Владимирович

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»

пр. Гагарина 23/3. Нижний Новгород. 603950. Россия +79051924187 woterbox@mail.ru

Саматов Михаил Рустамович

Московский институт электроники и математики им. А.Н. Тихонова Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики» Таллинская, д.34, Москва, 123458, Россия +79252170710 mrsamatov@edu.hse.ru

Самосват Дмитрий Михайлович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +78122927367 samosvat@yandex.ru

Самохвалов Алексей Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

+79257789871 samokh@ipmras.ru

Самошкина Юлия Эрнестовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук

Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия +79233017406 uliag@iph.krasn.ru

Сапожников Максим Викторович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179485 msap@ipmras.ru

Саранин Александр Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия +79025558457 asaranin@gmail.com

Сатанин Аркадий Михайлович

Федеральное государственное унитарное предприятие Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова ул. Сущевская, 22, Москва, 127055, Россия +79775717415 sarkady@mail.ru

Сафина Виолетта Артуровна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина». ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия +79080030490 viola1999@mail.ru

Сафонов Сергей Станиславович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия +74956297382 sergej-safonov-81@bk.ru

Сахоненков Сергей Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия +78124284352 sergei.sakhonenkov@gmail.com

Свайкат Нада

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Воронежский государственный технический университет» 394026, Россия, Воронеж, Московский пр., 14 0079585094920 nada.s84@mail.ru

Свалов Андрей Владимирович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина».

ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия +73433899706 andrey.svalov@urfu.ru

Светогоров Владимир Николаевич

Открытое акционерное общество «Научноисследовательский институт «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха» РФ. 117342. Москва. ул. Введенского. 3 +79160922061 svetogorvlad@mail.ru

Свечников Михаил Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79200466691 svch1991@gmail.com

Свинцов Дмитрий Александрович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)» ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия +79267108491

svintcov.da@mipt.ru

Селезнев Михаил Евгеньевич

Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия +79063152195 mixanich94@mail.ru

Семенов Михаил Борисович

Пензенский государственный университет 440026, г. Пенза, ул. Красная, 40 +79631020725 misha29.02.1@gmail.com

Семенов Николай

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия +79055175926 nikolai.semenov@issp.ac.ru

Семиков Даниил Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79527706420 semikov.da@mail.ru

Сибирев Николай Владимирович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия +78126353098 n.sibirev@spbu.ru

Сибирмовский Юрий Дмитриевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» Каширское ш., 31, Москва, 115409, Россия +79067502374 Sibirmovsky@gmail.com

Сивков Виктор Николаевич

Физико-математический инстиут, Федеральный исследовательский центр «Коми научный центр Уральского отделения Российской академии наук» ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982, Россия +78212391461 sivkovvn@mail.ru

Сивков Данил Викторович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Коми научный центр Уральского отделения РАНления РАН ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982, Россия +78212244262 danjorno@yandex.ru

Силаев Михаил

Университет Ювяскула Department of Physics and Nanoscience Center, University of Jyvaskyla, P.O. Box 35 (YFL), FI-40014, Finland +79108761366 silaev@kth.se

Силкин Владимир Владимирович

Лаборатория оптоэлектроники двумерных материалов Московского физико-технического института (Государственного университета) 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9 +79992359663 silkin.vv@phystech.edu

Скворцов Михаил Андреевич

Сколковский институт науки и технологий Территория Инновационного Центра «Сколково», улица Нобеля, д. 3 Москва 143026 Россия +79165123236 skvor@itp.ac.ru

Скороходов Евгений Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79063624981 evgeny@ipmras.ru

Скрябина Ольга Викторовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия +79164308012 oskrya@gmail.com

Славин Андрей

Oakland University 318 Meadow Brook Rd, Rochester, MI 48309, Соединенные Штаты +1(248) 370-3401 slavin@oakland.edu

Слаутин Борис Николаевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина». ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия +79222185852 boris.slautin@urfu.ru

Смагина Жанна Викторовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия +7383383332519

smagina@isp.nsc.ru

Смертин Руслан Маратович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79307041750 smertin_ruslan@ipmras.ru

Соколовская Ольга Игоревна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова» Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +79067436234 demetrianka@gmail.com

Соколовский Григорий Семенович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +78122927914 gs@mail.ioffe.ru

Сошников Илья Петрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +79219840160 ipsosh@beam.ioffe.ru

Спевак Евгений

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования

«Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина». ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия +79126259648 spevak155@gmail.com

Степанов Илья Александрович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана (национальный исследовательский университет)» ул. 2-я Бауманская, 5, стр.1, 105005, Россия

+79169959804 ill99@mail.ru

Степанов Станислав Викторович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Башкирский государственный университет» ул. Фрунзе, 32, Уфа, 450007, Россия +79603908941 stepanovsv2008@gmail.com

Степихова Маргарита Владимировна

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79101215820 mst@ipmras.ru

Степушкин Михаил Владимирович

Фрязинский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук пл. Введенского 1, Фрязино, Московская обл., 141190, Россия

+79160799262 COKPOWEHEU@yandex.ru

Столяров Василий Сергеевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)»

ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия 890089037789008

vasiliy.stoliarov@gmail.com

Сурис Роберт Арнольдович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +78122927336 suris@theory.ioffe.ru

Суханова Татьяна Евгеньевна

Федеральное государственное унитарное предприятие «Ордена Ленина и ордена Трудового Красного Знамени научно-исследовательский институт синтетического каучука им. академика С.В. Лебедева» ул. Гапсальская, 1, Санкт-Петербург, 198035, Россия +79213984212 tat_sukhanova@bk.ru

Сухаревич Денис Александрович

Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного федерального университета ул. Шевченко, 2E, Таганрог, 347922, Россия +79896213608 mastuvtyop@mail.ru

Сушков Артем Александрович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +79107968101

sushkovartem@gmail.com

Сёмкин Валентин Андреевич

Лаборатория оптоэлектроники двумерных материалов Московского физико-технического института (Государственного университета) 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9 +79264632566 semkin.va@phystech.edu

Таланов Юрий Иванович

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского — обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук» ул. Сибирский тракт, д. 10/7, Казань, 420029, Россия +78432319123

talanov@kfti.knc.ru

Тарасенко Сергей Анатольевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +78122927155 tarasenko@coherent.ioffe.ru

Тарасов Андрей Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия +79237087612 tarasov1916@yandex.ru

Тарасов Иван Анатольевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия

+7391249455614 tia@iph.krasn.ru

Тарасов Михаил Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук +79165826043 tarasov@hitech.cplire.ru

Тарасова Елена Александровна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +79101202550 thelen@yandex.ru

Татарский Дмитрий Аркадьевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79101082536 tatarsky@ipmras.ru

Телегин Константин Юрьевич

Открытое акционерное общество «Научноисследовательский институт «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха» РФ, 117342, Москва, ул.Введенского, 3 +79169834933 k.telegin@siplus.ru

Темирязев Алексей Григорьевич

Фрязинский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук пл. Введенского 1, Фрязино, Московская обл., 141190, Россия +79163069408

temiryazev@gmail.com

Темирязева Марина Павловна

Фрязинский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук пл. Введенского 1, Фрязино, Московская обл., 141190, Россия +79165289530 mtemiryazeva@gmail.com

Теп Фредерик

Université Montpellier 2 Sciences et Techniques Place Eugène Bataillo, Montpellier, 34095, France +330467144124 frederic.teppe@gmail.com

Терещенко Олег Евгеньевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия +73833307883

teresh@isp.nsc.ru

Тетельбаум Давид Исаакович

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия +79601711942 tetelbaum@phys.unn.ru

Титова Елена Игоревна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)» ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия +79150355251

titova@phystech.edu

Тиходеев Сергей Григорьевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова» Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +79163852262 tikh@gpi.ru

Тихонов Евгений Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия +74965228335 tikhonov@issp.ac.ru

Тойкка Андрей Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение «Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова» Национального исследовательского центра «Курчатовский институт» мкр. Орлова роща, 1, Гатчина, 188300, Россия +79992172303 atoikka@obraz.pro

Томинов Роман Викторович

Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного федерального университета ул. Шевченко, 2Е, Таганрог, 347922, Россия 8634371629 tominov@sfedu.ru

Торопов Михаил Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179476 write75@rambler.ru

Третьяков Олег Александрович

University of New South Wales The University of New South Wales, Sydney, NSW 2052, Australia +19793149655 o.tretiakov@unsw.edu.au

Турыгин Антон Павлович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина». ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия +79058060967 anton.turygin@urfu.ru

Уаман Светикова Татьяна Аурелия

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова» Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +79060643636 aurelia8002@dmail.com

Удалов Олег Георгиевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79200438574

udalov@ipmras.ru

Усанов Дмитрий Андреевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314623314

usanov@phys.unn.ru

Усов Юрий Вадимович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +79697644830 usov@phys.unn.ru

Уставщиков Сергей Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +783124179485 sergey@ipmras.ru

Уткин Дмитрий Евгеньевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук

пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия +73833309082

utkinde@isp.nsc.ru

Уточкин Владимир

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79616390926

xenonum@bk.ru

Ушаков Дмитрий Владимирович

Белорусский государственный университет пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Республика Беларусь +375 295017190 ushakovdvu@gmail.com

Фадеев Михаил Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +7908593592 fadeev@ipmras.ru

Фатеев Денис Васильевич

Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия +792710440628452391237 Fateevdv@yandex.ru

Фатеева Елизавета Сергеевна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия +79046053334 fateeva.liza@yandex.ru

Федулов Фёдор Александрович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «МИРЭА — Российский технологический университет» 119454, ЦФО, г. Москва, Проспект Вернадского, д. 78 +79035200948 ostsilograf@ya.ru

Филатов Дмитрий Олегович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +79107979536 фрати, filotov@ipbox.ru

dmitry_filatov@inbox.ru

Филатова Елена Олеговна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия +79213334387 elenaofilatova@mail.ru

Филимонов Юрий Александрович

Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия +78452272401 yuri.a.filimonov@gmail.com

Фирсов Дмитрий Анатольевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого» ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251,

Россия +79217988231

dmfir@rphf.spbstu.ru

Фомин Лев Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия +74965244255

fomin@iptm.ru

Фоминов Яков Викторович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук пр. ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия +79104661489 fominov@landau.ac.ru

Фоминский Михаил Юрьевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия +74956293418 ffke@yandex.ru

Хабарова Анастасия Викторовна

Государственное научное учреждение «Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова Национальной академии наук Беларуси». ул. П. Бровки, 15, Минск, 220072, Беларусь.

+375447336709 av.khabarova@mail.ru

Хабибуллин Рустам Анварович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук Нагорный проезд, 7, корп. 8/0, Москва, 117105, Россия +79104637930 khabibullin@isvch.ru

Хазанова Софья Владиславовна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314623308 khazanova@phys.unn.ru

Хаймович Иван Михайлович

Max Planck Institute for the Physics of Complex Systems Nöthnitzer Straße, 38, Dresden, Germany +49000000000 ivan.khaymovich@gmail.com

Халисов Максим Миндигалеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физиологии

им. И.П. Павлова Российской академии наук наб. Макарова, 6, Санкт-Петербург, 199034, Россия +78123281567 hamax@list.ru

Хан Федор Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия +79774582350

khanfv@hitech.cplire.ru Хомицкий Денис Владимирович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314623304 khomitsky@phys.unn.ru

Хорошилов Владимир Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук

пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия +79133768070

khorosvladimir@mail.ru

Хорошко Людмила Сергеевна

Белорусский государственный университет пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Республика Беларусь +375172095359 khoroshko@bsu.by

Хохлов Дмитрий Ремович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова» Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +74959391151 khokhlov@mig.phys.msu.ru

Храпай Вадим Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия +79030026390 dick@issp.ac.ru

Хусяинов Динар Ильгамович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «МИРЭА — Российский технологический университет» 119454, ЦФО, г. Москва, Проспект Вернадского, д. 78 +79163850597 husyainov@mirea.ru

Хутиева Анна Борисовна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского» ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Россия +78459271032772 any788782@gmail.com

Хыдырова Селби

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана (национальный исследовательский университет)»

ул. 2-я Бауманская, 5, стр.1, 105005, Россия +79252973660 hydyrova.selbi@yandex.ru

Цуриков Давыд Евгеньевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия +79602809593 DavydTsurikov@mail.ru

Цыбин Николай Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314385555 tsybin@ipmras.ru

Цыпленков Вениамин Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179479 Tsyplenkov1@yandex.ru

Чайка Александр Николаевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия +74965228369 chaika@issp.ac.ru

Чалдышев Владимир Викторович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +78122927393

chald.gvg@mail.ioffe.ru

Чапалда Евгения Николаевна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого» ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия +79112899673 evgesha2109@gmail.com

Чарикова Татьяна Борисовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов

им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия +73433783733 charikova@imp.uran.ru

Чекушкин Артем Михайлович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия +79661818657 chekushkin@hitech.cplire.ru

Ченцов Семён Игоревич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия 310394991326448 semtch@gmail.com

Черненко Александр Васильевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия +79150042171 chernen@yandex.ru

Черненко Наталия Евгеньевна

Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного федерального университета ул. Шевченко, 2E, Таганрог, 347922, Россия +79286012351 nchernenko@sfedu.ru

Черников Алексей Александрович

The University of Regensburg Universitätsstraße, 31, Regensburg, 93053, Germany +49941 943-2606 alexey.chernikov@ur.de

Чернозатонский Леонид Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт биохимической физики им. Н.М. Эмануэля Российской академии наук ул. Косыгина, 4, 119334, Москва, Россия 97172+74959397172 chernol-43@mail.ru

Чернопицский Максим Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия 79853117472 chernopicskiyma@lebedev.ru

Чернышев Алексей Константинович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179476 aleksej_chernyshov@mail.ru Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179486 chig@ipmras.ru

Чигинева Анна Борисовна

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия +79108885037 chigineva@nifti.unn.ru

Чиков Александр Алексеевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина». ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия +79126998740 alex.chikov@yandex.ru

Чиненков Максим Юрьевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «МИЭТ» проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия +79163352127 chinenkov@inbox.ru

Чукеев Максим Александрович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия +79602801787 maxchukeev@gmail.com

Чумаков Николай Константинович

Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт» пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия +79160859276 chumakov_nk@nrcki.ru

Чуприк Анастасия Александровна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)» ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия +79261888623 chouprik@mail.ru

Чурин Сергей Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314616543 churin@ipmras.ru

Чхало Николай Иванович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

+79101094218 chkhalo@ipmras.ru

Шайхулов Тимур Айратович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия +74956297433 shcaihulov@hitech.cplire.ru

Шамирзаев Тимур Сезгирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия +73833304475 sha_tim@mail.ru

Шарипов Талгат Ишмухамедович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Башкирский государственный университет» ул. Фрунзе, 32, Уфа, 450007, Россия +73472299647 sha-t@ya.ru

Шатохин Алексей Николаевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +74991326329 shatohinal@gmail.com

Шевченко Мария Сергеевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия +79212519094 shevchenko@hitech.cplire.ru

Шенгуров Владимир Геннадьевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314623188 shengurov@phys.unn.ru

Шишкина Екатерина Владимировна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б. Н. Ельцина». ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия 79045431104 ekaterina.shishkina@urfu.ru Том 1

Шоболова Тамара Александровна

Федеральное государственное унитарное предприятие федеральный научно-производственный центр «Научно-исследовательский институт измерительных систем им. Ю.Е. Седакова»

Тропинина, 47, Нижний Новгород, 603950, ГСП-486, Россия +79506090111

tomasorokina@gmail.com

Шубина Татьяна Васильевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +7(812)2927124 shubina@beam.ioffe.ru

Шукринов Юрий Маджнунович

Объединённый институт ядерных исследований ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, Россия +789150442981 shukrinv@theor.jinr.ru

Шур Владимир Яковлевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина». ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия +73433899568 vladimir.shur@urfu.ru

Юлин Сергей

Fraunhofer Institut Angewandte Optik und Feinmechanik Albert Einstein Strasse 7 +493641807241 Sergiy.Yulin@iof.fraunhofer.de

Юнин Павел Андреевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179491

yunin@ipmras.ru

Юрасов Дмитрий Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179482

Inquisitor@ipmras.ru

Юсупов Ренат Альбертович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия +79852819648 vusupovrenat@hitech.cplire.ru

Яблонский Артем Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179482 yablonsk@ipmras.ru

Яковлева Валентина Владимировна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +79117951422

valya_yakovleva_1999@mail.ru

Якунина Elena Михайловна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия +73433783689 eyakuninaart@gmail.com

Ясинская Дарья Николаевна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина». ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия +79655441060 daria.iasinskaia@urfu.ru

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

A

Afalla J. 540 Akzyanov R.S. 15 Aleshkin V.Ya. 531 Antonov A.V. 7 Astafiev O.V. 13 Atanasova P.Kh. 9 Aubin H. 15

B

Bacon D. R. 540 Baidus N.V. 265 Balanta M.A.G. 158 Bayer M. 921, 923 Beckmann D. 38 Beigang R. 540 Belyakov V.A. 359 Bulgarevich D. 540

С

Candussio S. 582 Chkhalo N.I. 362, 364 Christiani G. 56 Ciobanu A.S. 322 Cren T. 15

D

Dani K. 540 Dejneka A. 348 Devyaterikov D.I. 117 Dmitriev A.Yu. 13 Dubinov A.A. 529, 531 Dvoretskii S.A. 531 Dzhagan V.M. 754

E

Escaño M.C. 540

F

Fadeev M.A. 531 Fal'ko V. 582 Filatov D.O. 265 Furuya T. 540

G

Ganichev S.D. 533, 582 Gavrilenko V.I. 529, 531 Giulian R. 875 Golubov A. 15 Gubbiotti G. 162 Gurtovoy V.L. 15

Н

Hogan B.T. 708 Hu Q. 293 Hübers H.-W. 535

I Iikawa F. 158

J Janalizadeh A. 17

K

Kareiva A. 267 Karpinsky D.V. 267 Khitun A. 162 Khokhlov D.A. 15 Kimel A.V. 120 Kitahara H. 540 Knörnschild G.H. 804 Kolahchi M.R. 17 Kopasov A.A. 11 Kozakov A.T. 362 Kozlov S.N. 15 Kravtsov E.A. 117 Krevchik P.V. 265 Krevchik V.D. 265 Kumar M. 875 Kumar N. 362, 364, 466 Kupriyanov M.Yu. 15 Kutlin A.G. 11

L

Larañaga A. 234 Logvenov G. 56 Lvov D. 15 Lyaschenko S.A. 122

Μ

Madami M. 162 Madéo J. 540 Mag-usara V.K. 540 Makarova A.A. 322 Marchenko D.E. 322 Marychev M.O. 265 Mashin A.I. 364 Masterov D.V. 7 Maximova O.A. 122 Mel'nikov A.S. 11 Mikhailov N.N. 531 Mikhaylov A.N. 7 Mishchenko A. 582 Molodtsova O.V. 322 Morozov S.V. 7, 529, 531 Morozov S.V. Mruczkiewicz M. 144 Muldera J. 540

N

Nakajima M. 540 Nezhdanov A.V. 362, 364 Nikitenko Yu.V. 117 Noginova N. 148

0 Otar

Otsuji T. 538 Ovchinnikov S.G. 122

Р

Pakalniškis A. 267 Panayotova S.A. 9 Papaioannou E.Th. 540 Paraphin A.E. 7 Pavlov S.A. 7 Pecz B. 546 Pernod P. 140 Petoukhoff Ch.E. 540 Pleshkov R.S. 362, 364 Pogosov W.V. 13 Polkovnikov V.N. 362, 364 Pons S. 15

R

Rahaman M. 754 Rahmonov I. 17 Rautert J. 921 Richter H. 535 Roditchev D. 15 Rumyantsev V.V. 529, 531 Rutskaia V. 860

Saburova D.A. 265 Savinov D.A. 7 Schaepers Th. 675 Scheuer L. 540 Schilling J. 860 Semenov A. 535 Semenov I.M. 265 Semenov M.B. 265 Sheina V.A. 15 Shkurinov A P. 265 Shorokho A.V. 265 Shukrinov Yu.M. 17 Shvets I.V. 322 Skaudzius R. 267 Skryabina O.V. 15 Slizovskiy S. 582 Smertin R.M. 362 Smirnov D.A. 322 Šoltýs Ján 144 Stolyarov V.S. 15

Т

Talara M. 540 Tani M. 540 Teppe F. 531 Tetelbaum D.I. 7 Tiercelin N. 140 Tominaga Keita 540 Torosyan G. 540

U

Ustavschikov S.S. 7 Utochkin V.V. 531

V

Vasiliev V.K. 7 Vetrova I. 144 Vinokur V. 15 Vlaic S. 15 Volk Ch. 675 Vysotin M.A. 122

W

Walls B. 322 Watanabe M. 540 Wei X. 293 Wienold M. 535 Wolf M.J. 38

Y

Yakovlev D.S. 15 Yunin P.A. 364

Z

Zahn D.R.T. 754 Zhaketov V.D. 117 Zheludkevich A. 267 Zhu H. 331 Zhussupbekov K. 322 Том 1

A

Аборкин А.В. 452 Абрамкин Д.С. 542, 800 Абрамов А.С. 267, 272, 273, 293 Абрамов Н.Н. 40 Абросимова Н.Д. 790 Авдижиян А.Ю. 802 Авилов В.И. 333 Агеев О.А. 298, 308, 333, 650, 664, 824, 852, 911 Акимов А.Н. 867 Акишева А.В. 124 Акмаев М.А. 544 Акопян Н. 820 Аксенов В.В. 620, 826 Аладышкин А.Ю. 270 Алафердов А.В. 630 Александров И.А. 546 Алешкин В.Я. 548, 550, 572, 574, 597, 648, 758, 817, 887, 889 Аликин Д.О. 267, 272, 273, 293 Аликин Ю.М. 352 Алмаев А.В. 875 Алтынбаев Л.А. 708 Алымов Г.В. 562, 840 Альперович В.Л. 903 Аминев Д.Ф. 552, 714 Андреев А.Ю. 606 Андреев Б.А. 32, 554, 614, 697, 736 Андреев И.В. 556, 842 Андреева М.А. 370 Андрианов А.И. 864 Андронов Е.В. 597, 815 Андрюшечкин Б.В. 320 Аникин К.В. 754 Анисимов А.Н. 354, 591 Анкудинов А.В. 275, 342 Анненков А.Ю. 255 Антонов А.В. 32, 548 Антонов Г.И. 238 Антонов Д.А. 277 Антонов И.Н. 126, 277, 893 Антропов Н.О. 179, 261 Антюшин Е.С. 366, 421 Аплеснин С.С. 216 Арапов Ю.Г. 626 Араужо Э.Б. 273 Аристов В.Ю. 322 Артамкин А.И. 612 Архипов А.В. 232 Архипов М.В. 558 Архипов Р.М. 558 Архипова Е.А. 19, 560, 732, 734 Атепалихин А.А. 21 Афанасьев Д.А. 636 Афоненко А.А. 562, 564, 566, 748, 889, 897 Афоненко Ан.А. 566

Ахматханов А.Р. 130, 132, 337, 348 Ахметова А.И. 279 Ахсахалян А.А. 456, 458, 464, 466 Ахсахалян А.Д. 368, 383 Ахундов И.О. 867

Б

Бабичев А.В. 568 Багаев В.С. 786, 784 Багаев Т.А. 570, 832, 871 Баглов А.В. 128 Баева Э.М. 23 Байдакова М.В. 322, 856 Байдакова Н.А. 572, 788 Байдусь Н.В. 574, 587, 589, 668, 780, 830, 864, 915 Бакаров А.К. 923 Бакина К.А. 450 Баклашов Д.И. 915 Балакирев С.В. 650, 664, 911 Балдычева А. 708 Бандурин Д.А. 840 Банников М.И. 612 Банникова Н.С. 196 Баранов П.Г. 354, 591 Бараш Ю.С. 108 Барышев А.М. 54 Барышев В.Р. 576 Бастракова М.В 71, 26 Батаев М.Н. 578 Батов И.Е. 38 Батьянов С.М. 780 Баулин Р.А. 370 Бегинин Е.Н. 142, 148, 206, 208, 222, 256 Бекетов И.В. 185 Бекин Н.А. 580 Белобородов И.С. 249 Белов А.И. 668, 875 Белов П.А. 741 Белодедов М.В. 52 Белых В.В. 544 Бельков В.В. 582 Беляков В.А. 583 Березин В.А. 339 Березовская Т.Н. 389 Бержанский В.Н. 346 Берковиц В.Л. 634 Берт Н.А. 856, 858 Беспалов А.А. 28 Бессолов В.Н. 585 Бибикова В.В. 813 Бизяев Д.А. 130, 132, 318 Благодаткин А.В. 30 Бляхман Ф.А. 185 Бобков А.М. 38 Бобкова И.В. 38 Бобров А.И. 587, 589

Бобров Ю.А. 281 Богачев С.А. 415, 417, 419 Богачук Д.В. 429 Богданов А.А. 652 Богданов С.А. 560, 732, 734 Боголюбский А.С. 624 Богомолов Д.Б. 800 Божко С.И. 302 Божьев И.В. 738 Бокова-Сирош С.Н. 738 Болдин М.С. 666 Бондаренко Д.Н. 695 Бондаренко Л.В. 295, 297, 306, 328 Борисенко Д.Н. 792 Бородавченко О.М. 687 Бострем И.Г. 164 Бреев И.Д. 354, 591 Брехов К.А. 802 Бричкин А.С. 909 Брунков П.Н. 322 Брюквина Л.И. 172 Бубис А.В. 593 Бударин Л.И. 152 Будкин Г.В. 895 Буздин А.И. 78 Бузынин Ю.Н. 877 Бурцев А.А. 595 Бухараев А.А. 130, 132, 316, 318 Бушуев В.А. 371 Бушуйкин П.А. 697 Быков Ан.В. 281 Быков В.А. 281 Быков Д.С. 597 Вайнер Ю.А. 371, 375, 466

B

Валеев В.Г. 917 Варавин В.С. 762, 883 Варыгин Г.В. 578 Васев А.В. 800 Васильев А.В. 272 Васильев А.Н. 87 Васильев Д.Д. 99 Васильев Р.Б. 754 Васильевский И.С. 748 Васильченко А.А. 599 Васьковский В.О. 232, 234 Вдовичева Н.К. 34 Вдовиченко А.Ю. 750 Веденеев А.С. 220 Ведь М.В. 134, 156, 158, 168, 187 Вековшинин Ю.Е. 295 Вербус В.А. 929 Верхогляд А.Г. 632 Веселов Д.А. 606 Вилков Е.А. 136 Вилков И.В. 287, 450, 452

Винарский В.П. 743 Винниченко М.Я. 601 Виноградов А.С. 452 Вихарев А.Л. 560, 732, 734 Вихрова О.В. 126, 150, 174, 187, 247, 630 Вишняков Е.А. 377, 433, 468 Власенко В.А. 36 Водолазов Д.Ю. 65, 91 Водопьянов А.В. 379, 811 Вожаков В.А. 26 Вознюк Г.В. 568 Войцеховский А.В. 603 Волков В.А. 605 Волков Н.А. 606, 832, 871 Волков О.Ю. 897 Волков П.В. 844 Волкова Е.В. 608 Володин В.А. 687 Воробьев А.Ю. 836 Востоков Н.В. 326, 679, 813 Вуль А.Я. 919 Вшивцев М.А. 927 Высоцкий С.Л. 138, 236

Г

Гавриков М.В. 610 Гавриленко В.И. 550, 562, 597, 648, 704, 748, 782, 815, 887 Гайдученко И.А. 840 Гайсин А.У. 381, 411, 460 Галеева А.В. 612 Галиев Р.Р. 897 Галин М.А. 32, 34 Гапоненко Н.В. 614, 616 Гапонов М.С. 140 Гарахин С.А. 379, 383, 385, 397, 435 Гасайниев З.Ш. 788 Гатин А.К. 289, 291 Гейм А.К. 840 Герловин И.Я. 741, 760 Германенко А.В. 758 Герус С.В. 255 Гимадеева Л.В. 293 Гимазов И.И. 36, 87 Гинзбург Н.С. 576, 618 Гиппиус Н.А. 652 Глаголев П.Ю. 387, 395 Гладилин А.А. 552 Гладышев А.Г. 568 Глазкова Д.А. 828 Голдобин Э. 89, 110 Голиков О.Л. 869, 899 Голикова Т.Е. 38 Голицына О.М. 337 Головань Л.А. 854 Головчанский И.А. 40, 85 Голубов А.А. 40, 85 Гольцман Г.Н. 23, 76, 840

Голяшов В.А. 620, 700, 826, 867, 873 Гончаров Б.В. 44, 46 Горай Л.И. 389 Горбачев А.М. 560, 732, 734 Горев Р.В. 228 Горн Д.И. 603 Горшков А.П. 587, 589, 893 Горшков Д.В. 700 Горшков О.Н. 277, 893 Горюнов А.В. 844 Грановский А.Б. 220 Граф С.В. 601, 895 Грачев А.А. 142, 206 Грачев А.Г. 222 Грибко В.В. 391 Григорьева Л.Н. 622 Гридчин В.О. 693, 858 Гринберг Я.С. 42 Гришин М.В. 289, 291, 300 Грузнев Д.В. 295, 297, 306, 328 Губанов В.А. 144, 146, 148 Губанова Ю.А. 148 Гудина С.В. 624, 626 Гультиков Н.В. 628 Гунбина А. 89 Гуревич С.А. 289 Гурович Б.А. 44, 46 Гурьянов А.В. 298, 308 Гусев Е.Э. 395 Гусев Н.С. 152, 198, 224, 228, 572, 658, 929 Гусев С.А. 243, 287, 450, 452 Гусева В.Е. 393 Гусейнов Д.В. 658 Гутаковский А.К. 800

Д

Давыдов А.Б. 917 Давыдов В.Ю. 730 Данилов С.Н. 612 Данилов Ю.А. 126, 134, 150, 168, 174, 187, 214, 630, 716 Данилова А.А. 230 Данильцев В.М. 794 Дашков А.С. 389 Дворецкий С.А. 593, 603, 612, 632, 648, 704, 758, 762, 764, 782, 815, 817, 879, 883, 887 Двуреченский А.В. 687, 850 Девизорова Ж.А. 78 Девятериков Д.И. 179, 226 Девятов Э.В. 108, 792 Дедкова А.А. 395 Дементьев П.А. 634 Дементьева Е.В. 634 Дементьева М.М. 324 Демидов В.В. 257 Демидов Е.С. 152, 636 Демидова Н.Е. 636

Дёмин А.Ю. 826 Демин В.А. 220, 638, 750, 913 Демин Г.Д. 154, 387, 399 Дёмина П.Б. 126, 134, 156, 158, 160, 168, 640, 644, 666 Денисов С.А. 864 Денисов Д.В. 568 Денисов Н.В. 328 Денисов С.А. 877 Денисова В.И. 415, 417 Дерябин А.С. 669 Джиоев Р.И. 726 Дзядух С.М. 603 Дикарева Н.В. 640 Димитриева С.Е. 714 Дмитриев Д.В. 642 Дмитриев Д.С. 421 Дмитроусова Д.М. 214 Долгополова М.В. 210 Доронин С.В. 300 Дорофеева А.И. 354 Дорохин М.В. 126, 134, 156, 158, 160, 168, 170, 174, 289, 640, 644, 666, 716, 722 Дохликова Н.В. 300 Дремов В.В. 85 Дричко И.Л. 646 Дрождин С.Н. 337 Дроздов М.Н. 560, 630, 732, 734, 790, 794, 927 Дрязгов М.А. 48 Дубинин И.С. 397 Дубинов А.А. 548, 550, 562, 574, 597, 648, 889 Дуда Т.А. 754 Дудин Ю.А. 168, 174, 214, 224, 644 Дудко Г.М. 162 Дулебо А.И. 544 Дурнев М.В. 582 Дуров К.В. 668 Духан Д.Д. 650 Дьяков С.А. 652, 788, 862 Дюделев В.В. 568 Дюжев Н.А. 154, 387, 395, 399, 654 Дюжиков И.Н. 897

Е

Евдокимов А.Е. 726 Евсиков И.Д. 399, 654 Евтихиев В.П. 568 Егоров А.Ю. 568 Егоров С.В. 108 Егорова Е.Д. 576 Ежевский А.А. 658 Екимов Е.А. 622, 660, 662 Екомасов Е.Г. 164, 238 Елесин А.Г. 632 Елисеев А.А. 302

Том 1

Елисеев Е. 273 Елисеев М.А. 654 Елисеев Н.Н. 595 Елькина А.И. 19 Ельцов К.Н. 320 Емельянов А.В. 220, 750 Емельянов Е.А. 800 Емельянов Н.А. 28 Еременко М.М. 650, 664, 911 Ерофеева И.В. 644, 666 Ерунов С.В. 780 Ерхова Н.Ф. 377, 419 Ершов А.В. 668, 856, 893, 915 Ерыженков А.В. 828 Есин М.Ю. 669, 800 Ефимов А.Д. 245

Ж

Жакетов В.Д. 179 Живулько В.Д. 614, 687 Жидяев К.С. 780, 915 Жолудев М.С. 671, 704, 782 Жук Н.А. 429 Жукавин Р.Х. 580, 673 Жуков А.А. 302, 675 Жуков А.О. 677 Жукова М.О. 708 Журавлев А.Г. 903 Журавлев К.С. 546, 642

3

Забавичев И.Ю. 679, 813 Заболотных А.А. 605, 822 Заботнов С.В. 854 Забродин И.Г. 401, 421 Заварин Е.Е. 689 Заверткин П.С. 377 Заворницын Р.С. 166 Завражнов А.Ю. 666 Загитова А.А. 792 Загороднев И.В. 822 Зайнагутдинов А.Р. 681 Зайцев А.В. 877 Зайцева Э.Г. 683 Заморянская М.В. 304 Заславский В.Ю. 576, 618 Захаров Я.А. 685 Звездин К.А. 238 Звонков Б.Н. 126, 158, 187, 251, 626, 834 Здоровейщев А.В. 134, 156, 168, 170, 174, 187, 240, 247, 277, 640, 644, 666, 834 Здоровейщев Д.А. 170, 126, 168, 630, 722 Зегря Г.Г. 796, 919 Земляков В.Е. 869 Зиганшин М.А. 316 Зиганшина С.А. 316 Зиновьев В.А. 687, 850

Зиновьева А.Ф. 687 Зорина М.В. 371, 375, 383, 385, 403, 405, 464, 466 Зотов А.В. 297, 306, 312, 328, 295 Зубков С.Ю. 668 Зуев С.Ю. 366, 379, 397, 407, 409, 437, 454

И

Иванов А.А. 50, 101, 689 Иванов А.С. 691 Иванов Н.А. 172 Иванов Ю.П. 328 Иванова Е.В. 304 Ивлева Л.И. 350 Ивлюшкин Д.В. 377 Игнатьев И.В. 578, 741, 760 Иконников А.В. 612, 704, 782, 883 Ильин А.И. 50 Ильин О.И. 298, 308, 824 Ильина М.В. 298, 308, 824 Илькив И.В. 693 Ионин В.В. 595 Исаев В.А. 732, 734 Исаенко С.И. 452 Исмагилов Р.Р. 738 Ичёткин Д.В. 220 Ичкитидзе Л.П. 52 Ищенко Д.В. 867, 873

К

Кабаев К.С. 160 Кабанов В.Ф. 610 Кавеев А.К. 695, 873 Каверин Б.С. 287, 450, 452 Кавокин К.В. 726 Казаков А.С. 612 Казакова О.И. 788 Казанцев Д.М. 903 Калабухов А. 89 Калентьева И.Л. 126, 150, 174 Калинин Ю.Е. 220 Калинина Е.А. 658 Калинников М.А. 554, 697, 736 Калинушкин В.П. 552 Каманина Н.В. 881 Каравайников А.В. 259, 346 Каратев А.В. 411 Карачинский Л.Я. 568 Караштин Е.А. 176 Каргин Н.И. 616 Кардакова А.И. 23 Карзанов В.В. 636 Касатиков С.А. 381, 413 Касатиков А.С. 411 Каськов И.А. 421 Кацюба А.В. 687 Кашкаров П.К. 854

Квон З.Д. 699, 879 Кетков С.Ю. 287 Кинев Н.В. 54 Кириленко Д.А. 693, 858 Кириллин М.Ю. 854 Кириченко А.С. 415, 417, 419 Киртаев Р.В. 344 Киселев А.В. 595 Кислинский Ю.В. 56 Кислых Н.В. 620 Киямов А.Г. 87 Клековкин А.В. 622 Клёнов Н.В. 26 Клепикова А.С. 101 Климов А.А. 140, 204 Климов А.Э. 700, 867, 873 Клоков А.Ю. 702 Клушин А.М. 32, 72, 91 Ковальский В.А. 630 Ковалюк В.В. 76 Кожевин В.М. 289 Кожевников А.В. 138, 162, 200, 202, 236 Козлов В.А. 679, 691, 813 Козлов Д.А. 342, 704, 782, 883 Колесников А.В. 669 Колесников А.О. 433, 468 Колесников Н.Н. 108, 792 Колесников С.С. 172 Колесникова В.Г. 178 Колобов А.В. 714 Колодезный Е.С. 568 Колосов С.А. 622 Колосовский Д.А. 642 Комаров Д.А. 46 Конаков А.А. 716, 766 Конашук А.С. 381, 411, 413 Кондорский А.Д. 622 Кондрин М.В. 552 Конев В.В. 58 Коненкова Е.В. 585 Конотоп В.В. 371 Константинян К.И. 56, 204, 257 Коняев В.П. 570, 832 Копылов Д.А. 198 Корнеев А.А. 48 Корнеева Ю.П. 48 Корнилов В.М. 310 Корнилова Ю.Д. 614, 616 Королев Д.С. 875 Королев С.А. 608 Корч М.А. 185 Коршунов М.М. 60 Коряжкина М.Н. 893 Косарев А.Н. 706 Кособоков М.С. 348, 352 Котляр К.П. 693, 820, 858 Котов В.В. 281 Котова Л.В. 708 Котомина В.Е. 168, 644, 915

Коханенко А.П. 743 Кочаровская Е.Р. 618, 710, 712, 768 Кочаровский В.В. 710, 712 Кочаровский Вл.В. 710, 712 Кочерешко В.П. 708 Кочиев М.В. 544 Кошелец В.П. 21, 54, 89, 95, 97, 104.110 Кравцов Е.А. 179, 226, 261, 191 Краев С.А. 560, 732, 734, 794 Красилин А.А. 342 Красильник З.Ф. 554, 652, 697, 736, 860, 862 Красильникова Л.В. 554, 697, 736 Краснов В.М. 85 Кретинин В.В. 216 Кривенцов В.В. 383 Кривобок В.С. 552, 622, 660, 662, 702, 714, 784, 786 Кричевский В.В. 570, 832 Криштоп В.Г. 809 Круглов А.В. 277, 574 Крупин А.Ю. 687 Крыжановская Н.В. 820 Крюков А.В. 915 Крюков Р.Н. 150, 170, 187, 630, 644, 668, 716, 718, 830, 864 Кудасов Ю.Б. 181, 194 Кудрин А.В. 126, 134, 150, 156, 168, 174, 187, 716, 718, 877, 640 Кудрявцев К.Е. 554, 597, 697, 736,834 Кудряшов М.А. 677, 778 Кузин С.В. 375, 377, 415, 417, 419 Кузнецов И.И. 403 Кузнецов М.А. 183 Кузнецов Ю.А. 720 Кузнецов Ю.М. 126, 150, 168, 170, 174, 240, 630, 644, 666, 722 Кузнецова И.А. 724 Кузнецова М.С. 726 Кузьмин Л.С. 30 Кукушкин В.А. 712, 728 Кукушкин И.В. 556, 842 Кулак А.И. 289 Кулаков В.И. 792 Куликов Н.С. 464 Кулинич И.В. 587, 589 Кумар Н. 371, 435, 449 Кункель Т.С. 342 Кунцевич А.Ю. 544 Кунькова З.Э. 150 Куприянов М.Ю. 40 Купчинская Н. 85 Куракина Д.А. 854

Курдюбов А.С. 760 Курин В.В. 32, 34 Курицын Д.И. 568 Курляндская Г.В. 185, 232, 34 Курнявко Ю.В. 570 Кустов Д.А. 620 Кутузов Л.В. 44, 46

Л

Лавров С.Д. 802 Ладугин М.А. 570, 606, 628, 832, 838, 871 Ланцев Е.А. 666 Лапушкин М.Н. 720 Ларин Т.Д. 804 Латышев А.В. 754 Лачинов А.Н. 310 Лашковская Е.И. 614, 616 Лебедев В.А. 342 Лебедев М.В. 634, 730 Лебедок Е.В. 546 Левин А.А. 856 Левичев М.Ю. 72, 91 Леесмент С.И. 281 Лемзяков С.И. 89 Лепаловский В.Н. 232, 234 Лесников В.П. 134, 150, 156, 187, 170, 630, 716, 718, 722 Литвинов Д.А. 622, 660, 662 Лихачев К.В. 591 Лобаев М.А. 560, 732, 734 Лобанов Д.Н. 554, 697, 736 Лобинцов А.В. 832 Лобода И.П. 415, 417 Логинов А.Б. 106, 339, 608, 738 Логинов Б.А. 106, 339, 608, 738, 739 Логинов Д.К. 741 Логунов М.В. 230 Лозовой К.А. 743 Локк Э.Г. 193, 255 Лопатин А.Я. 379, 397, 405, 407, 409 Лотин А.А. 595 Луговской А.В. 255 Лукьянов А.Ю. 844 Лундин В.В. 689 Лучин В.И. 405, 407, 409 Лысак В.В. 858 Львова Т.В. 634, 730 Лютецкий А.В. 568, 606 Лядов Н.М. 87 Ляшко С.Д. 259, 346

Μ

Мазаник А.А. 93 Мазов Л.С. 61, 63, 189, 744 Майборода И.О. 917 Макаров С.Н. 632 Макаров П.А. 452 Макарова М.В. 166, 191 Макарова Э.Б. 185 Макарочкин И.А. 234 Макарцев И.В. 583 Максимов А.А. 746 Максимова Г.М. 681 Максимова И.К. 166 Малехонова Н.В. 587, 589 Малиева Е.М. 44, 46 Маликов И.В. 136, 339 Малин Т.В. 546 Малкин А.М. 576, 618 Малышев И.В. 366, 419, 421, 423, 441, 458, 464 Мальков Д.М. 450 Мамонов Е.А. 198 Манова Н.Н. 48 Маношин А.А. 776 Мансуров В.Г. 754 Манцызов Б.И. 371 Мараров В.В. 312 Маремьянин К.В. 748 Маркеев А.М. 344 Маркелов А.С. 391 Мармалюк А.А. 570, 606, 628, 832, 838, 871 Мартынов И.Л. 616 Мартынов Л.Н. 668 Мартышкин А.А. 193 Марычев П.М. 65 Маслов Д.А. 194 Мастеров Д.В. 19, 67, 72 Матецкий А.В. 312, 328 Махиборода М.А. 387 Махов И.С. 601, 895 Мацукатова А.Н. 750 Машин А.И. 677, 778 Машинский К.В. 752, 891 Мельников А.С. 74, 80 Меньшиков Р.В. 603, 764 Милёхин А.Г. 754 Милёхин И.А. 754 Милюкова Е.Т. 259, 346 Миляев М.А. 166, 196 Минаев И.И. 662 Минарский А.М. 275 Мингалева А.Е. 452 Минлигареев В.Т. 415, 417 Миннеханов А.А. 220, 750 Минтаиров А.М. 756 Миньков Г.М. 758 Миронов С.В. 78 Миронов А.В. 620, 826 Миронов А.Ю. 873 Миронов В.Л. 152, 245, 314, 329 Митрофанов М.И. 568 Михайленко М.С. 371, 375, 403, 421, 425, 427, 464 Михайлов А.В. 726, 760

Том 1

Михайлов А.Л. 780 Михайлов А.Н. 875 Михайлов Д.А. 568 Михайлов Н.Н. 593, 597, 603, 612, 632, 648, 704, 758, 762, 764, 782, 815, 817, 879, 883, 887,889 Михайлова А.М. 766 Михайлова Т.В. 259, 346 Михалевский В.А. 595 Михалюк А.Н. 295, 297, 306, 328 Мишин А.В. 710, 712, 768 Мишина Е.Д. 140 Моисеев К.М. 99 Моисеев П.П. 415, 417 Моисеенко И.М. 891, 770 Мокеев А.С. 925 Молодцов С.Л. 322 Молодцова Е.Л. 867 Моргун Л.А. 917 Морозов М.Ю. 772, 891 Морозов С.В. 548, 562, 568, 597, 648, 671, 704, 748, 782, 815, 817, 887, 889 Морозова А.С. 316 Морозова Е.А. 798 Морозова Е.Е. 572, 929 Морозовска А. 273 Москвин А.С. 69, 83 Москотин М.В. 840 Мохов Д.В. 389 Мохов Е.Н. 591 Мудрый А.В. 614, 687 Муравьев В.М. 556 Муравьев В.М. 842 Мурзина Т.В. 198 Мурсалимов Д.Ф. 760 Муртазаев А.К. 242 Мыльников Д.А. 774, 846

H

Нагаев К.Э. 776 Нагалюк С.С. 591 Нагирная Д. 89 Насибулин А.Г. 593 Наумова Л.И. 166, 196 Наумова О.В. 683 Небогатиков М.С. 350 Небогин С.А. 172 Небольсин В.А. 836 Неверов В.Н. 624, 626 Негров Д.В. 344 Недвига А.С. 259, 346 Нежданов А.В. 126, 150, 214, 587, 589, 630, 668, 677, 722, 778, 811, 875, 877 Некипелов С.В. 429, 450, 452 Некоркин С.М. 574, 780, 915, 834

Ненашев А.В. 800, 850 Несмелов С.Н. 603 Нечай А.Н. 379, 393, 401, 421, 431 Никируй К.Э. 220 Никитенко Ю.В. 179 Никитов С.А. 206, 208, 222, 230 Никифоров А.И. 669 Николаев С.Н. 660, 662 Николаев И.Д. 782 Николаев К.В. 449 Николаев С.Н. 220, 714, 784, 786 Николенко А.Д. 377, 468 Николичев Д.Е. 668, 875 Никольская А.А. 875 Никулин Ю.В. 200, 202, 236 Новиков А.В. 554, 572, 574, 652, 658, 697, 736, 788, 850, 860, 862, 864, 929 Новиков А.С. 277, 893 Новиков В.Б. 198 Новиков И.И. 568 Носач Е.В. 433 Нургазизов Н.И. 130, 132, 318 Нусинов А.А. 415, 417

0

Оболенская Е.С. 691, 813 Оболенский С.В. 583, 608, 679, 691, 790, 813, 869, 925 Образцов А.Н. 738 Объедков А.М. 287, 450, 452 Овсянников Г.А. 56, 204, 257 Овчаренко С.В. 140 Овчинников А.С. 164 Оганнисян Р. 85 Одинцов С.А. 206, 208 Ожогина Л.В. 836 Озерин С.А. 300 Онищенко Е.Е. 552, 714, 784, 786 Орехова К.Н. 304 Орлов В.А. 210, 212 Орлова И.Н. 210, 212 Орлова Н.Н. 792 Орлова Т.А. 585 Осипов В.Ю. 919 Осипов Е.В. 616 Османов С.В. 259, 346 Осотова О.И. 298 Охапкин А.И. 560, 732, 734, 794, 927

Π

Павельев Д.Г. 691 Павлов А.Ю. 897 Павлов Д.А. 251, 864 Павлов Н.В. 796 Павлов С.А. 19, 67,72 Павлова Т.В. 320 Павловский В.В. 897 Падалица А.А. 606, 832, 871 Палашов О.В. 403 Паневин В.Ю. 601 Панина Л.В. 178 Панков М.А. 595 Панкратов А.Л. 30 Панов Ю.Д. 58, 69, 83, 112 Панфилов А.С. 899 Парафин А.Е. 19, 67, 72, 126, 150, 214 Патраков Е.И. 196 Патрин Г.С. 210 Пахомов Г.Л. 844 Пашенькин И.Ю. 91, 198, 329 Пашин Д.С. 71 Пашкеев Д.А. 622 Пащин Н.С. 867 Пелегова Е.В. 352, 348 Пензяков Г.А. 38 Перваков К.С. 36 Перекалов А.А. 379, 393, 401, 421, 431 Перетокин А.В. 850, 860, 862 Перов А.А. 798 Перцов А.А. 377, 415, 417, 419 Пестов А.Е. 366, 373, 375, 379, 383, 385, 403, 405, 419, 421, 425, 427, 458, 464, 466 Пестов Е.Е. 72 Петржик А.М. 56 Петров М.И. 860 Петров О.А. 240 Петрова О.В. 429, 450, 452 Петруша С.В. 879 Петрушков М.О. 800 Петухова О.Е. 101 Пикунов П.В. 798 Пиманов Д.А. 30 Пименов Н.Ю. 802 Пирогов Е.В. 389 Питиримова Е.А. 150 Пихтин Н.А. 568, 570, 606 Планкина С.М. 214, 834 Пластовец В.Д. 74, 80 Платонов В.И. 654 Плашиннов К.С. 337 Плешков Р.С. 379, 381, 383, 385, 411, 421, 435 Плиговка А.Н. 685, 804 Подгорных С.М. 626 Подоскин А.А. 570 Позняк А.А. 685, 804 Полищук О.В. 806, 891 Полковников В.Н. 366, 383, 385, 397, 419, 421, 435, 437, 454, 464 Поляков В.В. 281 Полякова М.И. 76

Пономарев Д.С. 897 Попов А.А. 666 Попов В.В. 752, 770, 772, 806, 891 Попов В.Г. 808, 809 Попов М.Р. 101 Потехин А.А. 813 Поторочин Д.В. 322 Преображенский В.В. 800 Преображенский В.Л. 140 Преображенский Е.И. 811 Притоцкий Е.М. 595 Приходько К.Е. 44, 46, 324 Проглядо В.В. 166, 191, 261 Прокопенко В.С. 212 Протопопов Д.Е. 903 Пручкина А.А. 552 Пугачев М.В. 544 Пузанов А.С. 608, 679, 813, 869 Пунегов В.И. 439 Путилов А.В. 78 Путято М.А. 800 Пушкарев С.С. 566 Пьянзина Е.С. 124

Р

Рабчинский М.К. 322 Рагозин Е.Н. 433, 468 Радищев Д.Б. 732, 734 Радюш Ю.В. 614 Разова А.А. 704, 815, 817, 887 Разумовский М.В. 93 Райченок Т.Ф. 616 Рева А.А. 375, 415, 417 Ревин А.А. 766 Ревин М.В. 583 Резник А.Н. 326 Резник Р.Р. 693, 820, 858 Рейш С.П. 273 Ремесник В.Г. 762 Репин А.Ю. 415, 417 Репченко Ю.Л. 370 Реунов Д.Г. 401, 421, 441 Речкунов С.Н. 903 Рогачев А.В. 370 Родин С.Н. 585 Родионов Д.А. 822 Родионова В.В. 178 Родичев Д. 85 Родякина Е.Е. 754, 788, 850 Роженцов И.А. 893 Розанов Н.Н. 558 Романенко Д.В. 193 Романов Д.Н. 724 Романова О.Б. 216 Ростовщикова Т.Н. 289 Рудаков К.И. 54 Рудаков С.Д. 925 Руденко М.В. 614 Руденко Р.Ю. 212

Рудин С.А. 850 Руднев А.В. 780 Рудык Н.Н. 824 Ружицкий В. 85 Руковишников А.И. 150 Румянцев В.В. 548, 597, 648, 704, 782, 815, 817, 883, 887 Русецкий В.С. 620, 826 Русских И.В. 318 Рут О.Э. 758 Рыбкин А.Г. 218, 828 Рыбкина А.А. 218, 828 Рыков А.В. 574, 830, 834, 864 Рыльков В.В. 220, 750 Рышков Н.С. 792 Рябова Л.И. 612 Рябоштан Ю.Л. 606, 838 Рязанов В.В. 38, 40

С

Сабитов Д.Р. 832, 838, 871 Савельев А.П. 626 Савельев В.В. 901 Савенко О.В. 724 Савин К.А. 784, 786 Садовников А.В. 142, 144, 146, 148, 174, 193, 206, 208, 222, 224, 255, 256 Садчиков Ю.В. 318 Саламатов Ю.А. 226 Салащенко Н.Н. 379, 383, 385, 393, 401, 407, 421, 431, 437, 441, 456, 458 Самарцев И.В. 640, 780, 830, 834 Самосват Д.М. 919 Самохвалов А.В. 80 Сапожников М.В. 224, 228, 251, 314 Сапожников С.М. 832 Саранин А.А. 295, 297, 306, 312, 328 Сарвадий С.Ю. 289, 291 Сатанин А.М. 26, 82 Сафина В.А. 272 Сафонов С.С. 230 Сафронов А.П. 185 Сахаров А.В. 689 Сахаров В.К. 138, 162, 236 Сахоненков С.С. 381, 411, 443, 445, 447, 460 Свайкат Н. 836 Свалов А.В. 232, 234 Светогоров В.Н. 606, 838 Свечников М.В. 373, 383, 385, 435, 449, 454, 466 Свинцов Д.А. 562, 774, 840, 846, 848 Седова И.В. 601 Селезнёв А.Ф. 710

Селезнев М.Е. 200, 236 Селищев С.В. 52 Семенов А.В. 23, 76 Семенов Н.Д. 556, 842 Семёнов Н.М. 287 Семёновых Е.С. 608 Семиков Д.А. 844 Семкин В.А. 774, 846 Семук Е.Ю. 346 Сергеев А.С. 576, 618 Сергеева Е.А. 854 Сивков А.В. 450 Сивков В.Н. 429, 450, 452 Сивков Д.В. 429, 452, 450 Сидоренко К.В. 587, 589, 668 Сидоров Г.Ю. 603 Сизов В.Е. 240 Силкин В.В. 848 Симаков В.А. 570, 832 Симонов Н.О. 48 Синицын В.Е. 164 Ситников А.В. 220 Скандаков Р.Н. 429, 452 Скороходов Е.В. 67, 228, 314, 329, 697, 736, 929 Скрябина О.В. 85 Слабов В. 272 Слаутин Б.Н. 331 Слипченко С.О. 568, 570, 606 Слуцкий В.Г. 289 Слышкин А.В. 297 Смагина Ж.В. 687, 850 Смертин Р.М. 379, 397, 454 Сметанина К.Е. 287 Смирнов А.Н. 730 Смирнов В.А. 333, 852 Смирнов Д. 917 Смирнов И.Ю. 646 Соболь А.Г. 272 Соколовская О.И. 854 Соколовский Г.С. 568 Сокура Л.А. 856 Соловьев В.А. 646 Соловьев И.И. 26, 85 Солодовник М.С. 650, 664, 911 Соломонов А.В. 411 Сорокин С.В. 601 Сошников И.П. 693, 858 Спевак Е.Л. 83 Спиридонов М.В. 344 Станкевич К.Л. 204, 257 Степанов И.А. 99 Степанов С.В. 238 Степанова Е.А. 232, 234 Степихова М.В. 614, 652, 850, 860, 862 Степушкин М.В. 240 Стогний А.И. 222, 230 Столяров В.С. 40, 85 Столяров Л.В. 44

Ступак М.Ф. 632 Супрун С.П. 867, 873 Сухаревич Д.А. 333 Сухоруков А.В. 658 Сушков А.А. 864

Т

Тааев Т.А. 242 Таланов Ю.И. 36, 87 Талдёнков А.Н. 220 Тарасенко С.А. 582, 866 Тарасов А.В. 218, 828 Тарасов А.С. 764, 867, 873 Тарасов М. 89 Тарасова Е.А. 608, 813, 869 Тарелкин С.А. 809 Тартаковский И.И. 746 Татарский Д.А. 243, 245, 251, 287, 329 Телегин К.Ю. 832, 871 Тележников А.В. 681 Телышев Д.В. 52 Темирязев А.Г. 174, 240, 247, 335 Темирязева М.П. 174, 240, 247 Терещенко О.Е. 620, 695, 700, 764, 826, 867, 873 Терпицкий А.Н. 693 Тертышник А.Д. 844 Тетельбаум Д.И. 875 Тимонина А.В. 108, 792 Тимощук К.И. 342 Титков С.В. 354 Титова А.М. 877 Титова Е.И. 774, 846 Титова Н.А. 23 Тиходеев С.Г. 652 Тихомиров С.А. 616 Тихонов Е.С. 593, 879 Товарнов Д.А. 395 Тогушова Ю.Н. 60 Тойкка А.С. 881 Токарев В.А. 915 Токунов Ю.М. 466 Томинов Р.В. 852 Торопов А.И. 642 Торопов М.Н. 366, 419, 421, 441, 456, 458, 464, 466 Травкин В.В. 844 Трифонов А.В. 760 Трубина С.В. 546 Трусов Л.А. 272 Трушин В.Н. 391, 666, 875, 877 Тупчая А.Ю. 295, 297, 306, 328 Туруткин К.В. 624 Турыгин А.П. 352, 337

У

Уаман Светикова Т.А. 704, 782, 883 Убыйвовк Е.В. 587, 589 Угрюмов И.С. 852 Удалов О.Г. 249, 228 Удод Л.В. 216 Ужаков И.Н. 603, 762, 764 Уласевич Б.А. 379 Улин Н.В. 322 Улитко В.А. 112 Ульянов А.С. 415, 417 Усанов Д.А. 677, 778 Усманов И.И. 786 Усов Ю.В. 251 Уставщиков С.С. 91 Устинов А.В. 40 Устинов В.В. 166, 191, 196 Уткин Д.Е. 885 Уточкин В.В. 597, 648, 887, 889 Ушаков В.В. 552 Ушаков Д.В. 562, 564, 566, 748, 889, 897

Φ

Фадеев М.А. 597, 887, 889 Фатеев Д.В. 752, 770, 772, 806, 891 Фатеева Е.С. 460 Фахретдинов М.И. 164 Федоренко А.А. 259, 346 Федоров А.С. 230 Федоров Г.Е. 840 Федосенко Е.В. 764, 867 Федотов А.А. 824 Федулов Ф.А. 253 Фетисов Л.Ю. 253 Фетисов Ю.К. 253 Фефелов А.Г. 583 Фефелова Е.Л. 583 Филатов Д.О. 277, 877, 893 Филатов Е.В. 746 Филатова Е.О. 411, 413, 443, 445, 447, 460, 462, 381 Филимонов Ю.А. 162, 200, 202, 236, 138 Филиппенко Л.В. 21, 95, 104, 110 Филиппов Н.А. 399 Фильнов С.О. 828 Фирсов Д.А. 601, 895 Фомин Л.А. 136, 339 Фоминов Я.В. 93 Фоминский М.Ю. 95 Фомичёв Е. 273 Форш П.А. 622 Фраерман А.А. 152, 183, 314

Х

Хабибуллин Р.А. 564, 566, 748, 889, 897 Хазанова С.В. 587, 589, 869, 899, 901 Хайдуков Ю.Н. 191, 261 Халисов М.М. 342 Хан Ф.В. 21, 97 Харин Н.Ю. 601 Харитонов В.А. 300 Хивинцев Ю.В. 162, 200, 202, 236 Хизриев К.Ш. 242 Холкин А.Л. 267, 272, 273 Холов П.А. 616 Хомицкий Д.В. 126, 160 Хорошилов В.С. 903 Хорошко Л.С. 128 Хохлов Д.Р. 612 Храпай В.С. 23, 593, 879 Храпова Е.К. 342 Хрыкин О.И. 794 Хубежов С.А. 824 Худченко А.В. 97 Хутиева А.В. 255, 256 Хыдырова С.Ю. 99

Ц

Царьков И.М. 28 Цацульников А.Ф. 689 Цветков Д.М. 371 Цуриков Д.Е. 905 Цыбин Н.Н. 397, 405, 407, 419, 409 Цыпленков В.В. 580, 766, 907 Цырлин Г.Э. 693, 820, 858

Ч

Чайка А.Н. 322 Чайкин И. 78 Чалдышев В.В. 689, 706 Чалков В.Ю. 864, 877 Чареев Д.А. 87 Чарикова Т.Б. 101 Чашин Д.В. 253 Чезганов Д.С. 273 Чекушкин А.М. 21, 95, 97, 104 Ченцов С.И. 552, 714 Червинский В.И. 377 Черкова С.Г. 687 Черненко А.В. 909 Черненко Н.Е. 650, 664, 911 Чернов В.А. 383 Чернов М.Ю. 646 Черноглазов К.Ю. 220, 750 Чернозатонский Л.А. 638, 913 Чернопицский М.А. 622, 784, 786 Чернышев А.К. 373, 375, 403, 425, 427, 458, 464 Чигарев С.Г. 136 Чигинев А.В. 30 Чигинева А.Б. 780, 915 Чигиринский Ю.И. 875 Чиненков М.Ю. 654

Чирков В.В. 132, 318 Чистяков А.А. 616 Чистяков Д.В. 568 Чуйкин О.А. 42 Чукеев М.А. 578 Чукланов А.П. 130, 132, 318 Чумаков Н.К. 917 Чуприк А.А. 344 Чупрунов Е.В. 391 Чурин С.А. 106 Чхало Н.И. 366, 373, 375, 379, 381, 383, 385, 393, 397, 401, 403, 405, 407, 409, 411, 419, 421, 423, 425, 427, 431, 435, 437, 441, 449, 454, 456, 458, 464, 466

Ш

Шабанов С.Ю. 917 Шабрин А.Д. 622 Шадрин А.В. 56 Шайблер Г.Э. 903 Шайхулов Т.А. 204, 257 Шалеев М.В. 736, 860 Шамес А.И. 919 Шамирзаев Т.С. 921, 923 Шаповал Р.М. 146 Шапошников А.Н. 259, 346 Шарков А.И. 702 Шаров В.А. 389 Шастин В.Н. 580, 766, 907

K Kashiwaya S. 933

Y Von

Yano R. 933

Б

Бакурский С.В. 936, 938

Г

Голубов А.А. 933, 938

Шатохин А.Н. 433, 468 Шашкин В.И. 732, 734 Швецов О.О. 108 Шевлюга В.М. 320 Шевченко М.С. 21 Шейков Ю.В. 780 Шелушинина Н.Г. 101, 624, 626 Шенгуров В.Г. 830, 864, 877 Шенгуров Д.В. 572, 788, 862, 929 Шенина М.Е. 893 Шерстякова В.Н. 867 Шерешевский И.А. 34 Шерстобитов А.А. 758 Шестаков В.А. 60 Шешукова С.Е. 146, 256 Шикин А.М. 218, 828 Шиховцов И.А. 852 Шишкин А.Г. 85 Шишкина Е.В. 348, 350 Шкляев А.А. 885 Шмаков В.А. 204 Шоболов Е.Л. 925 Шоболова Т.А. 925 Шовкун Л.В. 879 Шуб Б.Р. 289, 291, 300 Шугаров А.С. 377 Шур В.Я. 130, 132, 267, 272, 273, 293, 331, 337, 348, 350, 352 Шушунов А.Н. 587, 589

Дополнительные материалы

К

Клёнов Н.В. 936, 938 Клименко А.А. 938 Кудряшов А.В. 933 Куприянов М.Ю. 936, 938

Н

Напольский К.С. 938

Р

Родичев Д.Ю. 938, 936 Ружицкий В.И. 936 Рязанов В.В. 938

Щ

Щаврук Н.В. 748, 897 Щербинин С.В. 185

Ю

Юдин П.В. 348 Южаков В.В. 350 Юнин П.А. 174, 375, 574, 697, 736, 794, 830, 927 Юрасов Д.В. 572, 574, 652, 658, 788, 862, 864, 929 Юсупов А.Р. 310 Юсупов Р.А. 110

Я

Яблонский А.Н. 554, 572, 614, 697, 788, 862, 929 Явсин Д.А. 289 Яковлев А.А. 295, 297 Яковлев Д.Р. 921, 923 Яковлева В.В. 354, В.В. 591 Якунин М.В. 624, 626 Якунин С.Н. 370 Якунина Е.М. 261 Якушев М.В. 603 Яминский И.В. 279 Янушкевич К.И. 216 Яроцкая И.В. 606 Ясинская Д.Н. 112

Сил

Сидоренко А.С. 936 Скрябина О.В. 938 Соловьёв И.И. 936, 938 Столяров В.С. 933, 936, 938

Ш

Шишкин А.Г. 938

НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Материалы XXV Международного симпозиума

Нижний Новгород, 9-12 марта 2021 г.

Том 1: секции 1, 2, 4, 5

В авторской редакции

Институт физики микроструктур РАН 603950, Нижний Новгород, ГСП-105, Россия Тел.: (831) 4179482 +262, (831) 4179476+520, факс: (831) 4179464 e-mail: symp@nanosymp.ru, Internet: nanosymp.ru

Формат 60×90 1/8. Гарнитура «Times». Усл. печ. л. 60,6. Заказ № 44.

Подготовка электронной версии: О.И. Гайкович, М.Л. Тимошенко, В.В. Шеина

Отдел дизайна РИУ ННГУ им. Н.И. Лобачевского 603000, г. Нижний Новгород, ул. Б. Покровская, 37 Тел. (831) 433-83-25