

НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

**Труды XXVI Международного
симпозиума**

14–17 марта 2022 г., Нижний Новгород

Том 1

Секции 1, 2, 4, 5

Нижний Новгород
Издательство Нижегородского госуниверситета им. Н.И. Лобачевского
2022

УДК 538.9
ББК 22.37; 22.33
Н-25

Нанозифика и нанозлектроника. Труды XXVI Международного симпозиума (Нижний Новгород, 14–17 марта 2022 г.) В 2 т. Том 1. — Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского госуниверситета, 2022. — 643 с.
ISBN 978-5-91326-720-7

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

Учёный секретарь Симпозиума

Д.А. Татарский, к. ф.-м. н., ИФМ РАН

Программный комитет

А.Ю. Аладышкин, к.ф.-м.н.,	ИФМ РАН, Нижний Новгород
В.В. Бельков, д.ф.-м.н.	ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
И.С. Бурмистров, д.ф.-м.н.	ИТФ им. Л. Д. Ландау РАН, Черногловка
В.А. Бушуев, д.ф.-м.н.	МГУ, Москва
В.А. Быков, д.т.н.	NT-MDT Spectrum Instruments, Москва
В.А. Волков, д.ф.-м.н.	ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва
В.И. Гавриленко, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Н. Новгород
А.Б. Грановский, д.ф.-м.н.	МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва
К.Н. Ельцов, д.ф.-м.н.	ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, Москва
С.В. Иванов, д.ф.-м.н.	ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
Е.Л. Ивченко, чл.-корр. РАН	ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
В.В. Кведер, академик	ИФТТ РАН, Черногловка
А.В. Латышев, академик	ИФП СО РАН, Новосибирск
А.С. Мельников, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Н. Новгород
В.Л. Миронов, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Н. Новгород
С.А. Никитов, чл.-корр. РАН	ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва
Д.В. Рощупкин, д.ф.-м.н.	ИПТМ РАН, Черногловка
В.В. Рязанов, д.ф.-м.н.	ИФТТ РАН, Черногловка
Н.Н. Салашенко, чл.-корр. РАН	ИФМ РАН, Н. Новгород
М.В. Сапожников, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
А.А. Саранин, чл.-корр. РАН	ИАПУ ДВО РАН, Владивосток
В.Б. Тимофеев, академик	ИФТТ РАН, Черногловка
Ю.А. Филимонов, д.ф.-м.н.	Саратовский филиал ИРЭ РАН, Саратов
А.А. Фраерман, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Н. Новгород
Д.Р. Хохлов, чл.-корр. РАН	МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва
А.В. Чаплик, академик	ИФП СО РАН, Новосибирск
Е.В. Чупрунов, д.ф.-м.н.	ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород
Н.И. Чхало, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Н. Новгород

Организационный комитет

В.Г. Беллюстин	ИФМ РАН, Н. Новгород
М.В. Зорина	ИФМ РАН, Н. Новгород
А.В. Иконников	МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва
Д.А. Камелин	ИФМ РАН, Н. Новгород
А.А. Копасов,	ИФМ РАН, Н. Новгород
Р.С. Малофеев	ИФМ РАН, Н. Новгород
М.С. Михайленко	ИФМ РАН, Н. Новгород
С.В. Морозов	ИФМ РАН, Н. Новгород
Е.Н. Садова	ИФМ РАН, Н. Новгород
Е.Е. Пестов	ИФМ РАН, Н. Новгород

ISBN 978-5-91326-720-7

ББК 22.37; 22.33

© Нижегородский госуниверситет
им. Н.И. Лобачевского, 2022
© Институт физики микроструктур
РАН, 2022

Симпозиум проводится при поддержке

Генеральный спонсор симпозиума



Группа компаний НТ-МДТ Спектрум
Инструментс, ntmdt-si.ru

Спонсор симпозиума

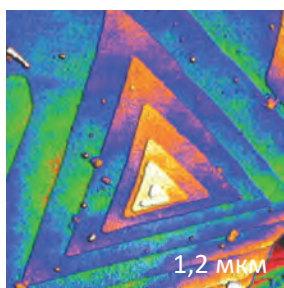
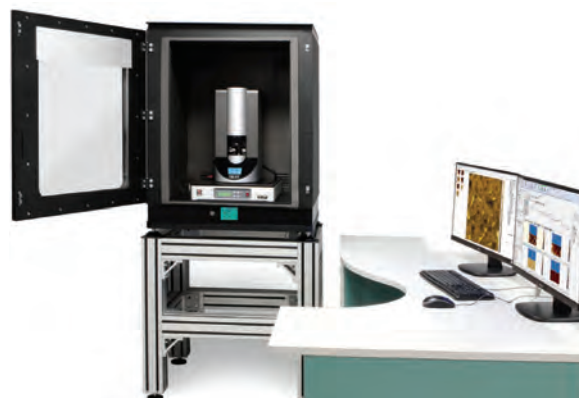


АО «Завод ПРОТОН (МИЭТ)», z-proton.ru

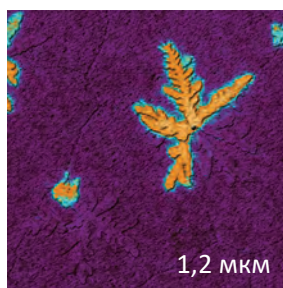
NEXT II

Результаты предельно высокого качества на повседневной основе

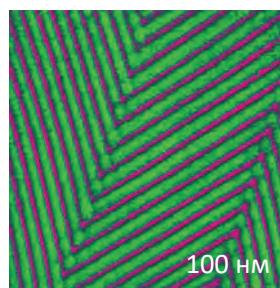
- Исследовательский АСМ с исключительным уровнем автоматизации подготовки и проведения эксперимента
- Рекордно низкий уровень шумов и высочайшая стабильность
- Полный набор самых современных методов АСМ, включая методы прыжковой микроскопии (Hybrid Mode™)



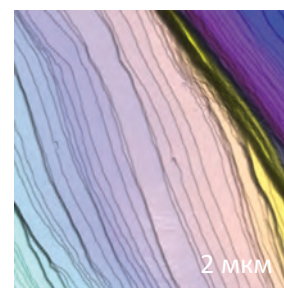
Остроконечная структура Al_2O_3 полученная с использованием ScanTronic и в ручном режиме



Кристаллы пентацена. ЭСМ карта наложенная на рельеф



Молекулярные цепочки фторалканов F14H20 на слюде

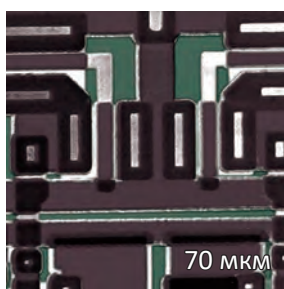


Кристалл поваренной соли

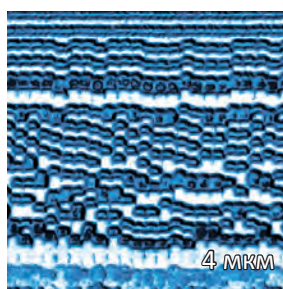
VEGA

Высокопроизводительный АСМ для исследования большеразмерных образцов

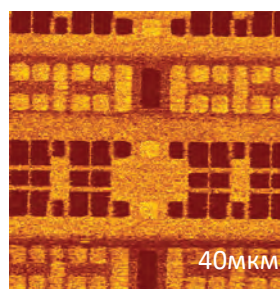
- Измерения рельефа и других поверхностных свойств с нанометровым пространственным разрешением на пластинах диаметром до 200 мм, большеразмерных образцах и массивах образцов
- Высочайший уровень автоматизации процессов настройки и измерений
- 50+ современных методов АСМ, включая методы высокоскоростной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



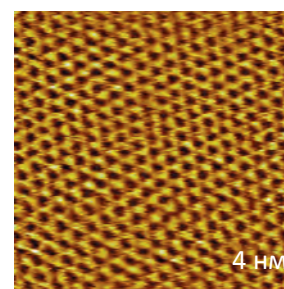
Рельеф фрагмента микросхемы



Магнитные домены в HDD 1 ТБ



Поверхностный пртенциал в SRAM

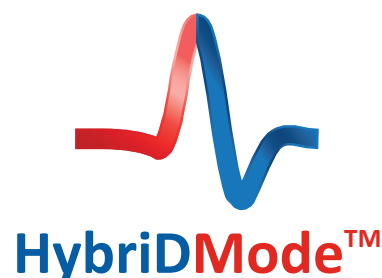


Атомное разрешение на графите

Контроллер HD 2.0

Реализует самый широкий набор методов прыжковой атомно-силовой микроскопии

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



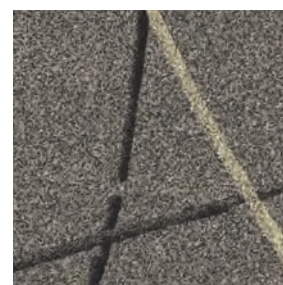
Рельеф



Адгезия



Модуль Юнга



Латеральный пьезоотклик

Неразрушающее исследование пептидных нанотрубок на основе дифенилаланина методом Прыжковой АСМ. Размер скана: 7×7 мкм

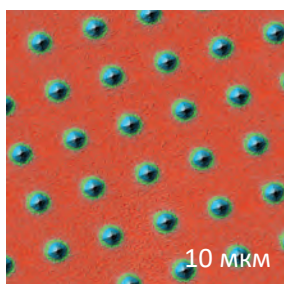
ScanTronic™

Программный модуль ScanTronic: полностью автоматическая настройка сканирования в полуконтактной АСМ

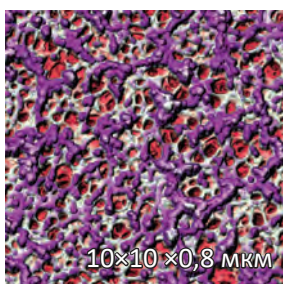
- Автоматическая настройка параметров обратной связи, амплитуды колебаний зонда, значения рабочей точки и скорости сканирования
- Выбор режима притяжения или отталкивания
- Сканирование без артефактов парашютирования или их компенсация
- Блестящие изображения рельефа и фазового контраста на образцах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



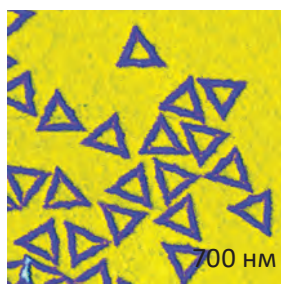
Техника дойдет до такого совершенства, что человек сможет обойтись без себя
Станислав Ежи Лец



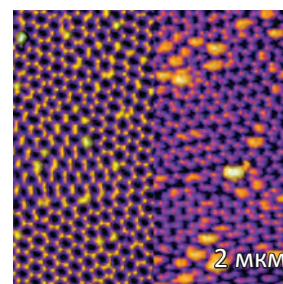
Массив заготовок АСМ зондов
10 мкм



Нитроцеллюлозная мембрана
10×10×0,8 мкм



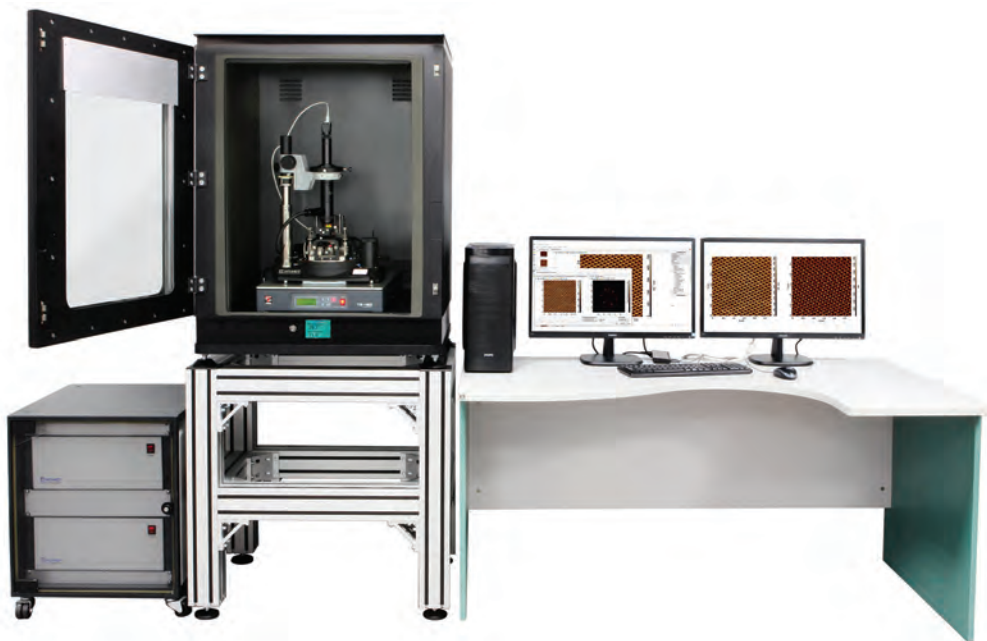
ДНК-оригами на слюде
700 нм



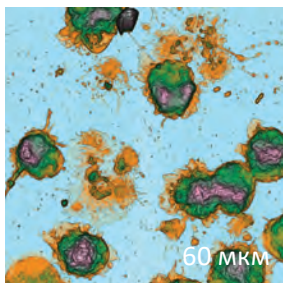
Остроконечная структура Al₂O₃ полученная с использованием ScanTronic и в ручном режиме
2 мкм

NTEGRA II Pro

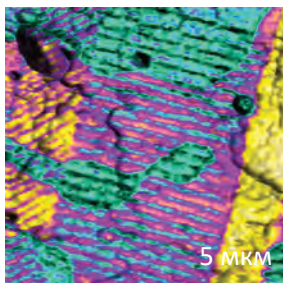
Легендарный АСМ для научных исследований, оснащенный всеми новейшими решениями



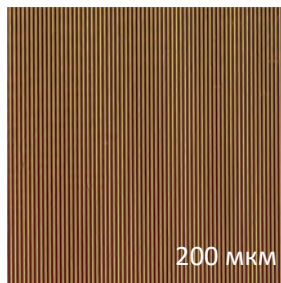
- Открытая архитектура: потрясающая гибкость системы и широчайшие возможности конфигурирования под конкретную научную задачу
- Все самые современные методы АСМ, включая самый широкий набор методов прыжковой микроскопии (Hybrid Mode)
- Автоматизация эксперимента благодаря интеллектуальному программному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



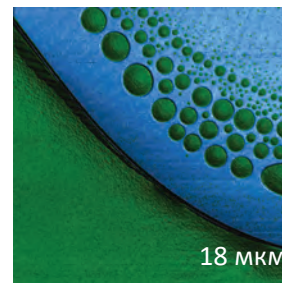
АСМ изображение нейтрофилов на стекле



Доменная структура тонкой пьезоэлектрической пленки



Изображение калибровочной решетки, полученное в конфигурации DualScan™

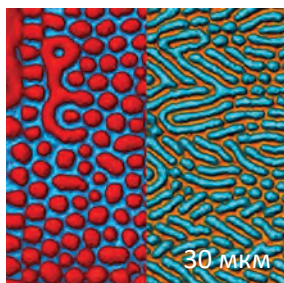
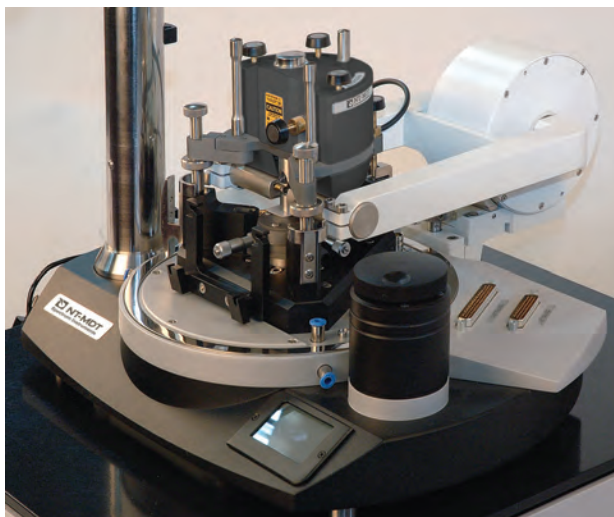


Карта модуля упругости смеси полистирола (голубой) с полиэтиленом (зелёный)

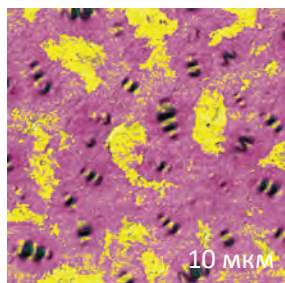
NTEGRA II Pro - конфигурации и опции



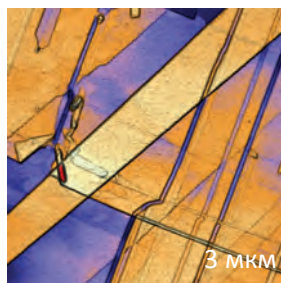
- Измерения в условиях низкого и среднего вакуума
- Измерения в жидкости и в условиях контролируемой атмосферы
- Измерения при приложении внешнего магнитного поля (горизонтального, вертикального)
- Конфигурации для сканирования зондом или образцом, а также конфигурация DualScan
- Доступ внешних устройств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



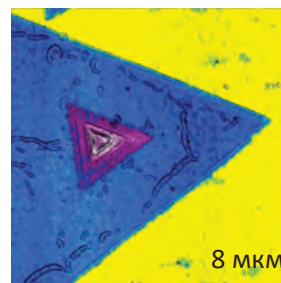
МСМ карты иттриевого железного граната до и после приложения латерального магнитного поля



Карта адгезии пленки битума



Поверхность ВОПГ в вакууме

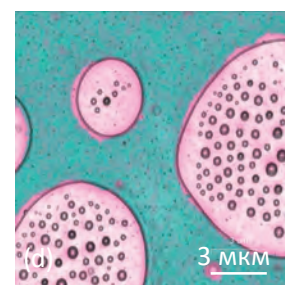
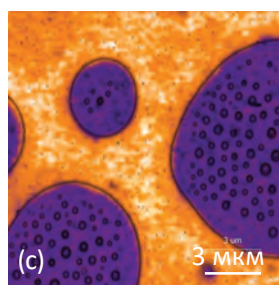
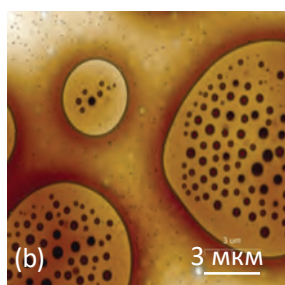
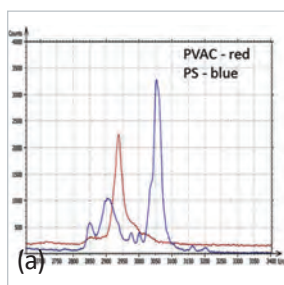
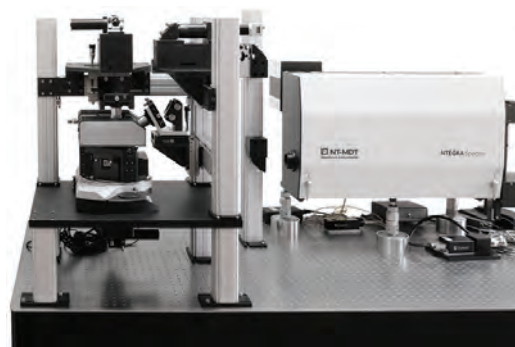


Карта поверхностного потенциала чешуек WS_2 выращенных на эпитаксиальном графене. Изображение получено в вакууме

NTEGRA Spectra II

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™

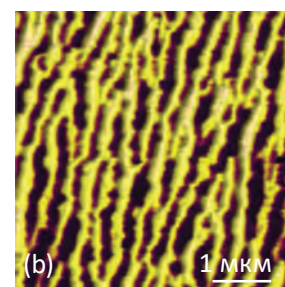
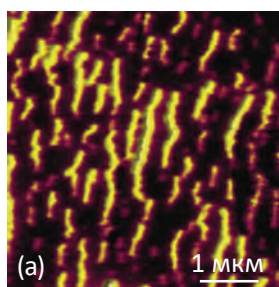
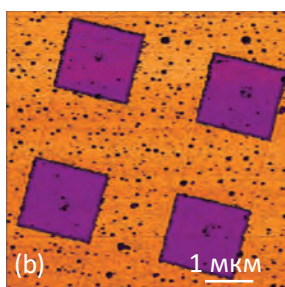
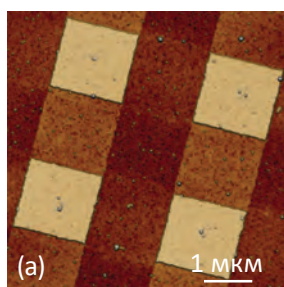
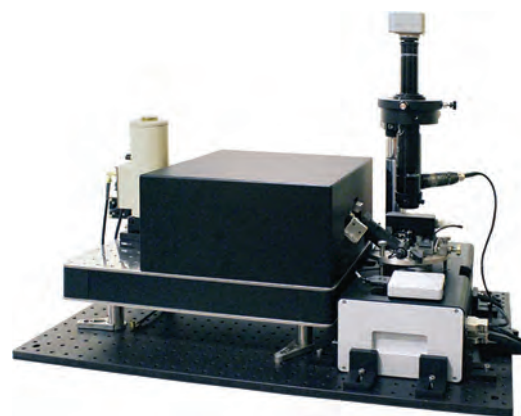


(a) Рамановские спектры поливинилацетата (PVAC) и полистирена (PS), (b) изображение рельефа пленки PS/PVAC. (c)-(d) Рамановские карты полос PVAC и PS

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 (a) и p-SNOM амплитуда (b) решетки Si/SiO₂

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



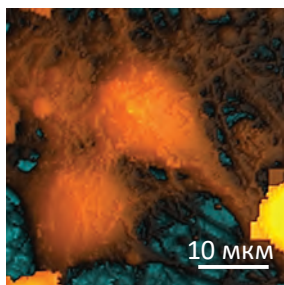
NTEGRA Marlin

Новейшая система АСМ-Раман-СМИП
для биологических исследований

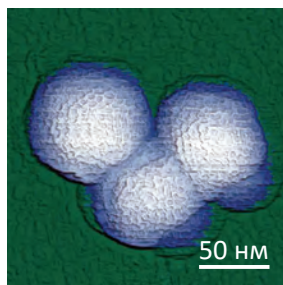
- Высокоскоростная сканирующая микроскопия ионной проводимости
- Бесконтактное исследование живых клеток в естественной физиологической среде
- Измерение механических свойств в широком диапазоне жесткостей
- Patch-clamp измерения с нанометровой локализацией
- Комбинация с оптическими методиками



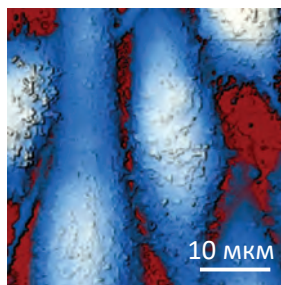
Проект реализуется при содействии
Фонда содействия инновациям



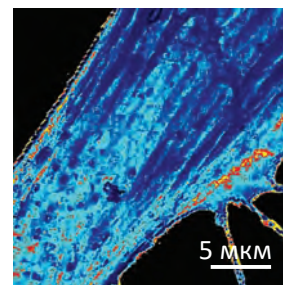
СМИП-изображение
живого нейрона из
гиппокампа мыши



АСМ-изображение частиц
риновируса



СМИП-изображение
клеток карциномы РС3
предстательной железы
человека



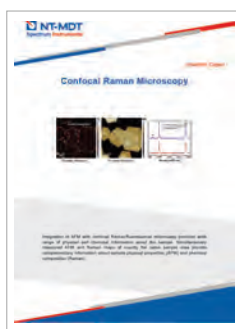
СМИП карта модуля
упругости живого
фибробласта.
E=2 Pa..3,4 MPa

Дайджесты научных статей

Tip-Enhanced Raman Spectroscopy



Confocal Raman Microscopy



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





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°C до +150°C (опция +800°C), 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



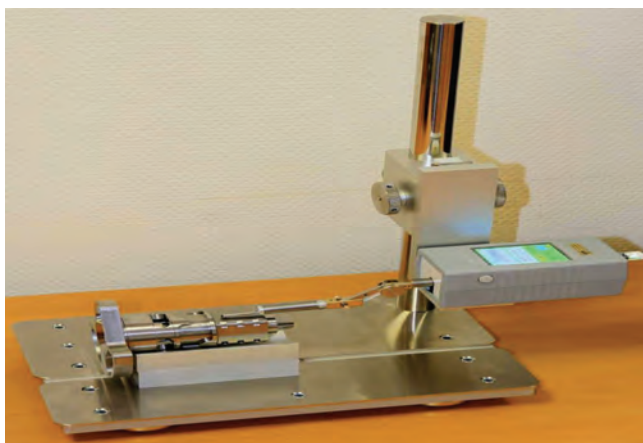
AFM с машиной разрыва



Магнетрон МАГ-2000 с блоком управления



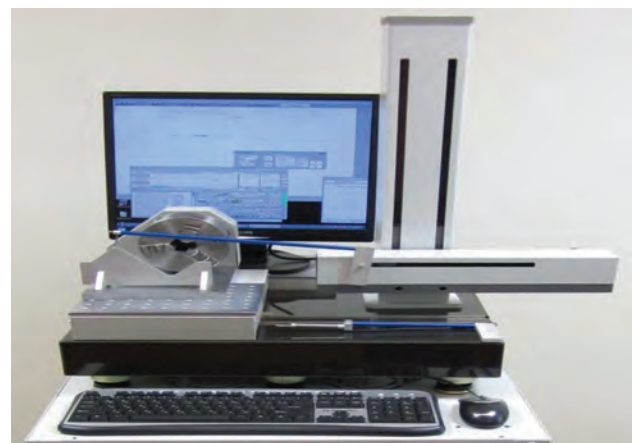
Меры ПРО-10
Госреестр №66933-17
Ra от 5нм до 80мкм



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 погрешность 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

Секция 1

Сверхпроводящие наносистемы

Influence of a circularly polarized radiation on the spontaneous current generation in superconducting ring

A. Buzdin^{1,*}, M.D. Croitoru^{1,2}, B. Lounis³

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

² Departamento de Física, Universidade Federal de Pernambuco, 50740-560, Recife-PE, Brazil.

³ University of Bordeaux, LP2N, F-33405 Talence, France.

*alexandre.bouzidine@u-bordeaux.fr

We theoretically study the non-equilibrium dynamics of the order parameter of a superconducting ring quenched through its transition temperature in the presence of a circularly polarized electromagnetic radiation. Numerical simulations based on spectral decomposition of the time-dependent Ginzburg-Landau equation, reveal that the circularly polarized electromagnetic radiation strongly promotes the generation of current-carrying states with current directions controlled by the helicity of the radiation field.

Introduction

The Kibble-Zurek Mechanism (KZM) [1–3] explains the spontaneous generation of topological defects of the order parameter when a system is subjected to a rapid thermal quench through a phase transition critical temperature. In the case of superconductors KZM leads to the spontaneous formation of Abrikosov vortices [4]. Recently on-demand optical generation of single vortices has been demonstrated [5]. It is based on a fast quench following the absorption of a tightly focused laser pulse that locally heats the superconductor above its critical temperature. The experiment revealed ex nihilo creation of a single vortex pinned at the center of the hot spot with its counterpart opposite flux trapped tens of micrometers away at the superconductor boundaries.

Moreover, in experiments [6] it was experimentally demonstrated that illumination of the toroidal atomic Bose-Einstein condensate, an artificial superfluid system, by the twisted light carrying a non-zero angular momentum produces d.c. persistent supercurrents. Similar light-stimulated persistent currents were recently predicted in conventional superconductors [7]. A theoretical description of the inverse Faraday effect (IFE) in superconductors in [7] is based on the time-dependent Ginzburg-Landau equations (TDGL) with a complex relaxation constant Γ . The imaginary part of Γ arises from the electron-hole asymmetry.

We have performed the simulations based on TDGL to show that the KZM in the presence of illumination of the ring with a circularly polarized electromagnetic radiation favors the generation of current-carrying

states through IFE with a current directions controlled by the helicity of the radiation.

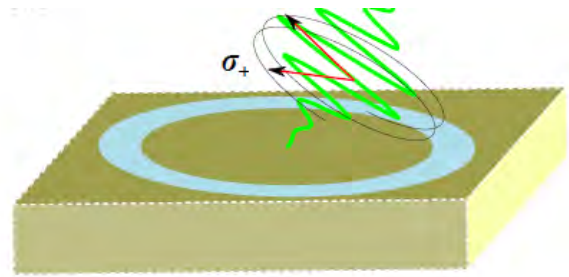


Fig. 1. Scheme of the thin superconducting ring on a substrate under the circularly polarized laser beam excitation

We consider the situation when the ring is heated by a laser pulse up to the temperature T_{heat} above its critical temperature T_{c0} , and then starts to cool down rapidly to the substrate temperature $T_0 < T_{c0}$. Introducing $\delta T = (T_{\text{heat}} - T_0) / T_{c0}$, we can model the evolution of the ring temperature as $T(t) = T_0 + \delta T T_{c0} \exp(-t/t_Q)$, where t_Q is the quenching time. We assume that the width and thickness of the ring are smaller than the zero-temperature superconducting coherence length $\xi(0)$ and provide below the results for the ring with a radius $R = 9.45 \xi(0)$.

As a time unit the characteristic relaxation time $\tau_\Delta = \pi \hbar / [8(T_{c0} - T_0)]$ is used and the dimensionless complex relaxation constant $\Gamma = (1 + 0.2i)$. To address the problem of fluctuation-driven nucleation and dynamics of the condensate we solve the stochastic time-dependent Ginzburg-Landau equation of motion, that includes the Langevin term. The electric field for a circularly polarized radiation (σ_+ right, σ_- left polarizations) is $E_{\sigma_\pm}(r, t) = E_0 (\pm \sin(k \cdot r - \omega t), \cos(k \cdot r - \omega t))$,

0). We use the dimensionless quench time $\tau_Q \equiv t_Q/\tau_\Delta$, frequency $\omega_L = \omega/\tau_\Delta$, and the field amplitude $\kappa_L = E_0\pi c\xi_0/\tau_\Delta(\Phi_0\sqrt{\epsilon_0})$. In our calculations we were interested in how the probabilities to find the final states Ψ_n with $n \neq 0$ vary in the presence of the circularly polarized radiation. To find the probabilities of these current carrying states we performed the averaging over 500 realizations of cooling cycles for different durations τ of the circularly polarized radiation. The results were obtained at $t = 200$, i.e. when the system reached a stationary regime. Calculations show that only the low harmonics with $|n| \leq 6$ are excited. We may see that in the region, where the role of the circular polar-sized

radiation is important, the positive helicity promotes the $n = -1$ state realization while it is $n = +1$ state, which is promoted for the negative helicity. Note that, for $n = |1|$ the ratio of the probabilities of the states $n = \pm 1$ realization can exceed the order of magnitude. In conclusion, we have demonstrated that combining the KZM with the IFE induced by a circular polarized radiation, we may effectively discriminate between the states with different current polarities. Our findings open a way to the all-optical generation of the current states in mesoscopic superconducting systems. For more details concerning the presented results see ref. [8].

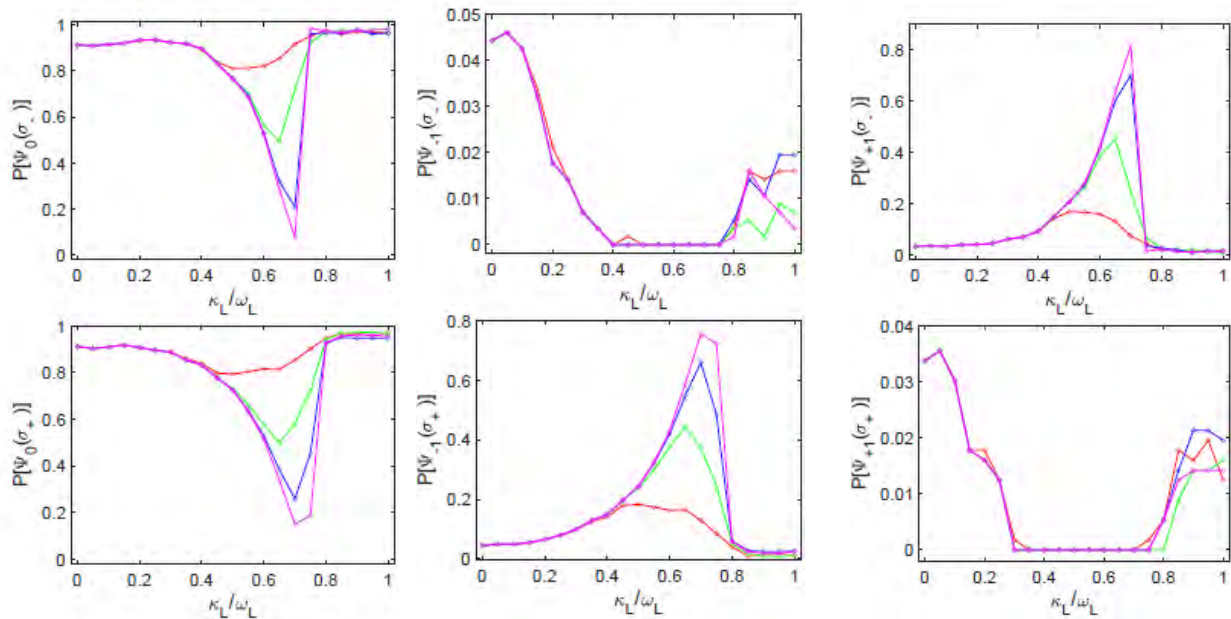


Fig. 2. Probability of a final stationary state Ψ_n as a function of the normalized amplitude κ_L/ω_L for $\omega_L = 1.0$, $\delta T = 2$ and $\tau_Q = 1$. The upper figures show the case of left circular polarization σ_- , the lower ones show the case of right circular polarization σ_+ . The data are calculated for $\tau = 25$ (red), $\tau = 50$ (green), $\tau = 75$ (blue) and $\tau = 100$ (magenta). Note the differences in the ordinates scales

References

1. Ya. B. Zel'dovich, I. Yu. Kobzarev, L. B. Okun' // Sov. Phys JETP, V. 40, 1 (1975).
2. T. W. B. Kibble // J. Phys. Math. Gen., V. 9, 1387 (1976); Phys. Rep., V. 67, 183 (1980).
3. W. H. Zurek // Nature, V. 317, 505 (1985).
4. A. Maniv, E. Polturak, G. Koren // Phys. Rev. Lett., V. 91, 197001 (2003).
5. A. Rochet, V. Vadimov, W. Magrini *et al.* // Nano Letters, V.20, 6488 (2020).
6. C. Ryu, M. F. Andersen, P. Clad'e *et al.* // Phys. Rev. Lett., V. 99, 260401 (2007).
7. S. Mironov, A. S. Mel'nikov, I. D. Tokman, *et al.* // Phys. Rev. Lett., V. 126, 137002 (2021).
8. M. Croitoru, B. Lounis, A. Buzdin // Phys. Rev. B (Letters), in press (2022).

Superconducting single-photon detector technology on the way to the mid- and far-infrared range

G.N. Goltsman, A.V. Semenov

Moscow State Pedagogical University, 119991 Moscow, Russia.

*goltsman@rplab.ru

We consider the potential for extending photon counting to the mid- and far-infrared range of frequencies using principles of SNSPD. While outstanding performance in near-IR range (1.5 μm , 200 THz) is now realized in commercially available SNSPDs, and single-photon counting down to 10 μm (30 THz) has already been demonstrated, there is still an unexplored potential of SNSPDs for counting photons of far-infrared range of frequencies. We discuss physical and technical limitations which emerge on this way, as well as possible solutions for those. In particular, we analyze the expected performance of wide-strip SSPD, with the yield that it should be capable for detecting single THz range photons under realistic conditions.

Introduction

Counting photons of THz range is a challenging task. To resolve it, various approaches was applied, including detectors based on quantum dots [1,2], double quantum wells [3,4], superconducting transition edge sensors [5,6]. Despite successful demonstrations, all these detectors are far from being implemented in practice, because they are either based on technologies which are not used in practical devices yet or needs specific conditions of operation, such as ultra-low temperature or strong magnetic field.

At the same time, there is an approach based on Superconducting Nanowire Single-Photon Detectors (SNSPD), which are now devices of choice in near-IR range (1.5 μm or 200 THz). Detection of single photons with the wavelength up to 10 μm (frequency down to 30 THz) has already been demonstrated [7]. SNSPD are relatively simple in fabrication and operation. Besides this, they are intrinsically fast and has extremely low false counts, which make use of them meaningful not only in quantum optics applications, but also in sensing weak classical signals with ultimate sensitivity and high dynamic range. All these makes attractive a perspective of extending the technics of SNSPD into THz range.

In this talk, we consider ultimate performance of SNSPD for detection of single THz photons, which follows from physical principles of their operation. We focus on SNSPD based micron-wide strips, and present estimate of detectable energy of a single photon.

Principles of SNSPD operation

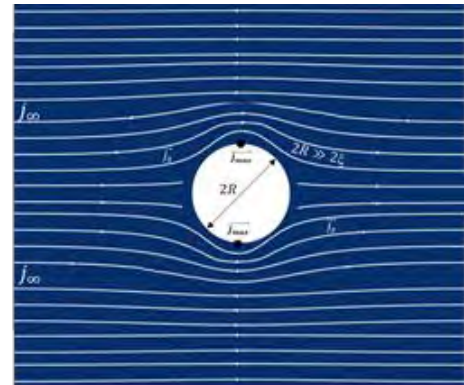


Fig. 1. The distribution of density of bias supercurrent in a wide strip, crowded out of the hot spot in a simplified case of hot spot with fully suppressed order parameter inside it and a sharp edge. j_{dep} is first exceeded at two opposite points (black) at the edge

Briefly, an absorbed photon creates cloud of excess quasiparticles near the point of absorption, which suppress superconducting order parameter. The area with excess quasiparticles and suppressed order parameter is called a hot spot. To observe the appearance of the hot spot, the film is biased by a DC supercurrent. Its density is redistributed near the hot spot, as schematically represented on Fig 1. If maximum supercurrent density exceeds at some point the local critical value, which is the depairing current density, a pair of vortices is nucleated, or a single vortex enters from the edge of the film if the hot spot is formed close to the edge. The vortices are moved across the film by Lorenz force acting from the supercurrent and leave trace with ex-

cess quasiparticles and suppressed order parameter. The trace is the route for next vortices to come. After several events of vortex crosses, the trace is heated up above the critical temperature, i.e., the resistive belt appears across the whole width of the film. It then grows further being heated up by the bias current, which results in the observable pulse of voltage in the bias circuit. (All the ingredients of detection processes were realized and collected together in the series of works by Vodolazov et al. [8-12]).

In case of wide strip, much wider than the hot spot diameter, the critical current density is exceeded if the density far from the hot spot is 0.5 of the depairing current density (for a case of the hot spot with fully suppressed order parameter and sharp edge) or 0.7 (more realistic hot spot with gaussian profile of excess quasiparticle density, order parameter falls down to zero at its center). For a narrow strip, with the width comparable with the hot spot diameter -- which is set by the diffusion length $\sqrt{D\tau}$, with τ the relevant inelastic time and D the diffusion coefficient, - the redistribution of supercurrent is restricted by edges of the strip, and the depairing current density is exceeded at smaller densities of the bias current. More, if the width is smaller than the diffusion length, the area of the hot spot is restricted by the edges and the suppression of the order parameter goes more efficiently. This suggests that narrow strips are preferable for detection of low energy photons. An additional argument for narrow strips is that it is technologically a hard task to fabricate films which are perfect enough to support bias current of 0.5 of the depairing current or higher. (In particular because of this, the detection by wide films was demonstrated 15 years after the demonstration of the first SNSPD).

However, there is an important drawback for narrow strips: the depairing current and hence the bias current falls proportionally to the width of the strip. Besides this, it falls proportionally to the inverse of the sheet resistance, and to the critical temperature in the power of 3/2. Increase of sheet resistance and decrease of critical temperature is crucial for detection of THz photons, so the current available for biasing the strip falls rapidly. The duration of the voltage pulse of SNSPD is of the range of several ns or even smaller, so in practice it is almost impossible to work with bias current below 1 μ A even with the use of cryogenic amplifiers. One of the suggested solutions for this is to use on-chip amplification with a nano-cryotron (nTron) [13].

Here, we suggest an alternative approach based on micron-wide strip SSPD, or SMSPD, which was demonstrated recently in near-IR range [14]. Besides the ability to work with large bias current, strip with the width of several or tens of microns are easier to match with THz radiation. This is essentially important in the range of tens of THz, where efficient antennas are problematic.

Conclusions

In summary, we analyzed the prospects of SMSPDs for detection of THz-range photons, basing on physical principles of their operation. We derived a simple condition of efficient photo-counting in a wide current-biased film and conclude that high-resistance films of low- T_C materials should satisfy it. We notice that the condition is rather necessary than enough one, but hope that it gives a guideline for further investigations.

References

1. S. Komiyama et al., Nature 403(6768), 405 (2000).
2. O. Astafiev et al., Appl. Phys. Lett. 80, 4250 (2002).
3. K. Ikushima, Appl. Phys. Lett. 88, 152110 (2006).
4. S. Komiyama, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 17(1) (2011).
5. B.S. Karasik and A.V. Sergeev, IEEE Trans. Appl. Supercond. 15, 618–621 (2005).
6. J. Wei et al., Nat. Nanotechnol. 3, 496 (2008).
7. V.B. Verma et al., arXiv:2012.09979 (2020).
8. A.N. Zotova and D.Y. Vodolazov, Phys. Rev. B 85, 024509 (2012).
9. D.Y. Vodolazov, Phys. Rev. B 85, 174507 (2012).
10. A.N. Zotova and D.Y. Vodolazov, Supercond. Sci. Tech. 27, 125001 (2014).
11. D.Y. Vodolazov et al., Phys. Rev. B, 92, 104503 (2015).
12. D.Y. Vodolazov, Phys. Rev. Applied 7, 034014 (2017).
13. A.N. McCaughan et al., Nano Letters 14, 5748-5753 (2014).
14. Yu.P. Korneeva et al., Phys. Rev. Appl. 9, 064037 (2018).

The effect of interlayer pairing on the induced superconductivity and the Meissner response of two-dimensional electronic systems

A.A. Kopasov*, A.S. Mel'nikov

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

*kopasov@ipmras.ru

We study the influence of the interlayer electron-electron interaction on the temperature dependence of the superfluid density in the two-dimensional electron gas (2DEG) proximity coupled to a conventional superconductor. Using the mean-field approximation for the interlayer interaction we demonstrate that the spin-triplet interlayer pairing results in the appearance of the odd-frequency component of the pairing correlations in 2DEG and also gives rise to an additional exchange splitting. Both these factors are responsible for the reentrant behavior of the superfluid density in the low-temperature regime. Our results suggest that the interlayer pairing provides a possible mechanism for the reentrance of the induced diamagnetism in the normal metal – superconductor heterostructures.

Introduction

It has been experimentally established that the screening properties of the superconducting (S) cylinders coated by non-superconducting (N) noble metals such as Au or Ag at ultra-low temperatures drastically deviate from the predictions of the microscopic theory of the superconducting proximity effect [1,2]. In particular, such structures can exhibit the reentrant diamagnetism – the appearance of the paramagnetic response on top of the Meissner screening. Since then, a number of theoretical explanations of this phenomenon has been given. One of them is associated with the presence of repulsive electron-electron interaction in the normal metal described by the sign change in the coupling constant of the electron-electron interaction [3]. In this scenario the S/N interface features localized quasiparticle states which are responsible for the reentrant diamagnetism.

In the present work we investigate the influence of the interlayer electron-electron interaction [4-6] on the screening properties of the S/N structures. For simplicity, we consider a two-dimensional electron gas (2DEG) proximity coupled to a thick superconducting film. Our analysis is based on the tunneling Hamiltonian formalism and the interlayer electron-electron interaction is treated within the mean-field approximation. We restrict ourselves to the calculations of the superfluid density in 2DEG which determines the contribution of this layer to the screening properties of the whole sample. Our results address the low-temperature regime and, thus, we neglect the self-consistency effects for the superconducting order parameter in the S layer and the interlayer gap function.

Model and results

The expression for the Hamiltonian of the superconductor reads:

$$H_s = \int d^3\mathbf{r} [\Psi_\alpha^\dagger(\mathbf{x}) \xi_s(\mathbf{r}) \Psi_\alpha(\mathbf{x}) + \Delta_s(\mathbf{r}) \Psi_\uparrow^\dagger(\mathbf{x}) \Psi_\downarrow^\dagger(\mathbf{x}) + \Delta_s^*(\mathbf{r}) \Psi_\downarrow(\mathbf{x}) \Psi_\uparrow(\mathbf{x})] , \quad (1)$$

Here Ψ_α^\dagger (Ψ_α) is the fermionic creation (annihilation) operator in the S layer, $\mathbf{x} = (\mathbf{r}, \tau)$, τ is the imaginary time variable in the Matsubara technique, $\alpha = \uparrow, \downarrow$ denotes spin degrees of freedom (summation over repeated spin indices is implied), $\xi_s(\mathbf{r})$ is the kinetic energy operator. Hamiltonian of 2DEG has the following form:

$$H_n = \int d^2\mathbf{R} a_\alpha^\dagger(\mathbf{X}) \xi_n(\mathbf{R}) a_\alpha(\mathbf{X}) , \quad (2)$$

where a_α^\dagger (a_α) is the fermionic creation (annihilation) operator in 2DEG, $\mathbf{X} = (\mathbf{R}, \tau)$, $\xi_n(\mathbf{R})$ is the kinetic energy operator in 2DEG. Two subsystems are coupled by the tunneling Hamiltonian

$$H_t = \int d^2\mathbf{R} [\Psi_\alpha^\dagger(\mathbf{X}) t(\mathbf{R}) a_\alpha(\mathbf{X}) + a_\alpha^\dagger(\mathbf{X}) t^*(\mathbf{R}) \Psi_\alpha(\mathbf{X})] , \quad (3)$$

and a nonlocal interaction between the electrons in different layers is described by the term

$$H_{int} = (U_0/2) \int d^2\mathbf{R} \Psi_\beta^\dagger(\mathbf{X}) a_\alpha^\dagger(\mathbf{X}) a_\alpha(\mathbf{X}) \Psi_\beta(\mathbf{X}) ,$$

where U_0 denotes the coupling strength and $\Psi_\alpha(\mathbf{X}) = \Psi_\alpha(\mathbf{R}, z = 0, \tau)$. This interaction is treated within the mean-field approach

$$[\hat{\Delta}_{int}(\mathbf{R})]_{\alpha\beta} = - \left(\frac{U_0}{2} \right) \langle a_\alpha(\mathbf{X}) \Psi_\beta(\mathbf{X}) \rangle , \quad (5)$$

Using the following definitions for the Matsubara Green functions in 2DEG

$$\check{G}_n(\mathbf{X}_1, \mathbf{X}_2) = \langle T_\tau [\check{a}(\mathbf{X}_1) \check{a}^\dagger(\mathbf{X}_2)] \rangle ,$$

where $\langle \dots \rangle$ is the thermodynamic average, $\check{a}(\mathbf{X}) = [a_\uparrow(\mathbf{X}), a_\downarrow(\mathbf{X}), a_\uparrow^\dagger(\mathbf{X}), a_\downarrow^\dagger(\mathbf{X})]^T$, and T_τ is the time-ordering operator, we derive the Gor'kov equations in the 2DEG. In the Matsubara frequency – coordinate representation they read

$$[i\omega_n + \check{\tau}_z \xi_n(\mathbf{R}) - \check{\Sigma}(\omega_n)] \check{G}_n(\mathbf{R}, \mathbf{R}', \omega_n) = \delta(\mathbf{R} - \mathbf{R}') , \quad (7)$$

Here $\omega_n = 2\pi T(n + 1/2)$ is the Matsubara frequency, T is temperature, and n is an integer. It is instructive to consider the structure of the self-energy in the Nambu-spin space

$$\check{\Sigma} = \begin{pmatrix} \hat{\Sigma}_{11} & \hat{\Sigma}_{12} \\ \hat{\Sigma}_{21} & \hat{\Sigma}_{22} \end{pmatrix}, \quad (8a)$$

$$\hat{\Sigma}_{11} = |t|^2 g_s + t f_s (i\hat{\sigma}_y) \hat{\Delta}_{int}^\dagger - t f_s \hat{\Delta}_{int} (i\hat{\sigma}_y) + g_s \hat{\Delta}_{int} \hat{\Delta}_{int}^\dagger \quad (8b)$$

$$\hat{\Sigma}_{12} = -t^2 f_s (i\hat{\sigma}_y) - t g_s (\hat{\Delta}_{int}^T + \hat{\Delta}_{int}) + f_s \hat{\Delta}_{int} (i\hat{\sigma}_y) \hat{\Delta}_{int}^T , \quad (8c)$$

$\hat{\Sigma}_{12}(\omega_n) = -\hat{\Sigma}_{11}^T(-\omega_n)$, $\hat{\Sigma}_{21}(\omega_n) = -\hat{\Sigma}_{12}^\dagger(-\omega_n)$, and $g_s(\omega_n) = -g_s(-\omega_n)$ and $f_s(\omega_n) = f_s(-\omega_n)$ are normal and anomalous quasiclassical Green's functions of the isolated S layer.

One can see from Eqs. (8) that possible manifestations of the interlayer electron-electron interaction strongly depend on its spin structure. In particular, the spin-singlet interaction leads to the increase in the induced superconducting gap in the quasiparticle energy spectrum of 2DEG and do not influence the even in frequency dependence of the induced superconducting correlations. The case of triplet interlayer pairing is qualitatively different. Indeed, substituting

$$\hat{\Delta}_{int} = d_t \hat{\sigma}_z (i\hat{\sigma}_y) \quad (9)$$

into Eqs. (8) we get that 2DEG features an additional spin splitting and the superconducting correlations in 2DEG acquire an odd-frequency component.

For the calculations of the Cooper pair density in 2DEG we derive the Eilenberger equations for quasiclassical Green functions in 2DEG

$$[i\omega_n \check{\tau}_z, \check{g}] - \check{\tau}_z \check{\Sigma} g + g \check{\Sigma} \check{\tau}_z = 0 ,$$

and then compute $n_s = T \sum_{\omega_n} Tr [f_n(\omega_n) f_n^\dagger(\omega_n)]$.

The results are shown in Fig. 1. One can see that in the low-temperature regime the superfluid density exhibits the reentrant behavior. We also see several dips on $n_s(T)$ curves for rather large d_t values. We associate the appearance of these features with the spin splitting of the peaks in the electronic density of states in 2DEG.

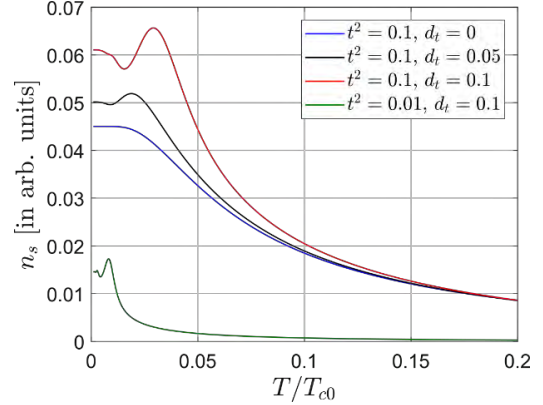


Fig. 1. Plots of the superfluid density versus temperature for several sets of the model parameters (t^2 , d_t). Here t^2 denotes the tunneling rate, d_t is the amplitude of the interlayer spin-triplet pairing, T_{c0} is the critical temperature of the S layer. The quantities t^2 and d_t^2 are taken in T_{c0} units

Acknowledgements

This work was supported by the Russian Science Foundation (Grant No. 20-12-00053).

References

1. P. Visani, A. C. Mota, and A. Pollini // Physical Review Letters, V. 85, 1514 (1990).
2. F.B. Muller-Allinger and A. C. Mota // Physical Review B 62, R6120 (2000).
3. A.L. Fauchere, W. Belzig, and G. Blatter // Physical Review Letters 82, 3336 (1999).
4. K.B. Efetov, A. I. Larkin // JETP 41, 76 (1975).
5. Z. Tesanovic // Physical Review B 36, 2364(R) (1987).
6. L.N. Bulaevskii and M. V. Zyskin // Physical Review B 42, 10230 (1990).

Resonance phenomena in nanomagnet + Josephson junction system under external periodic drive

K.V. Kulikov^{*, 1, 3}, M. Nashaat², M. Sameh², Yu.M. Shukrinov^{1, 3}

¹ BLTP, JINR, Dubna, 141980.

² Department of Physics, Cairo University, Cairo, Egypt.

³ Dubna State University, Dubna, 141980.

*kulikov@theor.jinr.ru

We investigate resonance phenomena in a system of nanomagnet coupled to the Josephson junction under external periodic drive. The additional resonances manifests itself on the dependence of the maximum amplitude of magnetic moment component oscillations as a function of voltage of the Josephson junction under the influence of external periodic drive.

Introduction

The physics of the JJ+nanomagnet system has recently received considerable attention both theoretically and experimentally. An interesting phenomenon, which is widely studied in this context, is the magnetization reversal of the nanomagnet by an external signal through the JJ [1–6]. Another interesting result is a peculiar manifestation of the Kapitza pendulum properties in such system. In a pendulum with a vibrating suspension point, an external sinusoidal force can invert the stability position of the pendulum if the vibrations of the suspension point oscillate at a high frequency. In this case, an unstable fixed point can become dynamically stable. In refs. [7,8], the authors present the Kapitza pendulum as a mechanical analogy for the JJ coupled to the magnetic subsystem (in particular, the ferromagnetic barrier in the junction or nanomagnet), and demonstrate a reorientation of the easy axis of the magnetic moment of such subsystem.

Model and Methods

We consider the Josephson junction of length l coupled to the nanomagnet with magnetization $M=(M_x, M_y, M_z)$, located at a distance $r_M = ae_x$ from the center of the junction (see Fig. 1).

The dynamics of the magnetic moment components of the nanomagnet can be described by the Landau-Lifshitz-Hilbert equation (LLG), in dimensionless quantities given by:

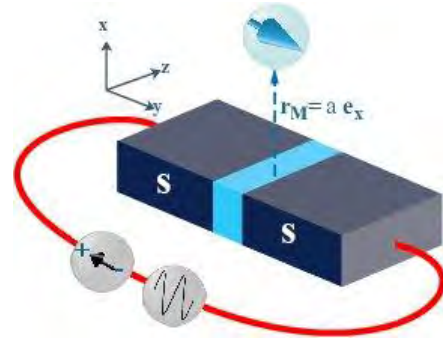


Fig. 1. Schematic diagram of the considered system with the system geometry

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dm_x}{d\tau} = \frac{\Omega_F}{(1 + \alpha^2)} [h_y(m_z - \alpha m_x m_y) - h_z(\alpha m_x m_z + m_y) + \alpha h_x(m_y^2 + m_z^2)] \\ \frac{dm_y}{d\tau} = \frac{\Omega_F}{(1 + \alpha^2)} [h_z(m_x - \alpha m_y m_z) - h_x(\alpha m_x m_y + m_z) + \alpha h_y(m_x^2 + m_z^2)] \\ \frac{dm_z}{d\tau} = \frac{\Omega_F}{(1 + \alpha^2)D} [h_x(m_y - \alpha m_x m_z) - h_y(\alpha m_x m_y + m_z) + \alpha \tilde{h}_z(m_x^2 + m_y^2)] \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} h_x = 0 \\ h_y = m_y \\ h_z = \tilde{h}_z - \epsilon k m_z \\ \tilde{h}_z = \epsilon \left[\sin \left(V\tau - k m_z + \frac{A}{\Omega} \sin(\Omega\tau) \right) + V + \cos(\Omega\tau) \right] \end{array} \right.$$

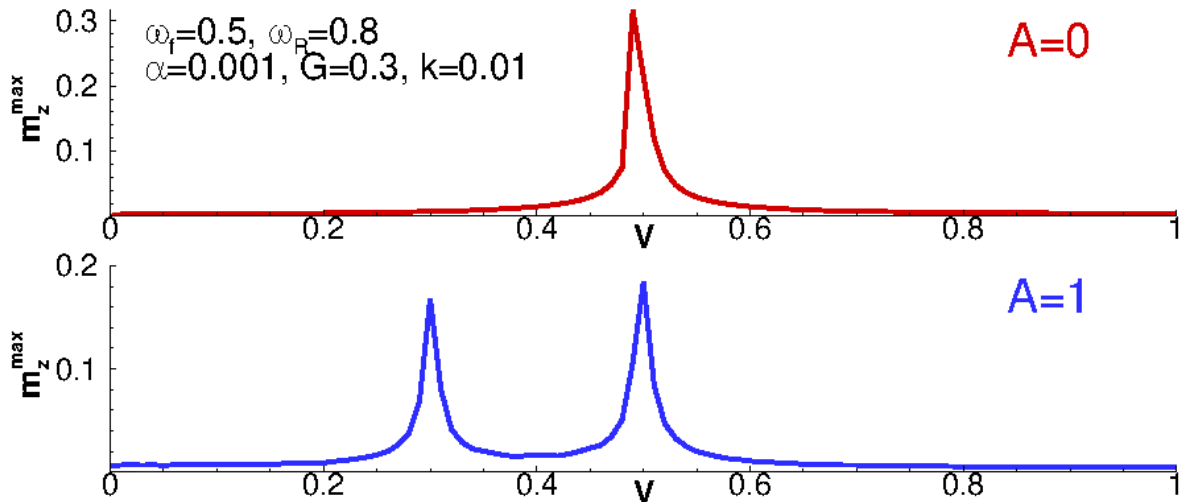


Fig. 2. Maximum amplitude of oscillations m_z^{\max} as a function of voltage at the frequency of external signal $\Omega=0.8$, $A=0,1$, $\alpha = 0.001$, $G = 3\pi$, $k = 0.01$ and $\omega_F = 0.5$. The dashed line indicates the value of ferromagnetic frequency

where α is the Hilbert damping parameter, $m_i=M_i/M_s$ are the normalized components of the magnetic moment, M_s is the saturation magnetization, h_i are the effective field components normalized to $H_F = \omega_F/\gamma$, γ is the gyromagnetic ratio, ω_F is the frequency of ferromagnetic resonance normalized to the characteristic frequency $\omega_c=2eRI_c/\hbar$, I_c is the critical current of the JJ, R is the resistance of the JJ, $\tau = t\omega_c$ is the normalized time, $D = 1 + (\omega_F\alpha\epsilon k/(1+\alpha^2))(m_x^2 + m_y^2)$, $\epsilon = Gk$, $G = \epsilon_j/K_{an}v$ is the ratio of the Josephson to magnetic energy, $\epsilon_j=\Phi_0I_c/2\pi$ is the Josephson energy, Φ_0 is the flux quantum, v is the volume of the nanomagnet, K_{an} - constant of magnetic anisotropy and $k = (2\pi/\Phi_0)\mu_0M_s l/a\sqrt{l^2+a^2}$ is the coupling between the JJ and the nanomagnet. The JJ voltage V is normalized to $V_c = \hbar\omega_c/2e$, $A=V_{ac}/V_c$ is the normalized amplitude of the external radiation, $\Omega=\omega_R/\omega_c$ is the normalized frequency of the external radiation, β_c is the McCumber-Stuart parameter.

We solve this nonlinear stiff system of equations using the Gauss-Legendre scheme. The initial conditions are assumed to be $m_x = 0$, $m_y = 1$ and $m_z = 0$, voltage and phase are equal zero.

Discussion

External periodic signal through the Josephson junction excite the precession of the magnetic moment of the nanomagnet, which leads to the ferromagnetic resonance when the precession frequency becomes equal to the eigenfrequency ω_F of the magnetic system. To describe the resonance, we calculated the maximum amplitude of oscillations of the magnetic moment component in the time domain for each given V or ω_R .

Figure 2 shows the calculated maximum amplitude of oscillations m_z^{\max} as a function of at voltage the frequency of external signal Ω , $\omega_F = 0.5$, $\alpha = 0.001$ and different $A=0,1$. A main ferromagnetic resonance peak is observed at the frequency corresponding to the ferromagnetic frequency $\omega_F = 0.5$ and has an asymmetric shape. The additional resonance manifests itself at $V=0.3$ under the influence of external periodic drive.

The study was supported the project 18-71-10095 of the Russian Scientific Fund.

References

1. L. Cai and E.M. Chudnovsky // *Phys. Rev. B* **82**, 104429 (2010).
2. L. Cai, D.A. Garanin, and E.M. Chudnovsky // *ibid.* **87**, 024418 (2013).
3. Buzdin A.I. // *Rev. Mod. Phys.* **77**, 935 (2005);
4. Buzdin A.I. // *Phys. Rev. Lett.* **101**, 107005 (2008);
5. F. Kenschelle and A. Buzdin // *ibid.* **102**, 017001 (2009).
6. Y.M. Shukrinov, I.R. Rahmonov, K. Sengupta, and A. Buzdin // *Appl. Phys. Lett.* **110**, 182407 (2017).
7. Yu.M. Shukrinov, A. Mazanik, I. R. Rahmonov, A.E. Botha, and A. Buzdin // *Europhys. Lett.* **122**, 37001 (2018).
8. Yu.M. Shukrinov, M. Nashaat, I. R. Rahmonov, and K.V. Kulikov // *JETP Letters*, **110**, 3, 160-165 (2019).

Emergent non-ergodic delocalized phase in a disordered Russian Doll model of superconductivity

V. Motamarri^{1, 2}, А.С. Горский^{3, 4}, И.М. Хаймович^{2, 5, *}

¹ Indian Institute of Technology Bombay, Mumbai, India 400076.

² Max Planck Institute for Physics of Complex Systems, Nöthnitzer Straße 38, D-01187 Dresden, Germany.

³ Институт проблем передачи информации РАН, 127051, Москва.

⁴ Московский физико-технический институт, 141700, Москва.

⁵ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*hai@ipmras.ru

Motivated by the interplay of Bethe Ansatz integrability and localization, we consider a time-reversal symmetry breaking deformation of a Richardson model of superconductivity, known as a Russian Doll Model (RDM) by implementing diagonal on-site disorder. The localization and ergodicity-breaking properties of a single-particle spectrum are analyzed within a large-energy renormalization group (RG) over the momentum-space spectrum. Based on the above RG, we derive an effective Hamiltonian of the model, discover a fractal phase of non-ergodic delocalized states, with the fractal dimension different from the one of a paradigmatic Rosenzweig-Porter model, and explain it both in terms of the developed RG equations and matrix-inversion trick.

Introduction

The Richardson model (RM) of superconductivity [1] is a suitable toy model with finite number of degrees of freedom, allowing one to capture the key properties of superconducting state in a relatively simple manner. This model, given by on-site diagonal potential ε_n on N sites and all-to-all constant coupling $j_{mn} \sim 1/N$,

$$H = \sum_n \varepsilon_n n_n + \sum_{m,n} j_{mn} (c_n^+ c_m + h.c. + n_n n_n), \quad (1)$$

with $n_n = c_n^+ c_n$ and c_n^+ (c_n) being fermionic creation (annihilation) operators, is known to be Bethe-Ansatz (BA) integrable, where BA equations coincide with the ones of a twisted SU(2) Gaudin model [2]. The localization properties of the Richardson model in a single-particle spectrum with the diagonal on-site disorder has been considered in [3], where it was shown that all (except one) eigenstates are localized for any coupling constant $j_{mn} \ll N^{-1}$ ($j_{mn} \gg N^{-1}$). The delocalization of the only level appears at the *same* coupling $j_{mn} \simeq N^{-1}$, when the superconducting gap in the many-body sector starts to be extensive. Though all (except one) eigenstates are localized for any coupling, the corresponding level statistics shows level repulsion for $j_{mn} > N^{-1}$, which is comparable with the one in the random matrix theory of Gaussian ensembles [4].

Main results

Here we go beyond the Richardson model and consider its integrable deformation, namely, Russian Doll model

(RDM) [5], involving the time-reversal symmetry (TRS) breaking. Like in RM, RDM has all-to-all constant coupling $j_{mn} = (\cos \theta + i \sin \theta \operatorname{sgn}(m - n))/N$, but now it has both a symmetric real and an antisymmetric imaginary terms in (1), see Fig. 1. Motivated by the interplay of BA integrability, localization, and level repulsion in the Richardson model, we consider RDM with diagonal disorder and generalize it in terms of the scaling of the coupling constant (similarly to fully-correlated cases in [6-9]), $|j_{mn}| \sim N^{-\frac{\gamma}{2}}$ by the analogy with the Rosenzweig-Porter (RP) model [10].

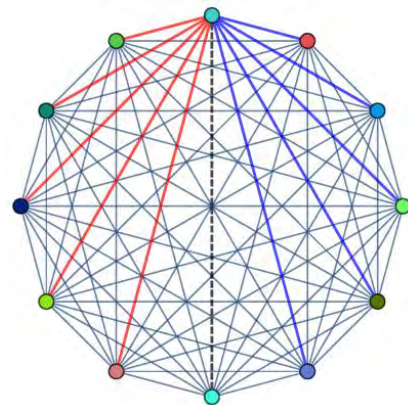


Fig. 1. Sketch of the Russian doll model, Different colors of vertices stand for the disorder potential ε_n , while the coloring of the edges from the topmost vertex demonstrate different phases of hopping terms with the same amplitude: red color stands for $e^{i\theta}$, blue - for $e^{-i\theta}$ and black dashed line corresponds to the real hopping 1

This Rosenzweig-Porter model is known to host an entire phase of non-ergodic eigenstates in the range $1 < \gamma < 2$, squeezed between the ergodic ($\gamma < 1$) and Anderson localized ($\gamma > 2$) phases [10]. Such a phase is characterized by the only energy scale Γ , large compared to the level spacing $\delta \sim E_{BW}/N$ and small compared to the bandwidth E_{BW} . This energy scale, given by the standard Fermi's Golden rule formula,

$$\Gamma = 2\pi/(\hbar E_{BW}) \sum_m |j_{mn}|^2 \sim \delta N^D, \quad (2)$$

determines a eigenstate fractal dimension $D = 2 - \gamma$.

For the Richardson model, the standard Fermi's Golden rule result fails to describe the localization properties correctly due to the presence of the strong correlations between the couplings of different sites. The localization, which survives for any coupling strength even beyond the convergence of the locator expansion in the Richardson model [3] (and some other long-range fully correlated models), can be understood via a so-called matrix-inversion trick [6, 7] or develop a strong-disorder spatial renormalization group [8, 9].

Similarly, for RDM, these correlations are present, however numerically we show that the increasing coupling does lead to the delocalization of most of the eigenstates, see Fig. 2, and, thus, all the above analytical methods [6 - 9] working only in the localized phase are not applicable as well as the standard Fermi's Golden rule approximation (2). To overcome this, here we develop another analytical method [11] to describe localization and ergodicity-breaking properties of RDM. We base our approach on the renormalization group (RG), similar in spirit to the one used for disorder-free RDM for $\gamma = 2$ [5], but generalize it to the *momentum* space. By going back to the coordinate basis, we derive the effective Hamiltonian with the significantly reduced correlations, which is already tractable with the Fermi's Golden rule approximation (2).

Using combination of the effective Hamiltonian and the Fermi's Golden rule, we have found that single-particle eigenstates in the disordered RDM demonstrate fractal properties emerging in the same Anderson localization point $\gamma = 2$ as the ones in the Rosenzweig-Porter model. However, the non-ergodic phase prolongs to smaller values of γ until $\gamma = 0$ and the corresponding fractal dimension D , which we exactly determine analytically, deviates from the one in the Rosenzweig-Porter and equals to $D = 1 - \gamma/2$.

A. S. G. and I. M. K thank IIP, Natal, where the project has been initiated during the program "Random geome-

tries and multifractality in condensed matter..." for hospitality. I. M. K. acknowledges the support by Russian Science Foundation (Grant No. 21-12-00409).

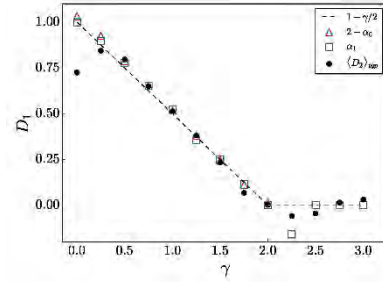


Fig. 2. The fractal dimension D_1 versus γ in RDM model for 50 % mid-spectrum eigenstates, and $\theta=0.25$. The symbols correspond to D_q , extracted from the inverse participation ratio (\bullet) and from the points corresponding to the first α_1 (\blacksquare), and zeroth $2 - \alpha_0$ (\blacktriangle) moments of $P(\alpha) \sim N^{f(\alpha)-1}$, with $\alpha = -\ln|\psi_E(x)|^2/\ln N$. The black dashed line shows the analytical prediction. The symmetry $f(\alpha) = f(2 - \alpha) + (\alpha - 1)$ [12] used for $2 - \alpha_0$ works only for the delocalized phases, $\gamma \leq 2$. The data is extrapolated from $N = 2^9 - 2^{14}$ with 1000 disorder realizations for each

Литература

1. R. Richardson // Phys. Lett. 3, 277 (1963); R. Richardson, N. Sherman // Nucl. Phys. 52, 221 (1964).
2. M.C. Cambiaggio, A. M. F. Rivas, M. Saraceno // Nucl. Phys. A624, 157 (1997),
3. A. Ossipov // J. Phys. A46, 105001 (2013); R. Modak, S. Mukerjee, E. A. Yuzbashyan and B.S. Shastri // New J. Phys. 18, 033010 (2016).
4. M.L. Mehta, *Random matrices*, Elsevier (2004).
5. A. LeClair, J.M. Roman, G. Sierra // Phys. Rev. B 69, 020505 (2002); *ibid* // Nucl. Phys. B675, 584 (2003).
6. P.A. Nosov, I.M. Khaymovich, V. E. Kravtsov // Phys. Rev. B99, 104203 (2019).
7. P.A. Nosov, I.M. Khaymovich // Phys. Rev. B99, 224208 (2019).
8. X. Deng, A.L. Burin, I.M. Khaymovich, arXiv: 2002.00013 (2020).
9. A.G. Kutlin, I.M. Khaymovich // SciPost Phys. 11, 101 (2021).
10. V.E. Kravtsov, I.M. Khaymovich, E. Cuevas, M. Amini, New J. Phys. 17, 122002 (2015).
11. V. Motamarri, A.S. Gorsky, I.M. Khaymovich, arXiv: 2112.05066 (2021).
12. F. Evers and A.D. Mirlin // Rev. Mod. Phys. 80, 1355 (2008).

Bifurcations in Josephson junction coupled to the nanomagnet

M. Nashaat^{1, 2, *}, M. Sameh², A.E. Botha³, K.V. Kulikov^{1, 4}, Yu.M. Shukrinov^{1, 4, 5}

¹ BLTP, JINR, Dubna, Moscow Region, 141980, Russia.

² Department of Physics, Faculty of Science, Cairo University, 12613, Giza, Egypt.

³ Department of Physics, University of South Africa, Science Campus, Private Bag X6, Florida Park 1710, South Africa.

⁴ Dubna State University, Dubna, Moscow Region, Russia.

⁵ Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, 141700, Russia.

*majed@sci.cu.edu.eg,

In this study, we consider voltage biased Josephson junction coupled to nanomagnet. We investigate the period doubling bifurcation due to interplay between superconducting phase and magnetization in Josephson junction. We use the variation of Josephson to magnetic energy ratio as our control parameter. Several precession motions are observed, such as chaos, bistability, and multiperiodic orbits, in the ferromagnetic resonance region.

Introduction

Molecular nanomagnets [1–3] are good candidates for qubit realization, due to their long magnetization relation time [4–6]. Hybrid structures, such as the nanomagnet coupled to Josephson junction (NM-JJ), are also important contenders for the development of spintronic devices [7, 8]. The magnetic nanoparticle can be described by the Landau–Lifshitz-Gilbert equation [9], while, the Josephson junction, can be described by the resistively and capacitively shunted Josephson junction (RCSJ) model [10]. We investigate the magnetization bifurcations and chaos which appear in this system due to interplay of superconductivity and magnetism, and calculate the bifurcation diagrams.

Model

We consider voltage biased Josephson junction with length l coupled to a nanomagnet with magnetic moment $\mathbf{M} = (M_x; M_y; M_z)$ located at distance $\mathbf{r}_M = a\mathbf{e}_x$ from the center of the junction as shown in Fig. 1a.

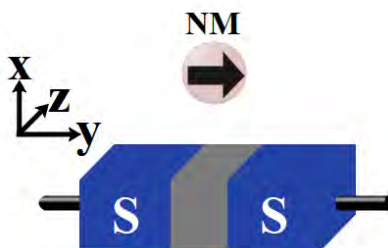


Fig. 1. Schematic diagram of the system of JJ-NM with the system geometry [10]

The total system of Landau-Lifshitz-Gilbert-Josephson equations to be used in our numerical studies in normalized units is given by [8, 11]:

$$\begin{aligned} \frac{dm_x}{d\tau} &= \frac{\Omega_F}{(1+\alpha^2)} [h_y(m_z - \alpha m_x m_y) - h_z(\alpha m_x m_z + m_y)] \\ \frac{dm_y}{d\tau} &= \frac{\Omega_F}{(1+\alpha^2)} [h_z(m_x - \alpha m_y m_z) + \alpha h_y(m_x^2 + m_z^2)] \\ \frac{dm_z}{d\tau} &= \frac{\Omega_F}{(1+\alpha^2)D} [\alpha \tilde{h}_z(m_x^2 + m_y^2) - h_y(m_x + \alpha m_y m_z)] \\ D &= 1 + \frac{\Omega_J \alpha k}{1+\alpha^2} (m_x^2 + m_y^2), \end{aligned} \quad (1)$$

where h_y, h_z are the components of the effective field in the y - and z -direction respectively (here $h_x=0$). The effective field components are given by:

$$\begin{aligned} h_y &= m_y \\ h_z &= \tilde{h}_z - \tau k \frac{dm_z}{dt} \quad \tilde{h}_z = \tau [\sin(\Omega_J t - km_z) + \Omega_J], \end{aligned} \quad (2)$$

where Ω_J is the Josephson frequency normalized to the characteristic frequency of JJ, $\epsilon = Gk$, where k play the role of the coupling in the proposed system [7, 11], $G = E_J / (K_{an} V)$ is the ratio between Josephson energy (E_J) and anisotropic energy, K_{an} is an anisotropic constant, V is the volume of ferromagnetic F layer, α is a phenomenological damping constant, $\mathbf{m}_i = \mathbf{M}_i / M_0$ for $i = x, y, z$, $M_0 = \|\mathbf{M}\|$, and Ω_F is the ferromagnetic resonance (FMR) frequency normalized to the characteristic frequency of JJ. Here, we consider $\Omega_F = 1$, $k = 0.05$, and $\alpha = 0.1$. We have chosen the Josephson to magnetic energy ratio G and the Josephson frequency Ω_J as control parameters.

We investigate h_{y-av} and h_{z-av} as functions of G and Ω_J and create 2-D maps, which are demonstrated in Fig. 2(a and b). Fig. 2(a) shows that the average of h_y has a non-zero values only at $G < 20\pi$ and around the FMR condition ($\Omega_J \approx \Omega_F$), while the average of h_z smoothly

increasing with the increasing in G and Ω_J (see Fig.2(b)). We note that the condition $h_{y-av} = 0$ indicates the complete reorientation of the magnetic moment, while the negative values of h_{y-av} indicates the reversal of the easy axis [11, 12]. The reorientation features at $\Omega_J \gg \Omega_F$ have been investigated in Refs. [10]. Here, we investigate the regions of the non-zero values of h_{y-av} which appear at small Ω_J ($\Omega_J < 2$). The system in this region is influenced by the irregular oscillations of $h_y(t)$, which can be a cause of a chaotic dynamic of the nanomagnet [11].

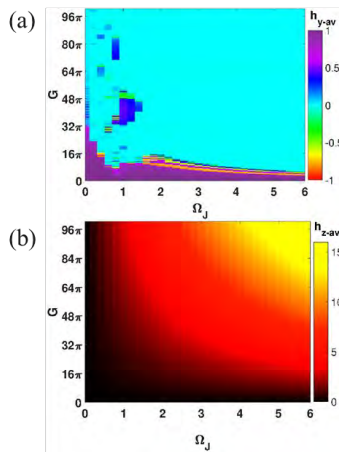


Fig. 2. (a) The average value of h_{y-av} , (b) the average value of h_{z-av} as functions of G and Ω_J

Changes of the oscillatory behaviors according to the increases of Ω_J can be seen in Fig.3. By increasing Ω_J , the motion orbit is shrunk. In addition to this, the Poincaré sections for $\Omega_J = 1$ shows that by increasing G , a transition from P2 to P4 motion (see Fig.2 (a) and (b)) take place. However, an inverse transition occurs where P4 to P2 motion occurs (see Fig.2 (c) and (d)).

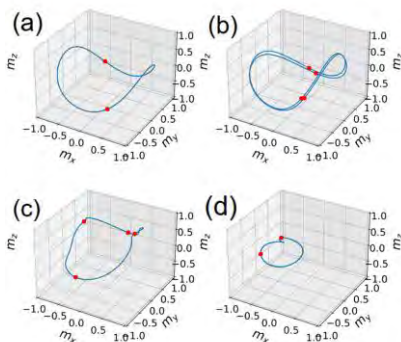


Fig. 3. The effect of Ω_J on orbits of the motion of the magnetization (blue curves) and corresponding Poincaré sections (red dots) at different values of G at $\Omega_J = 1$: (a) for $G = 7$, and (b) for $G = 8$. The same for (c), and (d) but for $\Omega_J = 1.5$

Figure. 4 represent that the motion of the magnetization at $G=10$ is chaotic. Each time the magnetization passes

through a region, its trajectory is changing, opening up new loops on the Bloch sphere (See Fig.3(b-e)).

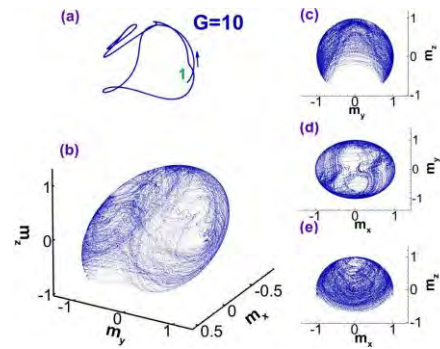


Fig. 4. Shows the trajectory of motion in 3D and 2D plan, indicating the chaotic feature of the system at $G=10$ and $\Omega_J=1$. (a) represent the initial starting point. (b) Bloch sphere for the magnetization. (c-d) represent the 2D zy -, xy - and zx - planes

In summary, we show the transformations between different types of motions of the system and the magnetization may exhibit chaotic, and multiperiodic orbits motion depending of the Josephson junction parameters.

References

1. L. Bogani, and W. Wernsdorfer, Nature Mater. 7, 179 (2008).
2. Candini, S. Klyatskaya, M. Ruben, W. Wernsdorfer, and M. Affronte, Nano Lett., 11 (7), 2634-2639 (2011).
3. Ardavan, O. Rival, J. J. L. Morton, S. J. Blundell, A. M. Tyryshkin, G. A. Timco, and R. E. P. Winpenny, Phys.Rev. Lett. 98, 057201 (2007).
4. R. Ghosh, M. Maiti, Yu. M. Shukrinov, and K. Sengupta, Phys. Rev. B 96, 174517 (2017).
5. G. A. Cirillo, G. Turvani and M. Graziano, IEEE Transactions on Nanotechnology, 18,. 1027-1039 (2019).
6. Chiesa, E. Macaluso, F. Petiziol, S. Wimberger, P. Santini, and S. Carretta, J. Phys. Chem. Lett., 11, 20, 8610-8615 (2020).
7. Yu. M. Shukrinov, M. Nashaat, I. R. Rahmonov, and K. V. Kulikov, JETP Letters, 110, 3, (2019).
8. L. Cai and E. M. Chudnovsky, Phys. Rev. B 82, 104429 (2010).
9. M. Lakshmanan, Phil. Trans. R. Soc. A 369, 1280–1300 (2011).
10. K. V. Kulikov, D. V. Anghel, A. T. Preda, M. Nashaat, M. Sameh, Yu. M. Shukrinov, arXiv:2107.01882 (2021).
11. M. Nashaat, M. Sameh, A. E. Botha, K. V. Kulikov, Yu. M. Shukrinov arXiv:2111.126 59 (2021).

Dynamics of a superconducting condensate in a time-dependent exchange field

V.D. Plastovets^{1,2}, A.S. Mel'nikov^{2,3}, A.I. Buzdin¹

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

² Institute for Physics of Microstructures RAS, 607680 Nizhny Novgorod, GSP-105, Russia.

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

*vadim.plastovets@u-bordeaux.fr

Using the non-stationary Bogoliubov-de Gennes theory, we discuss the coherent dynamics of the superconducting gap in a uniform and varying in time exchange field in the presence of spin-orbit coupling. It was shown that in such a system the time evolution of the gap is provoked by a Landau-Zener tunneling between the spin subbands in the spectrum of the superconductor. Corresponding redistribution of the quasiparticle states leads to a smooth dynamics while interference effects provide fast gap oscillations.

Introduction

The non-stationary effects in superconductors related to the coherent dynamic pairing of Cooper pairs have been studied for a long time. Such effects lead to the dynamics of superconducting gap potential, which can be excited, for example, either by a rapid changing of a pairing constant [1] or by an external electromagnetic field [2]. The purpose of this work is to consider the non-equilibrium effects in a superconductor in a non-stationary exchange field $h(t)$. It is known that in the equilibrium case there is a critical field $h_{cr}=\Delta_0/\sqrt{2}$ at which superconductivity is suppressed and the phase transition to the normal state occurs. We want to show how the adiabatic evolution of quasi-particle states in the spectrum leads to an increase in the critical field and the appearance of interference effects, which result in the oscillatory gap dynamics.

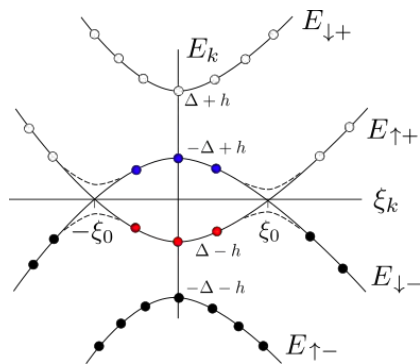


Fig. 1. Schematic quasiparticle spectrum for $h(t) > \Delta$. The dashed lines show a small splitting near the intersection points $\xi_0 = (\hbar^2 - \Delta^2)^{1/2}$ due to weak RSOI. White/black circles correspond to empty/filled states, and blue/red circles correspond to redistributed states

Model and equations

We consider a singlet superconductor in the presence of a homogeneous time-dependent exchange field $h(t)$ and Rashba spin-orbit coupling (RSOC). The dynamics of this system is governed by a time-dependent BdG equation

$$i\hbar \partial \Psi_\sigma / \partial t = H(t) \Psi_\sigma \quad (f1)$$

$$H = \tau_z \otimes (\xi_k \sigma_0 + \lambda [\mathbf{n} \times \mathbf{k}] \boldsymbol{\sigma}) - \tau_0 \otimes \mathbf{h}(t) \boldsymbol{\sigma} + \tau_x \otimes \sigma_0 \Delta$$

where ξ_k is a free particle spectrum measured from Fermi level, $\boldsymbol{\sigma}$ is a Pauli matrix vector, τ is Pauli matrix in electron-hole space, λ is a strength of RSOC, $\mathbf{n} \parallel \mathbf{h}$ is a vector defining the RSOC and Δ is a pairing potential. Note that the spin-orbit interaction term is introduced here to provide the splitting of the quasiparticle spectral branches needed to give a nontrivial gap dynamics in accordance with previous considerations of an interaction of the spin dynamics and the Higgs modes [3]. Assuming an adiabatic evolution of the eigenstates we use a time eikonal approach $\Psi_\sigma(t) = \Psi_\sigma^0 \exp(-i\hbar^{-1} S_\sigma(t))$ from which an adiabatic spectrum $E_\sigma(t) = \partial S_\sigma / \partial t$ is obtained. It consists of four branches with indices $\sigma = \{\uparrow-, \uparrow+, \downarrow-, \downarrow+\}$ schematically shown in Fig (1). We assume that RSOC effect is small $\lambda k_F \ll \hbar$ and it leads in small distortion of the spectrum. The pairing potential satisfies the self-consistency equation which can be written as follows

$$\Delta = \lambda_{BCS} / 8 \sum_k \Psi_k^\dagger (\tau_1 + i\tau_2) \otimes i\sigma_y \Psi_k \quad (f2)$$

where vectors Ψ_k represent a superposition of all states with dynamical phase:

$$\Psi_k = \sum_n C_{n,k}(t) \Psi_{k,n}^0 = \sum_n w_{n,k}(t) e^{i\hbar^{-1} S_n(t)} \Psi_{k,n}^0$$

Here n is the number of the spectral branch and coefficients w_k are weights indicating the filling of states, which are determined by an initial condition. For example, branches E_{\uparrow} and E_{\downarrow} do not intersect when the exchange field $h(t)$ changes and their weights are $w_k = \{1, 0\}$ correspondingly. The intersection of the other branches $E_{\uparrow+}$ and $E_{\downarrow-}$ can be considered as sequential intersections of all states with fixed ξ_k in time, which can be described using the solution of Landau-Zener problem [4]. The latter assumes that there is some probability of tunneling between two states with different energy and therefore we have a redistribution of w_k for these two states. Since the adiabaticity is violated only at the intersection points $\xi_0 = (h^2 - \Delta^2)^{1/2}$ we can use the following approximation: the weight $w_k(t)$ for the branch $\{E_{\uparrow+}, E_{\downarrow-}\}$ instantly changes from the initial $w_k(t=-\infty) = \{0, 1\}$ before transition to $w_k(t=\infty) = \{p^{1/2}, (1-p)^{1/2}\} w_k(-\infty)$ after the transition with the amplitudes $p^{1/2}$ and $(1-p)^{1/2}$. For the sake of simplicity, we assume that $h(t) = vt$ with $v = \text{const}$, and the coefficient p derived from the Landau-Zener problem and can be expressed as $p = 1 - \exp(-2\pi\lambda^2 k_F^2 / v)$.

Discussion

Self-consistency equation contains two types of terms proportional to $\sim |C_n(t)|^2$ and $\sim C_n^*(t)C_m(t)$. The first type terms are the leading ones and describe the redistribution of the occupancy of different crossing energy branches. The terms of the second type are small in parameter λk_F and correspond to the interference effects. If we take into account only the higher-order terms describing the redistribution of the states without interference effects, the equation (f2) will be reduced to the following form

$$\Delta = \Delta_0^{1/(1-p)} (h + \sqrt{h^2 - \Delta^2})^{-p/(1-p)} \quad (\text{f3})$$

where p is the Landau-Zener parameter and $\Delta_0 = 2\hbar v_D \exp(-1/\lambda_{\text{BCS}} v(0))$ is the equilibrium gap value in the absence of the exchange field and RSOC. An example of the dependence of the gap on the exchange field (f3) is shown in Fig. 2.

References

1. R.A. Barankov, L.S. Levitov, B.Z. Spivak // Physical Review Letters, V. 93, 160401 (2004).
2. Y. Lu, R.Ojajärvi, P. Virtanen, M. A. Silaev, T.T. Heikkilä // arxiv:2108.06202 (2021).
3. R. Shimano, N. Tsuji // Annual Review of Condensed Matter Physics, V. 11, 103-124 (2020).
4. S.N. Shevchenko, S. Ashhab, F. Nori // Physics Report 492, 1-30 (2010).

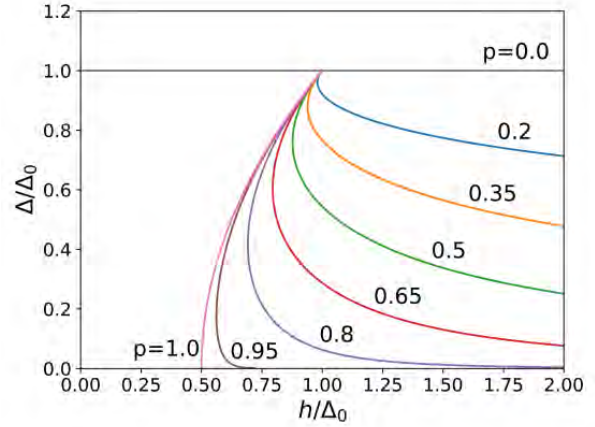


Fig. 2. Dependence of the superconducting gap on the exchange field from the expression (f3) for different values of p

Since the exchange field depends on time, it is assumed that different values of the field correspond to different points in time. The case $p=1$ corresponds to a complete redistribution of states between spin subbands $E_{\uparrow+}$ and $E_{\downarrow-}$ in the interval $\xi \in [-\xi_0, \xi_0]$ (see Fig. 1) and this leads to destruction of superconductivity at $h = \Delta_0$. The case $p \ll 1$ corresponds to a small redistribution; therefore, the gap survives even for the field values larger than $h = \Delta_0$. This can be explained as an effective creation of triplet Cooper pairs due to the mixing of states from different spin subbands, which is controlled by the Landau-Zener transitions. It follows from the thermodynamic analysis of the free energy that the stable part of the dependence $\Delta(h)$ is a part with $\partial\Delta/\partial h < 0$. We expect that this redistribution of the states should excite the small interference terms which will provoke the gap oscillations with different frequencies including the standard frequency of the Higgs mode $\sim 2\Delta_0$.

Acknowledgments

The work has been supported by the Russian Science Foundation Grant No. 21-72-10161, “ANR OPTOFLUXONICS” and the LIGHT S&T Graduate Program (PIA3 Investment for the Future Program, ANR-17-EURE-0027).

Anomalous Josephson junctions under external electromagnetic radiation

Yu.M. Shukrinov^{1,2,3}, S.A. Abdelmoneim^{1,4}

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

2 Dubna State University, Dubna, 141980, Russia.

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

4 Physics department, Menofiya University, Faculty of Science, 32511, Shebin Elkom, Egypt.

*shukrinv@theor.jinr.ru

The process of synchronization of the magnetization precession and Josephson oscillations in the φ_0 junction in the ferromagnetic resonance region in the presence of external electromagnetic radiation is investigated. Its manifestation in the dynamics of the magnetization of the ferromagnetic layer and in the current-voltage characteristics of the junction is demonstrated. We clarify the role of spin-orbit coupling in the appearance of nonlinear features in the IV-characteristic of the φ_0 junction.

Introduction

The Josephson φ_0 junctions with the current-phase relation $I = I_c \sin(\varphi - \varphi_0)$, where the phase shift 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]. Such 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 IV characteristics and magnetization dynamics of the φ_0 Josephson junction under an external electromagnetic radiation were studied in Ref.[9]. The bias current dependence of maximal magnetization component m_y^{max} taken at each value of bias current manifests two phenomena, such as ferromagnetic resonance (FMR) and locking of the magnetization precession to the oscillations of the external field through the locking to the Josephson oscillations. The locking is manifested as a step in m_y^{max} dependence and its maximum shows the FMR. The nonlinearity in the IV-curve and additional Shapiro step (SS) in junctions with a strong spin-orbit interaction (SOC) was demonstrated. The states with NDR result in an additional step with corresponding oscillations having the same frequency as the oscillations at the first step, but a different amplitude and different dependence on the radiation frequency [9].

Model

The full Landau-Lifshitz-Gilbert-Josephson (LLGJ) system of equations for φ_0 Josephson junction was investigated in Ref. [9]. In the case of $Gr \ll 1$; $m_z \approx 1$, and neglecting quadratic terms m_x and m_y , the LLGJ system of equations can be rewritten as:

$$\begin{aligned} \frac{dm_x}{dt} &= \frac{\omega_F}{1 + \alpha^2} [-m_y + Gr \sin(\varphi - r m_y)], \\ \frac{dm_y}{dt} &= \frac{\omega_F}{1 + \alpha^2} (m_x - \alpha m_y), \\ \frac{dV}{dt} &= \frac{1}{\beta_c} [I + A \sin \omega_R t - V - \sin(\varphi - r m_y) \\ &\quad + r \frac{dm_y}{dt}], \end{aligned} \quad (1)$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = V$$

Using the fourth-order Runge-Kutta method, we solve this system of equations and find $m_x(t)$, $m_y(t)$, and $V(t)$ as functions of the bias current. After averaging procedure we find the IV-characteristics at fixed system parameters [10].

Results and discussion

Here we present results following from the system (1) in compare with the results of full LLGJ, presented in Ref.[9]. An increase in the spin-orbit coupling at small G and α , when the nonlinearity in LLGJ is getting stronger, leads to its manifestation in the IV-characteristics. It has a pronounced effect on the shape of the IV curve in the resonance region, represented as

the deviation of the IV curve from its linear behavior and in the appearance of the resonance branch as shown in Fig. 1(a).

In the case of approximated LLGJ, the situation is different. The state with negative differential resistance (NDR) does not appear for all values of the spin-orbit coupling r , as shown in Fig. 1(b).

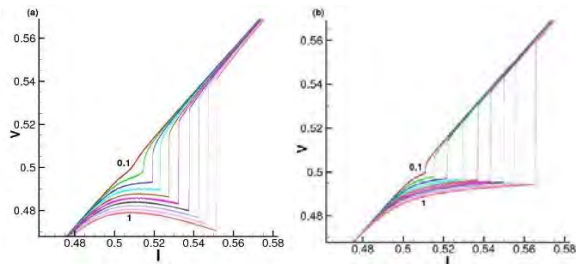


Fig. 1. The enlarged parts of IV-characteristics in the resonance region at $G = 0.01, \alpha = 0.01$ and different r . (a) Results for full system of LLGJ equations; (b) Results for approximated system (1)

Effect of the external electromagnetic radiation on the bias current dependence of m_y^{max} presented in Fig.2 for both cases. In the case of the full LLGJ, the maximum of the resonance peak appears at a lower value m_y^{max} than that in the case of the approximated one as shown in Fig. 2(a) and Fig. 2(b).

Also, the maximum of the resonance peak is shifted to a higher value of the bias current in the case of the approximated system of equations.

With an increase in the SOC in the interval $0.4 < r < 0.7$, the state with a NDR starts to play an essential role. It is reflected by an appearance of the second step in $m_y^{max}(I)$ dependence that corresponds to the locking of magnetization precession at higher value of m_y^{max} . So, two locking steps with the different maximal magnetization amplitude appear. This situation is demonstrated in Fig.2(a) by curves with $r = 0.5$ and $r = 0.6$.

The disappearance of the second m_y^{max} locking step is seen in Fig 2(b). This is due to the disappearance of the NDR part of the IV curves corresponded to the approximated LLGJ system of equations. Another specific feature of the approximated system is an appearance of m_y^{max} locking step at strong spin-orbit coupling ($r > 0.6$) as it also demonstrated by Fig. 2(b).

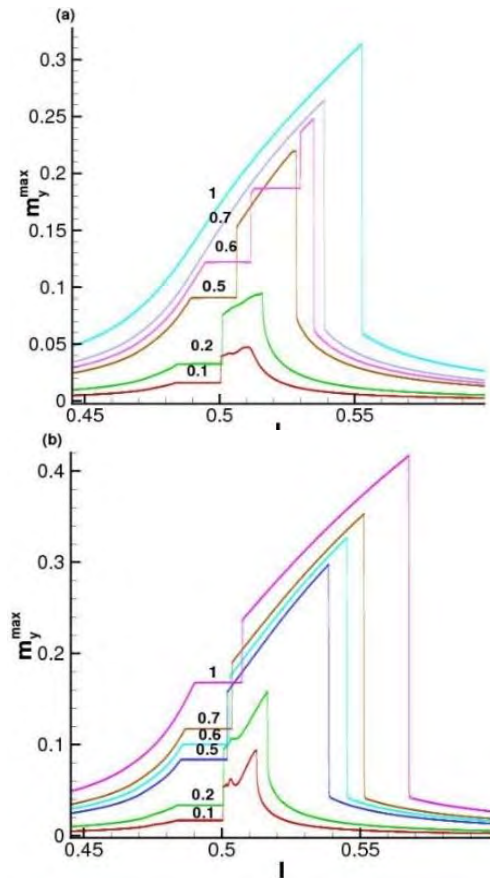


Fig. 2. $m_y^{max}(I)$ dependence in the resonance region at $G = 0.01, \alpha = 0.01, A = 0.1, \omega_R = 0.485$ and different r . The numbers indicate the r value for each curve; (a) Results for full system of LLGJ equations; (b) Results for approximated system (1)

Acknowledgements. The study was carried out within the framework of the (ASRT, Egypt) - (JINR, Russia) research projects. Numerical simulations were funded by Project No. 18-71-10095 of the Russian Science Foundation.

References

1. Y.M. Shukrinov, I.R. Rahmonov, A. Janalizadeh, and M.R. Kollahchi, Phys.Rev.B 104(22), (2021).
2. Jacob Linder and W.A. Jason Robinson, Nature Physics **11**, 307 (2015).
3. Yu. M. Shukrinov. Anormalous Josephson effect. Accepted for UFN. DOI:https://doi.org/10.3367/UFNe.2020.11.038894
4. I.V. Bobkova, A.M. Bobkov, I.R. Rahmonov, A.A. Mazanik, K. Sengupta, and Yu.M. Shukrinov, Phys. Rev. B 102, 134505 (2020).
5. A. Buzdin, Phys. Rev. Lett. **101**, 107005 (2008).

6. F. Korschelle, A. Buzdin, Phys. Rev. Lett . **102**, 017001 (2009).
7. Yu.M. Shukrinov, I. R. Rahmonov, and K. Sengupta, Phys. Rev. B 99, 224513 (2019).
8. Shukrinov, Y.M., Rahmonov, I.R., Phys. Part. Nuclei 51, 816–822 (2020).
9. S.A. Abdelmoneim, Yu.M. Shukrinov, K.V. Kulikov, H. ElSamman, M. Nashaat, Cond-Mat arXiv:2201.04524
10. Yu.M. Shukrinov, I.R. Rahmonov, K. Sengupta and A. Buzdin, Applied Physics Letters, 110, 182407, (2017).

Novel mechanisms of photon-magnon coupling in hybrid superconducting systems

M.A. Silaev

Computational Physics Laboratory, Physics Unit, Faculty of Engineering and Natural Sciences, Tampere University, P.O. Box 692, FI-33014 Tampere, Finland
mikesilaev@gmail.com

Magnons, i.e., spin waves in magnets, are promising candidates for energy-efficient classical and quantum data processing. In this talk, I discuss systems of interacting superconductors and ferromagnets, where magnon spectra are controllable by radiation through the non-linear optical response of superconductors. Moreover, they provide the possibility to control the mass and velocity of magnons with the help of light which provides a plethora of new functionalities.

The rising field of quantum magnonics employs spin waves-or magnons to store and process classical and quantum information. To test and manipulate quantum states of magnons the strong interaction between photons and magnons is of the high importance. Nowadays, it is achieved by increasing the size of the ferromagnet in the mm-size cavities which prevents scalability and integration. Besides that, the known linear Zeeman type light-spin interaction is not capable to control the spectrum of magnons by tuning the radiation intensity. To control the propagation of magnons with the help of light at the nanoscale it is desirable to suggest novel physical principles of the photon-magnon interaction which would provide non-linear terms by the amplitude of the electromagnetic field.

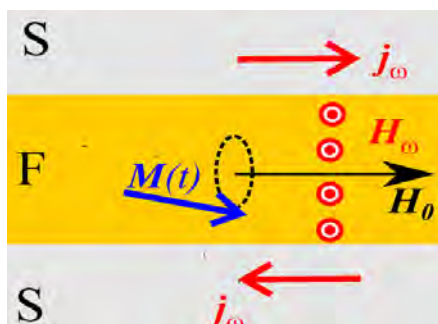


Fig. 1. Schematic plot of the FMR experiment in superconductor/ferromagnet /superconductor structure with precessing magnetization $M(t)$, external field H_0 and circulating eddy currents $j_\omega e^{i\omega t}$ generating the time-dependent magnetic field $H_\omega e^{i\omega t}$

The possibility to achieve this goal comes from the recent observation of the large magnon gap in superconductor/ferromagnet/superconductor multilayer systems [1,2,3] using setups like the one shown in Fig.1. This appears as a huge shift of ferromagnetic resonance (FMR) frequency Ω in the superconducting state as

shown schematically in Fig.2. This shift has been enigmatic because it appears spontaneously, in the absence of any sizable magnetic anisotropy and external field. Although its physical mechanism has been completely unclear, this remarkable property has been already used experimentally to achieve the highest FMR frequency among in-plane magnetized ferromagnetic systems [3], ultra-strong photon-magnon coupling [4] in coplanar resonators.

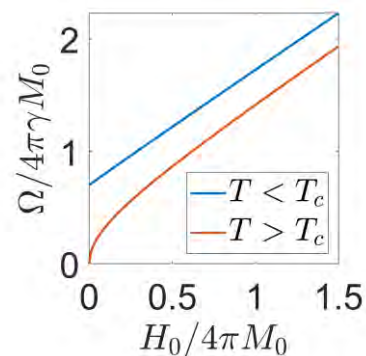


Fig. 2. Schematic plot of the FMR frequency Ω in SFS structure as function of the external magnetic field H_0 , where M_0 is the magnetization

In the present talk I will describe the possible origin of the observed spontaneous FMR frequency shift which explains many of the experimentally observed features. The FMR shift or, in other words, the spontaneous magnon mass is determined by the order parameter amplitude which in turn can be effectively controlled by the external electromagnetic radiation. This feature enables great variety of new functionalities based on the resulting non-linear magnon-photon interaction. For example, the light-controlled magnon transistor and other possible setups will be discussed in the talk.

Literature

1. K. Jeon, ... M.G. Blamire // Phys. Rev. App., 11, 014061 (2019).
2. Lai-Lai Li et al // Ch. Phys. Lett. 35 077401 (2018).
3. I.A. Golovchanskiy, et al., // Phys. Rev. Appl. 14, 024086 (2020).
4. I.A. Golovchanskiy, et al., // Sc. Adv., 7(25), eabe8638, (2021).

Vortex phase transitions in disordered superconductors with spatially modulated diffusion coefficient

I.M. Tsar'kov¹, A.A. Kopasov^{1, 2, *}, A.S. Mel'nikov^{1, 2}

¹ Lobachevsky State University of Nizhni Novgorod, 603950 Nizhni Novgorod, Russia.

² Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, 603950 Nizhny Novgorod GSP-105, Russia.

*kopasov@ipmras.ru

We study the features of the superconductivity nucleation in superconductors with modulated disorder. Within the Ginzburg-Landau theory with nonuniform diffusion coefficient, we demonstrate that upon the decrease in the external magnetic field the emerging localized superconducting state can possess a nonzero vorticity. Characteristic temperature range for which such vortex phase transitions occur strongly depends on the spatial scale of the variations in disorder characteristics. This effect should manifest itself in the appearance of kinks on the phase diagram magnetic field – temperature determined near the onset of the superconducting transition.

Introduction

The influence of the disorder on the superconductivity nucleation is an important problem for all possible applications of superconducting materials. Such problem has been mainly studied for uncorrelated disorder while the case of superconductors with inhomogeneous disorder characteristics usually receives less attention. Note that such inhomogeneities are inevitably present in real materials due to fluctuations in the impurity concentration during the sample fabrication. On the other hand, spatially modulated impurity concentration can be created artificially by means of the ion implantation.

In the present work we investigate the features of the superconductivity nucleation in superconductors with spatially modulated impurity concentration described by inhomogeneous diffusion coefficient $D(\mathbf{r})$. For simplicity, we calculate the phase diagrams magnetic field H – temperature T for superconducting nuclei localized at isolated inhomogeneities described by several deterministic $D(\mathbf{r})$ profiles. It is remarkable, that although the considered problem is qualitatively different from the superconductivity nucleation at columnar defects [1,2], here we observe similar effects, namely the phase transitions between localized superconducting states with different orbital momentum.

Model

Our analysis is based on the linearized Ginzburg-Landau (GL) equation with a nonuniform diffusion coefficient

$$\left(\frac{\pi\hbar}{8T_{c0}}\right) \hat{\Pi} D(\mathbf{r}) \hat{\Pi} \Psi(\mathbf{r}) = E \Psi(\mathbf{r}) , \quad (1)$$

where $\hat{\Pi} = (i\nabla - 2\pi\mathbf{A}/\phi_0)$, \mathbf{A} is the vector potential, $\phi_0 = \pi\hbar c/|e|$ is the magnetic flux quantum, T_{c0} denotes the superconducting critical temperature at zero magnetic field, and $\Psi(\mathbf{r})$ is the superconducting order parameter. We use the following profiles of the diffusion coefficient

$$D(r) = D_0 - (D_0 - D_m)\theta(l_c - r) , \quad (2a)$$

$$D(x) = D_0$$

$$- (D_0 - D_m)[\theta(x + l_c/2) - \theta(x - l_c/2)] . \quad (2b)$$

Here l_c denotes the size of a region with a suppressed diffusion coefficient. Two-dimensional profile (2a) describes a cylindrically shaped region with the increased impurity concentration. In the case of the one-dimensional profile (2a) the region with the suppressed diffusion coefficient is a layer of the thickness l_c .

The phase transition line $T_c(H)$ is determined by the lowest eigenvalue of the problem (1)

$$E_0(H) = 1 - T_c(H)/T_{c0} . \quad (3)$$

We calculate the lowest eigenvalue of the problem (1) using the exact numerical solution of the linearized GL equation, the perturbation theory, and the variational method

$$E_0 = \left(\frac{\pi\hbar}{8T_{c0}}\right) \min \frac{\int D(\mathbf{r})\{v^2(\mathbf{r})f^2(\mathbf{r}) + [\nabla f(\mathbf{r})]^2\}d^3\mathbf{r}}{\int f^2(\mathbf{r})d^3\mathbf{r}} , \quad (4)$$

where $f(\mathbf{r})$ and $\theta(\mathbf{r})$ are the absolute value and the phase of the superconducting order parameter $\Psi(\mathbf{r}) = f(\mathbf{r})e^{i\theta(\mathbf{r})}$, and $v(\mathbf{r}) = [\nabla\theta(\mathbf{r}) + 2\pi\mathbf{A}]$.

Results

For the radial profile of the diffusion coefficient (2a) we choose the radial gauge for the vector potential $\mathbf{A} = [\mathbf{H}, \mathbf{r}]/2$ and seek the solution for Eq. (1) in the form

$$\Psi(\mathbf{r}) = e^{ik_{zz}} e^{in\varphi} f_{n,k_z}(r), \quad (5)$$

where n is the vorticity. We find the following corrections to the lowest eigenvalues derived by treating the modulation of the diffusion coefficient within the first-order perturbation theory and in the limit $l_c/L_H \ll 1$

$$E_0(n=0) - h \approx \delta D h^3 / 8 D_0 b^2, \quad (6a)$$

$$E_0(n=-1) - h \approx \delta D h^2 / 2 D_0 b. \quad (6b)$$

Here $h = H 2 \pi \xi_0^2 / \phi_0$, $\xi_0^2 = \pi \hbar D_0 / 8 T_{c0}$, $\delta D = -(D_0 - D_m)$, $b = \xi_0^2 / l_c^2$, and $L_H = \sqrt{\phi_0 / 2 \pi H}$ is the magnetic length.

Typical phase transition lines for the radial profile of the diffusion coefficient (2a) are shown in Fig. 1. One can see the appearance of the tricritical point on the phase diagram magnetic field - temperature. For temperatures larger than the temperature of the tricritical point the emerging superconducting state possesses a nonzero winding number while the state with zero vorticity appears for lower temperatures.

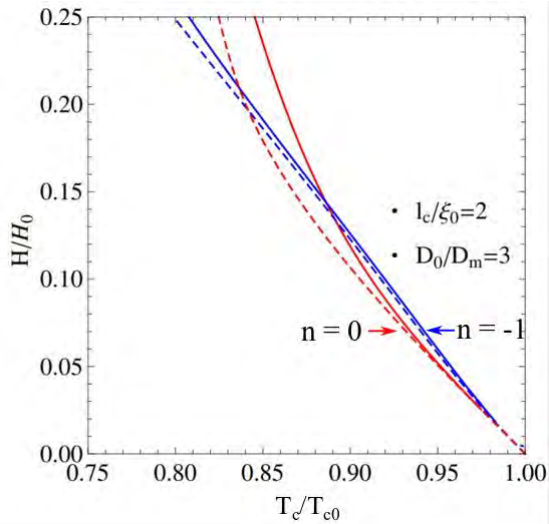


Fig. 1. Typical phase transition lines for the radial profile of the diffusion coefficient (2a). Hereafter, $H_0 = \phi_0 / 2 \pi \xi_0^2$. Solid lines show the results of the exact numerical solution while dashed lines correspond to the results of the variational approach

For the one-dimensional profile of the diffusion coefficient (2b) we choose the following gauge for the vector potential $\mathbf{A} = \hat{\mathbf{y}} H x$ and seek the solution of Eq. (1) in the form

$$\Psi(\mathbf{r}) = e^{ik_y y} e^{ik_{zz}} f_{k_y, k_z}(x). \quad (7)$$

Typical phase transition lines and k_y values corresponding to a maximal critical temperature are presented in Figs. 2(a) and 2(b), respectively. In the vicinity of T_{c0} the states with k_y and $-k_y$ are degenerate and the superconductivity nucleates in the form of a vortex chain localized in the regions with the suppressed diffusion coefficient. At some temperature $T_* < T_{c0}$ the first-order phase transition takes place into the state with $k_y = 0$.

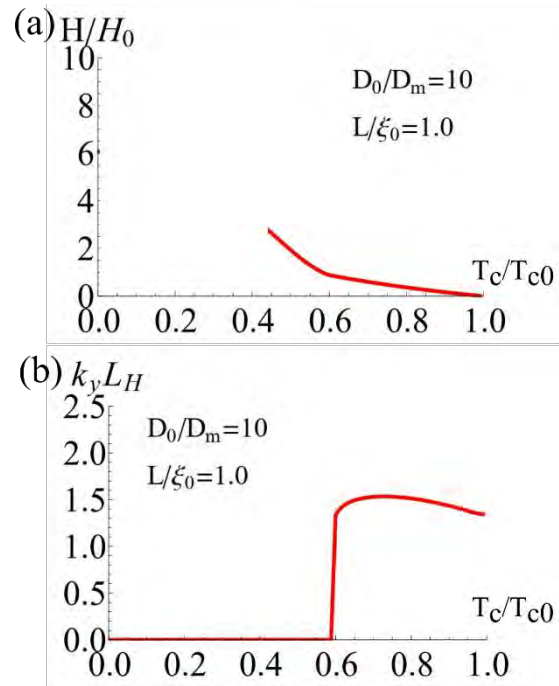


Fig. 2. Typical phase transition lines (a) and k_y values (b) corresponding to a maximal critical temperature. Here The states with k_y and $-k_y$ are degenerate. Sum of these solutions represents a chain of vortices localized in the region with the suppressed diffusion coefficient

Acknowledgements

This work was supported by the Russian Science Foundation (Grant No. 21-12-00409).

References

1. A.I. Buzdin // Physical Review B, V. 47, 11416 (1993).
2. A. Bezryadin, A. Buzdin, B. Pannetier // Physics Letters A, V. 195, 373 (1994).

Влияние ионного облучения на электронный транспорт в тонких пленках YBaCuO

А.В. Антонов¹, В.К. Васильев², Д.В. Мастеров¹, А.Н. Михайлов², С.В. Морозов¹,
С.А. Павлов¹, А.Е. Парафин¹, Д.И. Тетельбаум², С.С. Уставщиков^{1,2}, Д.А. Савинов^{1,2,*}

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

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

*sainovda@ipmras.ru

В работе экспериментально исследовано влияние беспорядка на сверхпроводящие свойства тонкопленочных наноструктур YBaCuO во внешних магнитных полях. Беспорядок создавался с помощью облучения ионами ксенона. Исследования включали в себя транспортные измерения узких мостиков на основе ВТСП пленок YBaCuO (толщина 50 нм) в сильных магнитных полях (до 12 Т). Таким образом, для образцов с разной степенью неупорядоченности исследованы линия фазового перехода $H_{c2}(T)$, а также линия необратимости $H_{ir}(T)$. Экспериментально изучена зависимости средней длины свободного пробега и критической температуры от концентрации дефектов, созданных ионным облучением. Обнаруженные в измерениях данные описаны с помощью формул, полученных в рамках известных моделей, таких как теория Гинзбурга-Ландау, теория Друде и уравнения Горькова.

Хорошо известно, что внешнее магнитное поле H может проникать в сверхпроводники II рода в виде вихрей [1]. В идеализированном случае массивного сверхпроводника без дефектов, решетка вихрей строго упорядочена и имеет гексагональную симметрию. Период решетки зависит от H . При превышении поля H критического значения H_{c2} плотность вихрей становится настолько велика, что период решетки оказывается порядка размера вихря. Вихри соприкасаются своими нормальными сердцевинами, и происходит фазовый переход второго рода в нормальное состояние. Критическое значение H_{c2} , называемое вторым критическим полем, зависит от температуры. Вблизи критической температуры T_{c0} , данная зависимость линейна:

$$H_{c2} = \Phi_0(1 - T/T_{c0})/2\pi\xi_0^2, \quad (1)$$

где Φ_0 – квант магнитного потока, ξ_0 – сверхпроводящая длина когерентности при $T = 0$. Зависимость $H_{c2}(T)$ определяет линию фазового перехода в нормальное состояние массивного сверхпроводника без дефектов. Реальные же образцы имеют конечные размеры, поэтому нормальное состояние в сверхпроводнике достигается при большем значении внешнего поля, связанного с образованием зародышей вблизи границ. Более того, реальные образцы всегда неоднородны. Так, при увеличении поля H , дефекты могут приводить к конкуренции между различными видами зарождения сверхпроводимости. В результате, линия фазового перехода оказывается нелинейной вблизи T_{c0} (см., например, [2]). Поскольку в реальном эксперименте сверхпро-

водящий переход имеет конечную ширину, которая возрастает с увеличением H , возникает вопрос о выборе уровня $R = const$, для которого определять ту или иную линию фазового перехода. Очевидно, что уровень может зависеть от степени беспорядка. В настоящей работе мы провели экспериментальное исследование данного вопроса применительно к тонким пленкам ВТСП YBaCuO, облученных разными дозами ионов ксенона.

В работе мы исследовали узкие мостики, сформированные на основе тонкой эпитаксиальной пленки YBCO (толщина 50 нм), выращенной на подложке из Al₂O₃. Исходные мостики обладали следующими параметрами: ширина 50 мкм, длина 250 мкм, критическая температура $T_{c0} = 89$ К, критическая плотность тока $j_c = 4 \cdot 10^6$ А/см² при $T = 77$ К. В процессе исследования, мостики подвергались ионному облучению (ионы Xe²⁺) с разной дозой. Максимальная накопленная доза составила $n_D = 7.3 \cdot 10^{12}$ см⁻². Сопротивление образца в проведенных исследованиях измерялось стандартным четырехзондовым методом. Транспортный ток составлял 10 мкА. Резистивные измерения проводились при развертке магнитного поля до 12 Т в интервале температур от 100 К и ниже.

В итоге в работе экспериментально изучены зависимости нормального сопротивления образца $R_N = R(100 \text{ К})$ и критической температуры от концентрации дефектов, созданных ионным облучением. Используя теорию Друде, а также уравнения Горькова, измеренные данные позволили изучить зави-

симось средней длины свободного пробега ℓ от дозы ионного облучения. Таким образом, для максимальной дозы $n_D = 7.3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ мы получили оценку: $\ell \approx 10 \text{ нм}$. В виду того, что ξ_0 для данного материала без облучения составляет 2 нм, образец справедливо рассматривать в рамках чистого предела ($\ell \gg \xi_0$) для каждой из выбранных доз n_D . Это означает, что после каждого акта ионного облучения средняя длина когерентности в образце оставалась неизменной:

$$\xi_0(n_D) = \text{inv}. \quad (2)$$

Обсудим далее результаты, полученные при резистивных исследованиях во внешнем магнитном поле. Согласно предсказаниям работы [2], для высоких уровней $R \rightarrow R_N$ мы ожидали возникновение нелинейных искажений на линиях фазового перехода вблизи T_{c0} при постепенном увеличении дозы ионного облучения. Описание этих линий для разных уровней было произведено в рамках модифицированной теории Гинзбурга-Ландау. Оказалось, что искажения наиболее явно проявляются при $R \rightarrow 0$, когда линия $H(T)$ соответствует линии необратимости $H_{irr}(T)$, связанной с входом/выходом вихрей. Для высоких же уровней ожидаемый эффект оказался слабо выраженным. Тем не менее, для таких сопротивлений мы обнаружили некоторые другие необычные особенности на линиях $H(T)$. Для облученного образца зависимости $R(H)$ становятся квазилинейными, причем квазипараллельными для разных температур. Это приводит к тому, что для разных R – линии $H(T)$ почти не меняют своего наклона, что существенно отличается от случая, когда образец не подвергался облучению. Для каждой температуры T , переход $R(H)$ можно условно разделить на две области – область низких сопротивлений, когда в образец входят вихри, которые участвуют в диссипации при протекании транспортного тока и область высоких сопротивлений, когда образец находится преимущественно в нормальном состоянии, и лишь локальные области могут участвовать в бездиссипативном протекании тока. Граница $R = \text{const}$ между этими областями определяет поле H_{c2} при данной температуре T . Данная граница может изменяться при облучении образца. Поэтому необходим критерий на выбор R , который позволяет определять зависимость $H_{c2}(T)$ для сверхпроводника с разной степенью облучения. Для исходного образца (без облучения) критерий обычно соответствует выбору R

как максимальное значение сопротивления в области, где $R \sim H$.

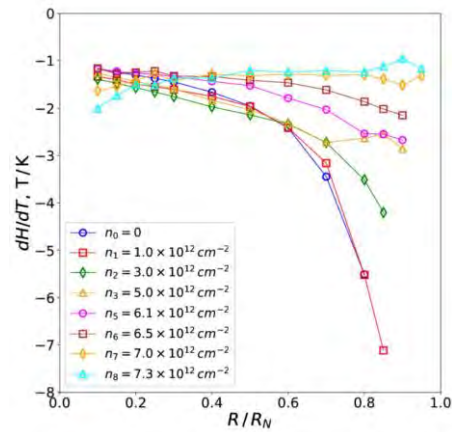


Рис. 1. Зависимость наклона dH/dT от безразмерного уровня R/R_N (значения доз представлены на вставке)

В наших экспериментах это соответствует уровню $R = 0.4R_N$. Определим критерий для каждой из выбранных доз n_D . На рис. 1 представлена зависимость наклона dH/dT от безразмерного резистивного уровня R/R_N для разных n_D . Заметим, что для $R < 0.4R_N$, зависимость dH/dT от уровня становится квазипостоянной для любой n_D . Из формулы (1) следует, что ξ_0 может быть экспериментально определена из зависимости $H_{c2}(T)$, как величина обратно пропорциональная корню произведению dH/dT и T_{c0} . Критическая температура T_{c0} понижается при увеличении дозы. Это означает, что для выполнения формулы (2) при постепенном увеличении n_D , наклон dH/dT должен возрастать. Следовательно, для корректного извлечения H_{c2} из экспериментальных кривых $R(H)$, необходимо повышать R при увеличении n_D . Так, например, для максимальной дозы $n_D = 7.3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, этот уровень должен быть выбран вблизи онсета. Таким образом, мы выяснили – несмотря на то, что при облучении образец приближается к грязному пределу, вихревая область (область низких сопротивлений) расширяется вплоть до $R = R_N$!

Исследования настоящей работы выполнены в рамках госзадания ИФМ РАН. В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».

Литература

1. А.А. Абрикосов // ЖЭТФ, т. 32, 1442 (1957).
2. А.А. Kopasov, D.A. Savinov, and A.S. Mel'nikov // Phys. Rev. B, V. 95, 104520 (2017).

Критическая температура сверхпроводящих пленок алюминия

К.Ю. Арутюнов^{1,2*}, Е.А. Седов¹, В.В. Завьялов^{1,2},
Г. Константиnidис³, А. Ставринидис³, Г. Ставринидис³,
И. Василиадис⁴, Т. Кехигас⁴, Г.П. Димитракопулос⁴, Ф. Комнину⁴

1 Национальный Исследовательский Университет Высшая Школа Экономики, Москва, 101000, Россия.

2 Институт Физических Проблем им. П. Л. Капицы РАН, Москва, 119334, Россия.

3 Институт Электронных Структур и Лазеров, Фонд Исследований и Технологии Греции (FORTH), Ираклион, GR-70013, Греция.

4 Департамент физики, Университет Аристотеля Салоники, Салоники, GR-541 24, Греция.

*karutyunov@hse.ru

Экспериментально исследовались $R(T)$ зависимости тонких сверхпроводящих пленок алюминия на различных подложках и изготовленных различной методикой. Безотносительно к морфологии, был обнаружен заметный рост критической температуры сверхпроводящего перехода с уменьшением толщины пленки. Эффект интерпретируется как проявление квантового размерного эффекта.

Введение

Уже в самых ранних работах по исследованию транспортных характеристик тонких пленок классических сверхпроводников было обнаружено, что критические параметры таких низкоразмерных объектов могут отличаться от соответствующих величин массивного образца из того же металла [1]. Причем в ряде материалов с уменьшением толщины пленки наблюдается уменьшение T_c (например, в ниобии [2]), а в других – увеличение (например, в алюминии [3,4]). Несмотря на достаточно обширный экспериментальный материал и изобилие теоретических моделей, до настоящего времени в научном сообществе нет единого мнения на природу этого явления. Одним из «объяснений», долгое время считавшихся правильным, является утверждение В. Л. Гинзбурга [5] о неудовлетворительном качестве исследуемых квазидвумерных сверхпроводников. Наличие неизбежных дефектов в реальных тонкопленочных образцах приводит к формированию сложной системы слабосвязанных зерен, и, как следствие - к радикальному отклонению параметров сверхпроводника от своих «массивных» значений. А вот если изготовить квазидвумерный монокристалл идентичной толщины, то его критическая температура должна соответствовать табулированным значениям для сверхпроводников макроскопических размеров [5]. С учетом того, что речь идет о характерных толщинах ~ 10 нм, полно-

ценная экспериментальная проверка справедливости утверждения [5] представляется проблематичной. Целью настоящей работы является экспериментальное исследование температуры сверхпроводящего перехода в тонких пленках алюминия на предмет присутствия (или отсутствия) универсальной зависимости критической температуры от толщины безотносительно к морфологии образца.

Образцы и методика эксперимента

Пленки алюминия с толщиной от 5 нм до 100 нм на различных подложках были изготовлены как "традиционным" методом электронно-лучевого испарения в вакууме $\sim 10^{-9}$ мБар, так и - электронно-лучевой эпитаксией. Анализ образцов при помощи просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения позволил установить, что средний размер гранул и граница раздела металл-подложка радикальным образом зависят от метода формирования пленки (Рис.1). Все образцы формально являются поликристаллами. Однако термически напыленные структуры в плоскости пленки имеют размер гранул, сравнимый с толщиной пленки (Рис. 1а), в то время как эпитаксиальные – существенно больше (Рис. 1с). Граница раздела первых содержит аморфный промежуточный слой (Рис. 1б), в то время как эпитаксиальные характеризуются атомарно гладким переходом (Рис. 1д).

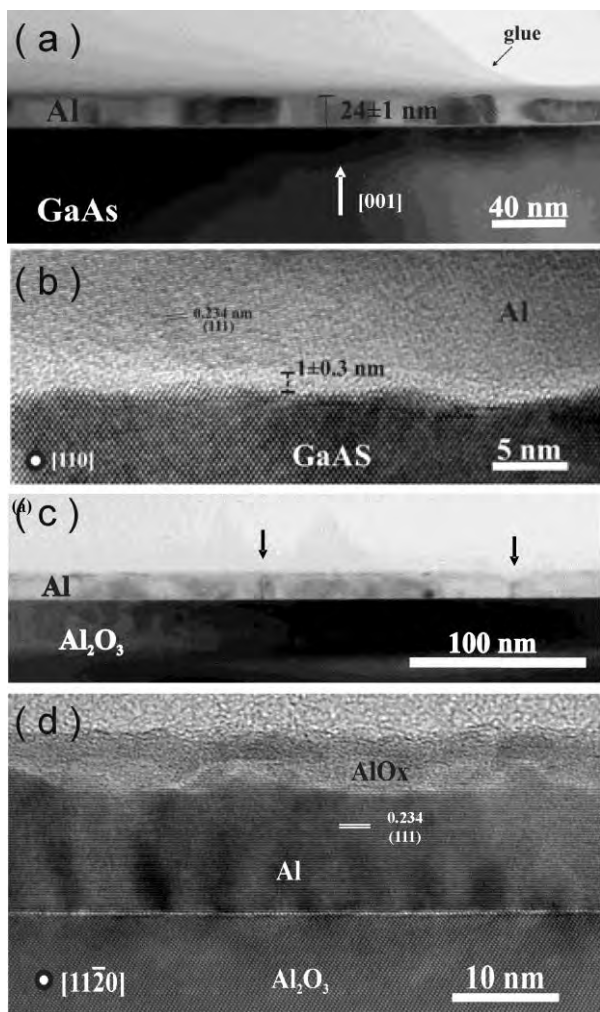


Рис. 1. Микрофотографии пленок алюминия, полученные методом просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения. (а-б) - термически напыленные на GaAs; (с-д) - эпитаксиальные на сапфире Al₂O₃. На панели (с) стрелками обозначены границы кристаллита с характерным размером 110 нм

Результаты

Экспериментальное исследование R(T) зависимостей проводилось в четырехконтактной конфигурации. Все исследованные образцы продемонстрировали достаточно резкие R(T) зависимости с шириной перехода $\Delta T_c < 10$ мК (Рис. 2), что говорит о высокой однородности материала. Безотносительно к методу изготовления и материалу подложки, прослеживается четкая закономерность: чем тоньше пленка, тем выше температура сверхпроводящего перехода (Рис. 3). Из сказанного можно сделать вывод, что наблюдается истинный размерный эффект, который интерпретируется нами как проявление квантового размерного эффекта [6].

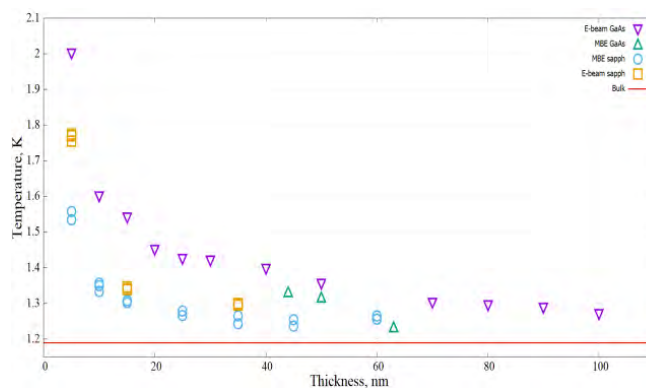


Рис. 2. Зависимость сопротивления (Ом) от температуры (К) алюминиевой пленки с толщиной 25 нм

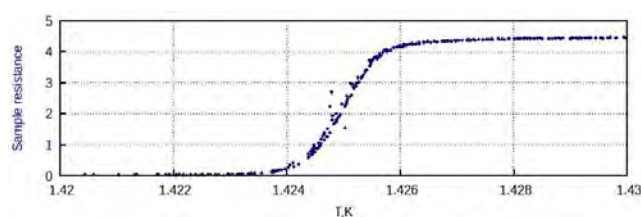


Рис. 3. Зависимость критической температуры T_c пленки алюминия от ее толщины. Символы соответствуют различным методам нанесения пленки и материалу подложки. Штрихованная линия соответствует критической температуре массивного алюминия $T_c(\text{массив}) = 1,19$ К

Благодарности

Исследование осуществлено в рамках Программы фундаментальных исследований НИУ ВШЭ.

Литература

1. A.I. Shal'nikov // Nature 9, 142 (1938).
2. T.F. Stromberg and C.A. Swenson // Phys. Rev. Lett. 9, 370 (1962).
3. I.S.Khukhareva // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 43, 1173 (1962).
4. P.N. Chubov, V.V. Eremenko and Yu. A. Pili-penko // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 55, 752 (1968).
5. V.L. Ginzburg // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 47, 2318 (1964).
6. K.Yu. Arutyunov, *et.al.* // Phys. Status Solidi – RRL 1800317 (2018).

Параметры омических контактов Au - YBCO, сформированных взрывной фотолитографией

Е.А. Архипова, А.И. Елькина, Д.В. Мастеров, С.А. Павлов, А.Е. Парафин *

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

*parafin@ipmras.ru

Представлены результаты исследования возможности изготовления методом взрывной фотолитографии (lift-off) омических контактов Au - YBCO с низким удельным контактным сопротивлением.

Введение

В настоящей работе продолжены исследования возможности формирования низкоомных омических контактов к структурам на основе пленок YBCO методом взрывной фотолитографии (lift-off). Предыдущая наша работа [1] была посвящена изготовлению и исследованию контактов Ag-YBCO. В данном докладе представлены результаты исследования возможности формирования омических контактов Au - YBCO.

Актуальность метода обусловлена тем, что в отличие от формирования контактов *in situ*, т.е. в той же ростовой камере сразу после напыления пленки сверхпроводника, использование lift-off исключает негативное воздействие плазмы при удалении металла с активной области устройств, таких например, как не шунтированные джозефсоновские контакты и тонкопленочные мостики болометра [2].

Структура и изготовление образцов

Изготовленные тестовые структуры включали в себя чип для измерения контактного сопротивления и два мостика для сравнения характеристик пленки YBCO без металла и пленки, покрытой металлом. Топология тестовой структуры для измерения контактного сопротивления приведена на Рис.1. Тестовая структура представляет собой четыре полоски из YBCO пленки, пересеченные полоской металла. Расстояния между соседними полосками YBCO - 200, 600 и 60 мкм. Ширина полосок YBCO 20 мкм, ширина полоски металла 40 или 20 мкм. Топология мостиков для измерения свойств пленки YBCO приведена на Рис.2. Один мостик использовался для определения характеристик пленки YBCO, не покрытой металлом. Второй мостик, часть которого перекрыта четырьмя полосками металла, использо-

вался для контроля свойств пленки YBCO под металлом. Ширина мостиков 20 мкм, длина 180 мкм, ширина полоски металла вдоль мостика - 20 мкм.

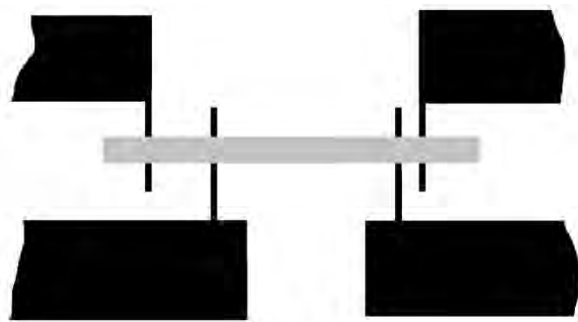


Рис. 1. Топология тестовой структуры для измерения контактного сопротивления. Черное - YBCO, серое - металл

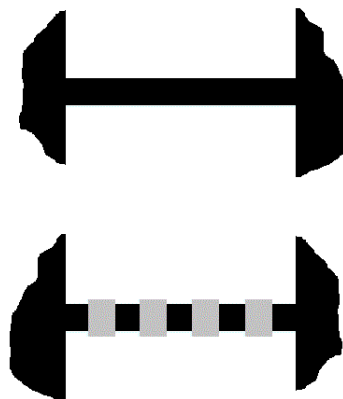


Рис. 2. Топология мостиков для сравнения характеристик пленки YBCO без металла (верхний фрагмент) и пленки, покрытой металлом (нижний фрагмент). Черное - YBCO, серое - металл

YBCO-структуры были изготовлены методом задающей маски [3] на подложке из сапфира с под-

слоем эпитаксиального оксида церия. Толщина YBCO - 100 нм. Напыление золота в окна фоторезистивной маски проводилось в вакуумной установке резистивного и электронно-лучевого испарения с холловским ионным источником Amod-206. Перед осаждением золота проводилась ионная очистка поверхности YBCO в окнах. Для ионной очистки был выбран стандартный режим, применяемый при изготовлении контактов к материалам с плохой адгезией. Распыление Au проводилось электронным лучом, Температура подложки при напылении - 130°C, толщина Au - 90 нм. После напыления золота фоторезист с лежащим на нем металлом удалялся в ацетоне.

В тех же самых технологических режимах, что и исследуемые структуры, была изготовлена подложка-спутник для проведения индуктивных измерений критической температуры сплошной пленки YBCO под сплошной пленкой золота. Размер подложки 10x10 мм.

Измерения проводились четырехзондовым методом, критический ток измерялся при температуре 77 К.

Результаты измерений

Непосредственно после формирования образцов их характеристики были следующие:

- удельное контактное сопротивление - 10^{-4} Ом·см²;
- критическая температура T_c и критический ток I_c на мостике без металла не измерялись;
- на мостике с металлом $T_c = 90$ К и $I_c = 67$ мА;
- на подложке-спутнике $T_c = 89$ К.

После отжига полученных структур (давление кислорода 27 Па, температура 500°C в течение 5 мин, охлаждение при 100 кПа кислорода) параметры стали следующими:

- контактное сопротивление значительно уменьшилось до значений $(12\div 14)\cdot 10^{-8}$ Ом·см²;
- на мостике без металла $T_c = 89.8$ К и $I_c = 83$ мА;
- на мостике с металлом $T_c = 90$ К и $I_c = 69$ мА;

- на подложке-спутнике $T_c = 49$ К.

Через 180 дней хранения образцов в нормальных условиях их характеристики стали следующими:

- контактное сопротивление незначительно увеличилось до $(16\div 20)\cdot 10^{-8}$ Ом·см²;
- на мостике без металла $T_c = 89.6$ К и $I_c = 59$ мА;
- на мостике с металлом - $T_c = 89.6$ К и $I_c = 53$ мА;
- на подложке-спутнике T_c не измерялась.

Выводы

Величина контактного сопротивления Au - YBCO, полученного методом lift-off, составляет $(12\div 14)\cdot 10^{-8}$ Ом·см² сразу после изготовления и $(16\div 20)\cdot 10^{-8}$ Ом·см² после 180 дней хранения.

Обнаружено также, что влияние низкотемпературного отжига (500 °С в атмосфере кислорода) на YBCO структуру, покрытую золотом, зависит от латеральных размеров пленки золота. На мостиках, перекрытых золотыми полосками шириной 20 мкм, сверхпроводящие характеристики YBCO при отжиге не изменяются, а на подложке-спутнике размером 10x10 мм, полностью покрытой золотом, критическая температура пленки YBCO падает с 89К до 49К.

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

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

Литература

1. Д.В. Мастеров, С.А. Павлов, А.Е. Парафин и др. // ПЖТФ, т. 42, в. 11, с. 82, (2016).
2. J. Du, S.K.H. Lamand, D.L. Tilbrook // Supercond. Sci. Technol., 14, 820–825, (2001).
3. Д.В. Мастеров, С.А. Павлов, А.Е.Парафин и др. // ФТТ, т. 59, в. 11, с. 2113, (2017).

Влияние параметров передающей линии на степень согласования генератора с СИС-смесителем в диапазоне частот 200–700 ГГц

А.А. Атепалихин^{1, 2, *}, Ф.В. Хан^{1, 2}, Л.В. Филиппенко¹, В.П. Кошелец¹

¹ Институт 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.

*atepalikhin@hitech.cplire.ru

В данной работе исследуются сверхпроводниковые интегральные согласующие структуры субТГц диапазона, в которых в качестве генератора выступает распределенный джозефсоновский переход (РДП), а детектором является туннельный переход сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник (СИС) малой площади (порядка 1 мкм²). Определяется влияние параметров передающей линии на коэффициент согласования РДП с СИС-приемником. Расчеты структур проводились с использованием теоретических моделей и были проверены экспериментально.

Введение

Для исследования генераторов и детекторов ТГц диапазона, а также с целью изучения свойств шунтированных переходов и совершенствования интегральных приёмников необходимо обеспечить высокий уровень передачи сигнала СВЧ между генератором и детектором. Другими словами, необходимо добиться наибольшего коэффициента согласования импедансов генератора и детектора (порядка - 2-3 дБ) во всём рабочем диапазоне частот: от 200 до 700 ГГц.

Оптимизация согласующей структуры между РДП и СИС осуществляется путём подбора геометрических размеров каждого из ее элементов, изменением материала электродов линии, добавлением второго слоя изолятора в микрополосковой линии и другими способами. Характер влияния вышеперечисленных факторов на коэффициент согласования изучается в рамках данной работы.

Интегральные согласующие структуры

Генератор сигнала СВЧ на основе РДП и СИС-переход, выполняющий роль детектора, располагаются на одной подложке, и соединены передающей линией. Микрофотография одного из экспериментальных образцов представлена на рисунке 1.

Каждый элемент передающей линии характеризуется геометрическими размерами, которые оказывают большое влияние на коэффициент согласо-

вания импедансов генератора и детектора и, как следствие, на передачу сигнала между ними.

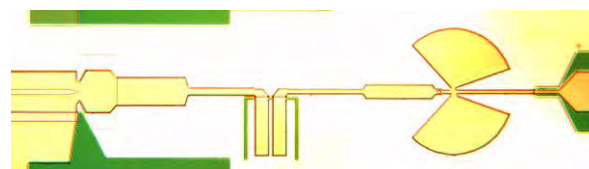


Рис. 1. Фото интегральной согласующей структуры

Влияние параметров отдельных элементов согласующей структуры на передачу сигнала можно было бы попытаться определить экспериментально, изготавливая партии образцов с разной геометрией согласующих структур. Однако, такой подход будет крайне неэффективен с точки зрения временных затрат, поскольку скорость изготовления образцов ввиду технологических особенностей не позволяет производить необходимое количество различных структур в быстрые сроки. В связи с этим, была написана программа для расчета линии передачи.

Математические модели

В расчетах использовались две модели, позволяющие рассчитать характер распространения СВЧ сигнала по передающей линии.

В рамках первой модели рассчитывается коэффициент согласования импедансов генератора СВЧ сигнала и приемника в требуемом диапазоне частот. График зависимости коэффициента согласования от частоты, приведён на рисунке 2.

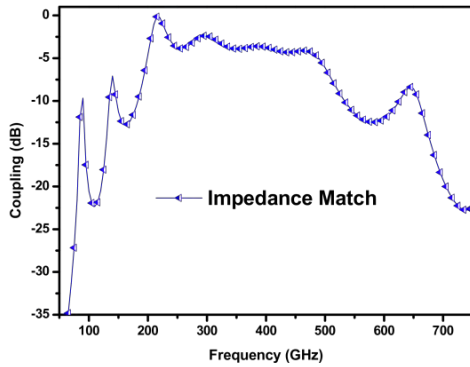


Рис. 2. Зависимость коэффициента согласования от частоты для одного из образцов

В основе второй версии расчёта лежит метод ABCD-матриц. Каждому элементу схемы сопоставляется матрица передачи сигнала. С их помощью можно вычислить отношение мощности, падающей на СИС-переходе, к мощности, излучаемой генератором на конкретной частоте. Существенное преимущество данного подхода заключается в возможности учета потерь при распространении сигнала по передающей линии. Для учета проникновения магнитного поля в сверхпроводящие электроды линии, а также потерь в линии на высоких частотах (выше 600 ГГц) применяется модифицированная теория Маттиса-Бардина [1]. Пример расчета методом ABCD-матриц показан на рис. 3.

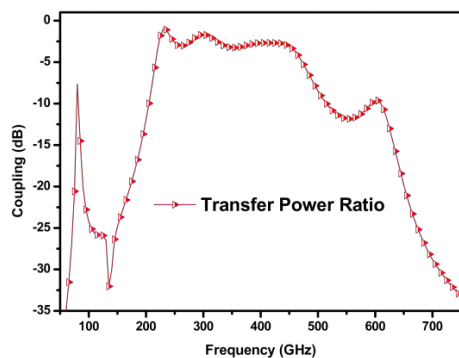


Рис. 3. Зависимость отношения мощности, пришедшей на СИС к мощности, излучённой РДП, от частоты для одного из образцов. Расчёт произведён с учётом потерь в электродах и проникновения в них магнитного поля

Стоит подчеркнуть, что расчёты, представленные на рисунках 2 и 3, выполнены для одного образца. Сравнение расчётов между собой и с экспериментальными данными приведено на рисунке 4. Синяя кривая “Impedance Match” – результат расчёта в

рамках первой модели, красная “TPR” – второй модели; им соответствуют значения на оси слева. Черной кривой изображена зависимость от частоты тока накачки СИС-перехода, измеренная в ходе эксперимента. Им соответствуют значения на правой шкале.

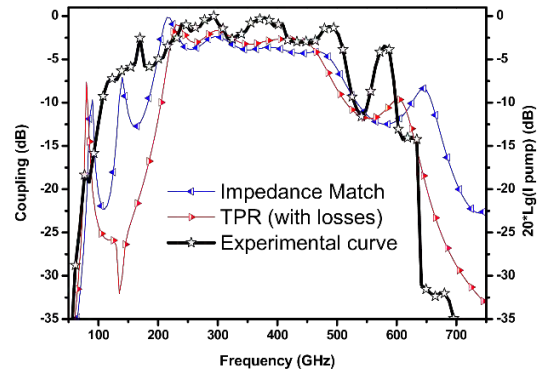


Рис. 4. Сравнение экспериментальных данных и результатов расчётов обеих версий программы

В каждой из описанных моделей мы имеем возможность варьировать любой параметр каждого из элементов согласующей структуры, что даёт возможность оценить его влияние на согласование импедансов генератора и детектора и значительно упрощает процесс оптимизации.

Выводы

Применяя разработанные модели линий передачи сигнала СВЧ, мы определили оптимальные геометрические размеры элементов согласующей структуры между РДП и СИС смесителем для различных площадей и плотностей тока СИС-перехода, при разных толщинах электродов и некоторых других параметрах в диапазоне 200 – 700 ГГц. Были проведены эксперименты, подтверждающие полученные результаты.

Литература

1. D.C. Mattis and J. Bardeen Theory of the anomalous skin effect in normal and superconducting metals // *Physical Review*, V. 111, № 2 - pp. 412–417 (1958).
2. J.R. Tucker and M. J. Feldman Quantum detection at millimeter wavelengths // *Reviews of Modern Physics*, V. 57, № 4 - pp. 1055–1113 (1985).
3. V.F. Fusco Microwave circuits: analysis and computer-aided design // Prentice Hall (1987).

Флуктуации температуры и их возможное влияние на размытие сверхпроводящего перехода

Э.М. Баева^{1,2}, А.И. Колбатова^{1,2,*}, Н.А. Титова^{1,§}, А.В. Семенов^{1,3}, Г.Н. Гольцман^{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

*akardakova@hse.ru

В данной работе мы исследуем роль флуктуаций температуры в размытии резистивного перехода в тонких эпитаксиальных пленках нитрида титана (TiN). Предложена игрушечная модель размытия сверхпроводящего перехода флуктуациями температуры, проведено сравнение этой модели с экспериментом в высококачественных тонких пленках TiN.

Введение

В предыдущем докладе нашей группы [1] была показана связь спонтанных флуктуаций сопротивления на сверхпроводящем переходе с феноменологией спонтанных флуктуаций температуры. Данный вывод был получен на основе исследования гигантских флуктуаций напряжения на резистивном переходе, которые были обусловлены спонтанными флуктуациями сопротивления. Было показано, что корреляционное время определенное из лоренцовского спектра флуктуаций сопротивления совпадает со временем тепловой релаксации, сочетающей электрон-фононную релаксацию и диффузию электронов в резервуары. Данные механизмы отвечают за стохастический обмен энергии с термостатом, что является микроскопическим источником флуктуаций температуры. На основе экспериментальных наблюдений, мы пришли к интересному заключению, что относительная флуктуация сопротивления внутри корреляционного объема не мала и близка к значению, когда сопротивление R скачет между значениями $R = 0$ и $R = R_n$, где R_n – сопротивление в нормальном состоянии. Последнее означает, что флуктуации температуры могут оказывать влияние на температурную зависимость сопротивления на резистивном переходе. Мы предлагаем игрушечную модель размытия сверхпроводящего перехода и сравниваем ее с экспериментом в высококачественных пленках.

Описание модели и сравнение с экспериментом

Электронная система в присутствии T-флуктуаций может самопроизвольно и хаотично охлаждаться или разогреваться, порождая меняющийся во времени и пространстве температурный ландшафт. Мы предполагаем, что T-флуктуации будут полностью независимы в двух местах, разделенных расстоянием, большим, чем L_{eph} (длина электрон-фононной релаксации), точнее $\langle \delta T_i(r_i) \delta T_j(r_j) \rangle \propto \exp\left(-\frac{|r_i - r_j|}{L_{eph}}\right)$. Данное предположение позволяет задать корреляционный объем, который зависит от эффективных размеров устройства: $V_c^{3D} = L_{eph}^3 (d, w, L > L_{eph})$, $V_c^{2D} = d L_{eph}^2 (w, L > L_{eph} > d)$ и $V_c^{1D} = w d L_{eph} (d, w < L_{eph} > L)$. T-флуктуации в пределах одного корреляционного объема $\delta T_i^2 \equiv \langle (\delta T_i)^2 \rangle = k_B T^2 / C_e V_c$ остаются конечными даже в пределе большого образца ($V \rightarrow \infty$). Учитывая, что временной масштаб, соответствующий T-флуктуациям ($\tau_{eph} \sim 10$ нс), намного больше, чем масштаб времени Гинзбурга-Ландау, а также всех других транспортных временных масштабов в TiN [2], то флуктуационный температурный ландшафт можно трактовать также, как и пространственную неоднородность T_c [3].

Для оценки эффекта мы рассматриваем игрушечную модель на основе теории эффективной среды [3] в предположении медленно флуктуирующего температурного ландшафта вместо встроенной неоднородности T_c (см. Рисунок 1(a)). Образец моделируется как сеть случайных сопротивлений, кото-

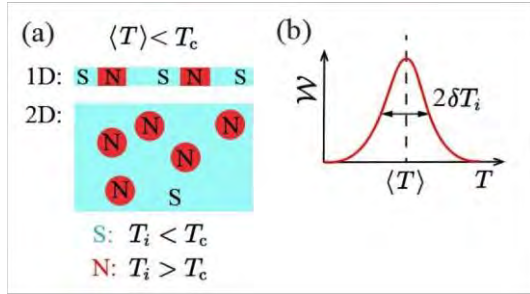


Рис. 1. Схематичное изображение модели Т-флуктуаций. (а) Схематическое изображение 2D или 1D сверхпроводящих образцов с нормальными (N) пятнами, стохастически возникающими при $\langle T \rangle$. (б) Функция распределения Т-флуктуаций

рая характеризуется эффективным удельным сопротивлением среды ρ_{EM} . Каждому резистору в сети присваивается случайное удельное сопротивление ρ_i , которое является функцией локальной температуры T_i с заданным распределением $W(T)$ и известной средней температурой $\langle T \rangle$. По аналогии с анализом в работе [3], мы предполагаем, что $W(T)$ имеет гауссову форму (см. Рисунок 1(б)), тогда эффективное удельное сопротивление среды ρ_{EM} подчиняется уравнению

$$\sum_i \omega_i \frac{\rho_{EM} - \rho_i}{\rho_{EM} + \mu \rho_i} = 0, \quad (\phi 1)$$

где ω_i – вероятность возникновения сопротивления ρ_i , μ – параметр, зависящий от размерности образца. Решение Ур.($\phi 1$) в одномерном случае определяется просто:

$$\rho_{EM} = \int_0^\infty \rho_0(T) W(T) dT. \quad (\phi 2)$$

В двумерном случае ρ_{EM} определяется численным решением уравнения:

$$\int_{T_c}^\infty \frac{2W(T)dT}{\rho_{EM}/\rho_0(T)+1} = 1. \quad (\phi 3)$$

В данных выражениях предполагается, что $\rho_0(T)$ – температурная зависимость сопротивления в отсутствии Т-флуктуаций. Для количественного анализа мы аппроксимируем сопротивление формулой Асламазова-Ларкина: $\rho_0(T) = (1 + \rho_n \sigma_{AL})^{-1}$.

На Рисунке 2 представлены температурные зависимости нормированного сопротивления для некоторых образцов TiN. Экспериментальные данные

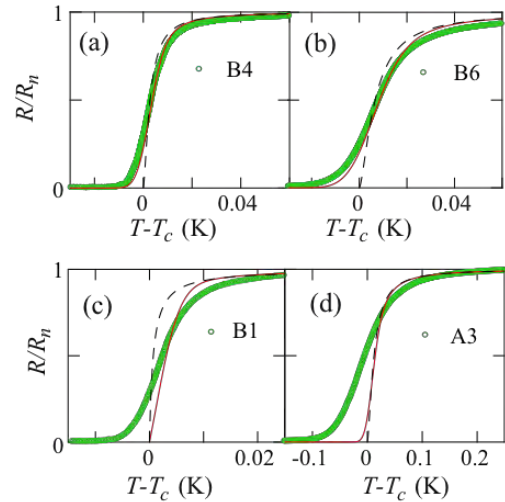


Рис. 2. Температурные зависимости сопротивления (R/R_n) для образцов TiN в сравнении с моделью Асламазова-Ларкина и модели Т-флуктуаций. Образцы B4, B6, B1 сделаны из пленки TiN толщиной 9 нм, образец A3 - из пленки TiN толщиной 5 нм

показаны символами, $\rho_0(T)$ – штриховыми линиями, а расчеты ρ_{EM} для Т-флуктуаций – сплошной линией. Стоит отметить, что в образцах TiN ($d = 9$ нм) Т-флуктуации описывают переход гораздо ближе к эксперименту, чем в традиционной теории сверхпроводящих флуктуаций. Однако, в образцах TiN ($d = 5$ нм) Т-флуктуаций явно недостаточно для описания ширины резистивного перехода, что побуждает искать дополнительный механизм уширения кривой $R(T)$, например связанный со случайно распределенным поверхностным магнитным беспорядком [2].

В заключение, можно сказать что Т-флуктуации внутри корреляционного объема могут давать заметный вклад в ширину $R(T)$, особенно в однородных образцах с достаточно узкой переходной областью.

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

Литература

1. Баева Э.М., Титова Н.А., Кардакова А.И., Храпай В.С. // Труды XXIV Международного симпозиума Нанозифика и нанозлектроника, Т. 1, с. 29 (2020).
2. Saveskul N., Titova N., Baeva E. *et al.* // Physical Review Applied, V. 12, 054001 (2019).
3. Caprara S., Grilli M., Benfatto L., Castellani C. // Physical Review B, V.84, 014514 (2011).

Тепловая релаксация в NbN пленках осажденных на кристаллическую подложку

Э.М. Баева^{1,2}, М.Д. Солдатенкова^{1,2}, Ф.И. Золотов^{1,2}, Н.А. Титова¹, А.Д. Тризнава^{1,2}, А.В. Семенов^{1,3}, А.И. Кардакова^{1,2}, Г.Н. Гольцман^{1,2}

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.

В этой работе мы исследуем тепловом перенос в пленках NbN, нанесенных на кристаллическую Al_2O_3 подложку. С помощью шумовой термометрии установлено, что тепловая релаксация в тонких пленках NbN при температурах выше критической температуры сверхпроводящего перехода обусловлена теплосопротивлением Капицы и структурным беспорядком на поверхности подложки. В толстых пленок NbN, мы также наблюдаем, что тепловая релаксация происходит в диффузионном режиме для фононов, т.е. когда длина свободного пробега фонона меньше толщины пленки. Представленные результаты важны для понимания работы низкотемпературных устройств на основе пленок NbN.

Введение

Нитрида ниобия (NbN) — один из часто используемых сверхпроводящих материалов для создания низкотемпературных устройств и детекторов [1]. Считается, что производительность низкотемпературных устройств на основе пленок NbN ограничена граничным теплосопротивлением между пленкой и подложкой (теплосопротивление Капицы) [2]. Однако мы выделяем еще два механизма, оба из которых ограничивают тепловую релаксацию в пленках NbN. Первая из них, связанная с неупорядоченностью поверхности поверх подложки [3], может быть устранена правильной обработкой поверхности подложки. Второй, связанный с диффузионным режимом фононов в NbN, можно уменьшить, уменьшив толщину пленки. Согласно нашим результатам, оба механизма необходимо учитывать при моделировании тепловых характеристик различных низкотемпературных устройств на основе неупорядоченных пленок NbN.

В этой работе мы исследуем теплоотдачу в пленках NbN с толщинами от 5 до 300 нм осажденных на сапфировую подложку. В данном эксперименте к NbN образцам прикладывается напряжение, которое приводит к джоулевому нагреву электронной подсистемы и последующему увеличению флуктуаций тока. Используя метод шумовой термометрии [4], мы измеряем температуру электронов в пленке T_e при нагревании образца джоулевым теплом. Теплоотдача от электронов к термостату, измеренная выше критической температуры сверхпроводящего перехода, может быть описана степенной зависимостью $P_{2D} = \Sigma_{2D} (T_e^n - T_b^n)$, где P_{2D} — теплота Джоуля,

нормированная на площадь образца, Σ_{2D} — скорость охлаждения, n — показатель степени, T_b — температура термостата. Чтобы сравнить наши экспериментальные результаты с существующими теориями, мы получаем эффективную теплопроводность $G_{2D} = dP_{2D}/dT_e$.

Результаты и обсуждение

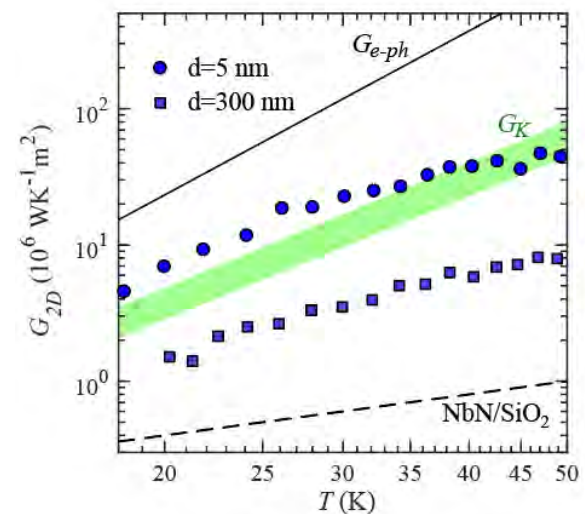


Рис. 1. Измеренный коэффициент теплоотвода G_{2D} в зависимости от T для образцов NbN, на Al_2O_3 подложке, по сравнению с измеренным коэффициентом теплоотвода G_{2D} для NbN на подложке SiO_2/Si [11] и расчетными коэффициентами теплоотвода G_{e-ph} и G_K

На рис. 1 мы сравниваем экспериментальные результаты температурной зависимости G_{2D} с расчетными э-ф коэффициентом теплоотвода G_{e-ph} , так и коэффициентом теплоотвода Капицы G_K . Здесь G_{2D} определяется наименьшим коэф. Теплоотвода среди G_K и G_{e-ph} , которые имеют следующие температурные зависимости $G_{e-ph} \propto T^4$ и $G_K \propto T^3$. Поскольку в

диапазоне температур нашего эксперимента $G_K \ll G_{e-ph}$, мы далее не рассматриваем G_{e-ph} . Из рис. 1 видно, что температурная зависимость G_{2D} при $T < 30K$ напоминает T-тренд, характерный для G_K , и несколько отклоняется от него при T выше 30 K.

При повышении температуры расхождение между G_{2D} для 5 нм NbN пленки и G_K становится более выраженным и может быть связано со структурным беспорядком на поверхности, может объяснить отклонение G_{2D} от G_K при T выше 30K. Этот структурный поверхностный беспорядок может вызвать эффективное рассеяние высокочастотных фононов и, таким образом, может привести к более слабому T-тренду G_{2D} [2].

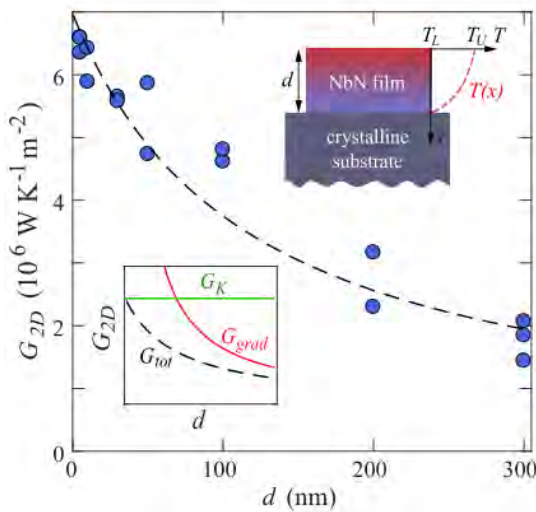


Рис. 2. Основная часть: Зависимость коэффициента теплоотвода G_{2D} от толщины NbN пленки при 20K. На правой вставке показано, что релаксация тепла в толстой металлической пленке, нанесенной на кристаллическую подложку, приводит к градиенту температуры поперек пленки в направлении x. На левой вставке схематично показан вклад G_K и G_{grad} в общую теплопроводность G_{tot} пленки

Далее мы, исследуем переход тепловой релаксации из баллистического в диффузионно-фононный режим. На рис. 1 видно, что G_{2D} уменьшается с увеличением d, а T-тренд $G_{2D} \propto T^{n-1}$ изменяется от $n = 4$ до $n = 3$. На рис. 2 представлен более детальный анализ G_{2D} при 20 K для разного набора толщина. Наблюдаемое монотонное уменьшение G_{2D} с увеличением d резко контрастирует с тенденциями, ожидаемыми для э-ф теплоотвода и теплоотвода Капицы ($G_{e-ph} \propto d$ и $G_{2D} \propto const$), и может быть объяснено рассмотрением диффузионного режима для фононов в NbN

пленке. В этом режиме при протекании тока через образец устанавливается температурный градиент по толщине пленки (подробности см. на вставке к рис. 2 и в ссылке [5]). В таком режиме коэффициент теплоотвода может быть определен как $G_{grad} \propto \kappa(T)/d$, где $\kappa(T) = \kappa_e + \kappa_{ph}$ – полная теплопроводность пленки NbN. Ниже мы исследуем температурную зависимость κ в пленках NbN. На вставке к рис. 2 можно увидеть тенденции изменения толщины, ожидаемые для G_K , G_{grad} и общей теплопроводности $G_{tot}^{-1} = G_K^{-1} + G_{grad}^{-1}$. Обратите внимание, что G_{grad} проявляется в G_{2D} , если эффекты подложки достаточно малы. Сопоставляя экспериментальные данные с G_{tot} (см. черную пунктирную линию на рис. 2), мы получаем G_{grad} и, следовательно, $\kappa(T)$. Беря во внимание, что $\kappa_e \approx 0.15$ Вт/Км из закона Видемана-Франца, мы оцениваем $\kappa_{ph} \approx 0.06$ Вт/Км в NbN при 20K. Полученное соотношение $\kappa_e \gg \kappa_{ph}$ может соответствовать сильному ф-э рассеянию в NbN [5]. В режиме диффузии фононов показатель степени $n=3$, наблюдаемый для пленок NbN толщиной 50–300 нм, указывает на то, что $\kappa_e(T) + \kappa_{ph}(T) \propto T^2$ при $\kappa_{ph}(T) \propto T^{2.7}$. Поскольку T-тренд для $\kappa_{ph}(T)$ близок к T-тренду для фононной теплопроводности $C_{ph}(T)$, мы полагаем, что l_{ph} имеет слабую зависимость от T. С учетом значений C_{ph} и v_s для объемного NbN [1] получаем $l_{ph} = 4$ нм при $T = 20$ K. Аналогичную оценку $l_{ph} \approx 1.4$ нм при $T = 20$ K можно получить, учитывая v_s [1] в тонких пленках NbN.

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

Литература

1. M. Sidorova, *et al.* // Phys. Rev. B, vol. 102, p. 054501, 2020.
2. A. Dane, *et al.* Self-heating hotspots in superconducting nanowires cooled by phonon black-body radiation, 2021.
3. E.T. Swartz and R.O. Pohl // Rev. Mod. Phys., vol. 61, pp. 605–668, 1989.
4. E.M. Baeva, *et al.* // Phys. Rev. Applied, vol. 15, p. 054014, 2021.
5. E.M. Baeva *et al.* //JETP Lett., vol. 111, p. 104, 2020.

Динамические процессы при адиабатическом переключении в сверхпроводниковом параметроне

М.В. Бастрасова^{1, *}, Д.С. Пашин¹, Д.А. Рыбин¹, А.А. Горчавкина^{1, 2}, А.Е. Щеголев^{3, 4}, Н.В. Клёнов^{1, 3, 5, §}, И.И. Соловьев^{1, 4, 6}, А.М. Сатанин^{2, 6}

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

² Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики» (НИУ ВШЭ), ул. Мясницкая, д. 20, Москва, 101000

³ Московский технический университет связи и информатики, ул. Авиамоторная, 8а, Москва, 111024

⁴ Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В.Скобелева, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, Москва, 119991

⁵ Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, Москва, 119991

⁶ Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Суцевская ул., д.22, Москва, 127055

*mar.denisenko@gmail.com , § nvklenov@gmail.com

Изучены динамические процессы в модифицированной схеме параметрического квантрона со СКВИДом вместо джозефсоновского контакта под действием внешнего потока типа флаксона в сверхпроводниковых передающих линиях. Найдены области оптимальных значений параметров для осуществления квантового адиабатического переключения. Исследованы особенности влияния потока смещения на характер протекания динамических процессов и активационную функцию.

Введение

Сверхпроводящие элементы со встроенными джозефсоновскими переходами (СКВИДы) широко используются в квантовой электронике и вычислительной технике. Одно из недавних перспективных применений rf-СКВИДов и схем на их основе осуществлено на основе элементов нейронных сетей, которые комбинируют в себе идеи квантовых и нейросетевых вычислений за счет использования возможностей макроскопических квантовых эффектов в сверхпроводниках [1].

В настоящей работе изучаются динамические нелинейные процессы в модифицированной схеме rf-СКВИДа типа параметрон. Интерес представляет наличие бистабильных состояний и перебросы между ними под действием внешнего магнитного потока (униполярных импульсов в RSFQ цепях). Функционирование цепи будет рассмотрено в двух режимах работы: классическом [2] (на основе гамильтонова формализма с учетом ёмкости в цепи, диссипации и температуры) и квантовом (на основе уравнения Шредингера и основного кинетического уравнения). Найдены диапазоны параметров схемы и управляющих RSFQ-импульсов (флаксонах) для реализации «сигмоидальных» активационных функций классического и квантового нейрона в случае адиабатического переключения.

Основные уравнения

В качестве модельной системы – квантового нейрона – выбрана система параметрического квантрона со СКВИДом вместо джозефсоновского контакта (параметрон) без резистивного шунтирования (рис. 1), которая успешно зарекомендовала себя в качестве классического сверхпроводникового нейрона с RSFQ управлением [2, 3].

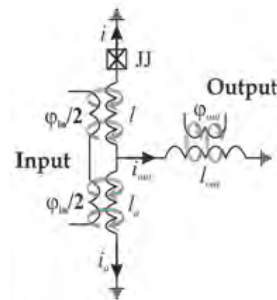


Рис. 1. Эквивалентная схема искусственного нейрона

В рамках резистивной модели для схемы, изображенной на рис. 1, можно записать уравнение определяющее динамику фазы на джозефсоновском контакте:

$$\omega_p^{-2} \ddot{\varphi} + \omega_c^{-1} \dot{\varphi} + \sin \varphi = b \varphi_{in}(t) - a \varphi, \quad (1)$$

где величины определены исходя из входящих в схему индуктивных элементов:

$$a = \frac{l_a + l_{out}}{l \cdot l_a + l_{out} \cdot (l + l_a)}, \quad b = \frac{l_a + 2l_{out}}{2(l \cdot l_a + l_{out} \cdot (l + l_a))}, \quad l_a = 1 + l.$$

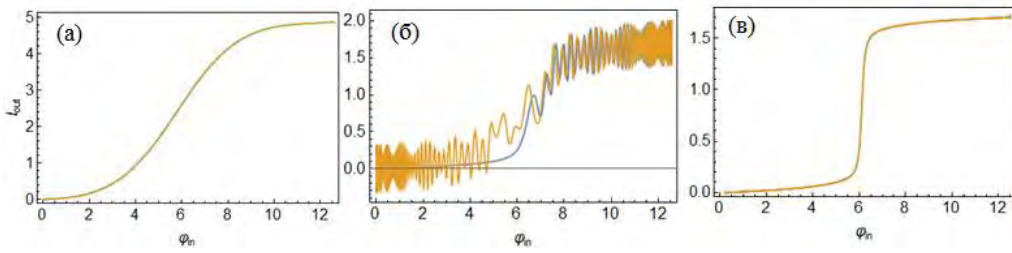


Рис. 2. Активационная функция нейрона для $l = 0.22$ (а), $l = 2.5$ (б, в) при $l_a = l + 1$, $l_{out} = 0.1$ для параметров входящего потока φ_{in} (а, б) $D = 0.008$, $A = 4\pi$, $t_1 = 500$, $t_2 = 3t_1$, (в) для $D = 0.0002$, $A = 4\pi$, $t_1 = 50000$, $t_2 = 3t_1$

Инерционные свойства системы (1) определены плазменной частотой ω_p и характерной джозефсоновской частотой перехода ω_c [2,3]. Динамическое управление состояниями системы осуществляется по средствам внешнего магнитного потока, φ_{in} , типа флаксон в джозефсоновских передающих линиях:

$$\varphi_m(t) = A \left(\left(1 + e^{-2D(t-t_1)} \right)^{-1} + \left(1 + e^{2D(t-t_2)} \right)^{-1} \right) - A, \quad (2)$$

где A – это амплитуда внешнего воздействия, t_1 и t_2 характерные времена нарастания/спада управляющего сигнала, крутизна которого определена параметром D в (2).

Изучение работы схемы на рис. 1 в квантовом режиме (при $\omega_c \rightarrow 0$ в уравнении (1)) проводится на основе гамильтониана:

$$\hat{H}(p, \varphi) = E_c \frac{\hat{p}^2}{\hbar^2} + E_J \left(\frac{(b\varphi_{ex}(t) - a\hat{\varphi})^2}{2a} + (1 - \cos \hat{\varphi}) \right), \quad (3)$$

где $[\hat{\varphi}, \hat{p}] = i\hbar$, E_c и E_J соответственно зарядовая и джозефсоновская энергии контакта.

Вид потенциала в (3), а следовательно, и динамическое поведение системы, естественно определяется физическими параметрами схемы (в первую очередь индуктивностями). При этом можно найти условия на параметры индуктивностей, когда в потенциальном профиле (3) под действием внешнего потока (1) появляется двухямный вид потенциала, что определяется решением трансцендентного уравнения:

$$\frac{\partial U(\varphi)}{\partial \varphi} \equiv a\varphi - b\varphi_{in}(t) + \sin \varphi = 0.$$

Следовательно, потенциал имеет более одного экстремума при условии: $l > l^* \equiv \sqrt{l_{out}^2 + 1} - l_{out}$. Для вычисления активационной ток-поточковой зависимости нами был рассчитана эволюция средней фазы квантового состояния $\langle \varphi(t) \rangle = \langle \psi | \varphi | \psi \rangle$ и ток на джозефсоновском контакте при изменении внешнего потока $i(t) = b\varphi_m(t) - a\langle \varphi(t) \rangle$. Согласно схеме на рис. 1, зависимость i_{out} выходного тока от входящего потока φ_{in} : $i_{out} = (\varphi_{in} - 2l_a i) / (2(l_a + l_{out}))$. На рис. 2 представлены ти-

пичные активационные функции нейрона, работающего в квантовом режиме, когда начальное состояние системы соответствует основному. Можно заметить, что для случая $l < l^*$ симметричного одноямого потенциала (рис. 2а) мы видим четкую сигмоидальную характеристику, аналогичную классическому режиму работы системы [3]. Заметим, что при изменении внешнего потока достигается полное совпадения двух путей эволюции системы при увеличении времени нарастания ($\varphi = 0 \rightarrow 2\pi$) и спада ($\varphi = 2\pi \rightarrow 0$) входного сигнала. При $l > l^*$, как видно из рис. 2, пути эволюции системы ($\varphi = 0 \leftrightarrow 2\pi$) различаются. Осцилляции на рис. 2б, возникают за счет флуктуаций средней фазы на контакте за счет возбуждения системы на высоколежащие уровни в момент нарастания сигнала и интерференции состояний в процессе быстрого (неадиабатичного) изменения профиля потенциальной энергии в результате действия входного потока φ_{in} . Отметим, что если скорость изменения потенциала меньше, чем скорость движения локализованного состояния системы, то возникает режим сигмоидальной активационной характеристики и в случае $l > l^*$ (рис. 2в) в отличие от случая функционирования в классическом режиме.

Таким образом, анализ показал, что предложенная схема модифицированного параметрона может работать как базовый элемент квантовой нейронной сети с сигмоидальной функцией активации.

Работа поддержана грантом РФФИ № 20-07-00952.

Литература

1. К. Beer *et al.* // Nat. Commun. 11, 808 (2020).
2. А.Е. Schegolev *et al.* // Beilstein J. Nanotechnol. 7, 1397 (2016).
3. М. Bastrakova *et al.* // Symmetry 13 (9), 1735 (2021).

Управление топологическим состоянием цепочки магнитных примесей в сверхпроводнике посредством джозефсоновской разности фаз

А.А. Беспалов*

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087.

*bespalovaa@gmail.com

В рамках формализма уравнений Боголюбова-де Жена исследован спектр боголюбовских квазичастиц в трёхмерном джозефсоновском контакте, содержащем цепочку точечных магнитных примесей с геликоидальным магнитным порядком. Рассчитан зонный спектр примесных состояний, локализованных вблизи цепочки. Определены условия, при которых система находится в топологически нетривиальном состоянии (с фермионами Майораны на концах цепочки). Показано, что в некоторых случаях систему можно перевести из топологически тривиального в нетривиальное состояние путём изменения джозефсоновской разности фаз. Исследована структура майорановского состояния. Показано, что при некоторых условиях его волновая функция имеет необычную промежуточную асимптотику: она спадает степенным образом при удалении от конца цепочки.

В настоящее время наблюдается большой интерес к твердотельным системам, в которых могут быть реализованы так называемые майорановские состояния, в связи с возможностью использования этих состояний в топологических квантовых вычислениях [1]. Одна из перспективных систем для наблюдения фермионов Майораны представляет собой сверхпроводник s-типа с цепочкой магнитных атомов (на поверхности или в толще материала), спины которых упорядочены геликоидальным образом [2]. Следует отметить, что для наблюдения майорановских состояний на концах цепочки система должна находиться в топологически нетривиальном состоянии, что требует тщательного подбора параметров цепочки.

В настоящей работе в рамках формализма уравнений Боголюбова-де Жена исследован спектр боголюбовских квазичастиц в коротком джозефсоновском контакте типа сужения, содержащем цепочку точечных магнитных примесей с геликоидальным магнитным порядком — см. рисунок 1. В такой системе имеется дополнительный рычаг управления топологическим состоянием цепочки — джозефсоновская разность фаз θ ($\theta \in [-\pi, \pi]$) [3]. В берегах контакта имеется сверхпроводящая щель s-типа с величиной Δ_0 . Параметр порядка считается заданным. Примеси создают как электрическое, так и обменное поле. Эти поля характеризуются фазами рассеяния a_\uparrow и a_\downarrow для электронов со спином, направленным вдоль спина примеси или против него, соответственно. Спины примесей образуют

угол χ с некоторой фиксированной осью вращения, и угол вращения спинов соседних примесей друг относительно друга равен φ . Расстояние между соседними примесями равно a .

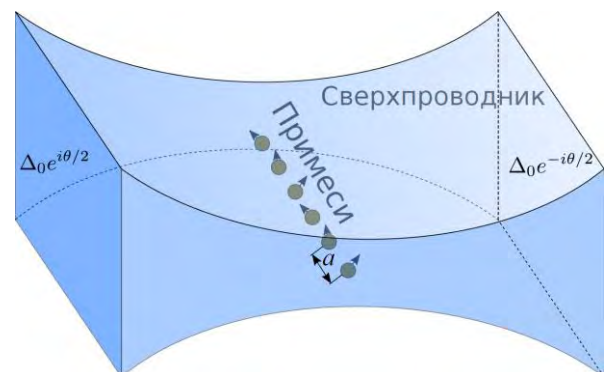


Рис. 1. Джозефсоновский контакт типа сужения с цепочкой примесей. Стрелки указывают направление спинов примесей. Слева и справа указано значение сверхпроводящего параметра порядка в берегах контакта

В случае бесконечной цепочки примесей гамильтониан системы коммутирует с унитарным оператором \hat{t} , равным произведению оператора трансляции на расстояние a вдоль цепочки и оператора поворота спина на угол φ . Собственные значения оператора \hat{t} равны e^{iq} , где q играет роль квазиимпульса. Графики двух характерных квазичастичных спектров для бесконечной цепочки — зависимости энергий примесных состояний от q — представлены на рисунке 2.

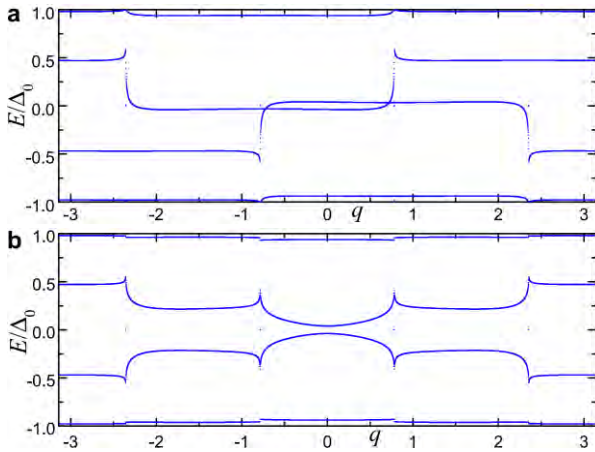


Рис. 2. Характерные спектры примесных состояний без щели (а) и с щелью (б). Используемые параметры: $k_F a = 1.5\pi$ (k_F — волновое число Ферми), $\alpha_1 = -\alpha_2 = \pi/4$, $\varphi = \pi/2$, $\theta = \pi/2$, $\chi = 0$ (а) и $\chi = \pi/2$ (б)

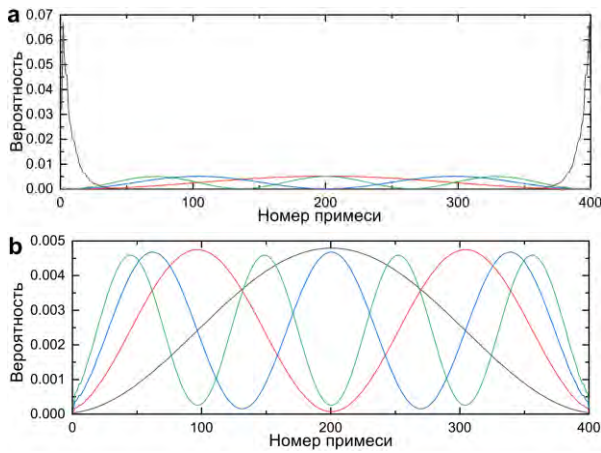


Рис. 3. Вероятность найти квазичастицу вблизи каждой примеси в цепочке из 400 примесей для четырёх квазичастичных уровней с наименьшими энергиями. Используемые параметры: $k_F a = 1.5\pi$, $\alpha_1 = -\alpha_2 = \pi/4$, $\chi = \varphi = \pi/2$, $\theta = 1.65$ (а) и $\theta = 1.7$ (б). Графики а и б соответствуют топологически нетривиальному и тривиальному состоянию, соответственно

Для рассматриваемой системы также получены условия, при которых она находится в топологически нетривиальном состоянии, так что на концах цепочки конечной длины наблюдаются изолированные фермионы Майораны. Этим условиям наиболее просто удовлетворить при $\chi = \pi/2$ (тогда спины примесей компланарны): в этом случае

спектр бесконечной цепочки имеет щель практически при любых значениях остальных параметров системы (наличие щели необходимо для существования краевых состояний с нулевой энергией). Для цепочек конечной длины численно рассчитаны волновые функции квазичастичных состояний с низкими энергиями. На рисунке 3 показаны вероятности найти квазичастицы с низкой энергией вблизи каждой примеси в цепочке из 400 примесей. При параметрах, используемых в рисунке 3, система находится в топологически тривиальном состоянии при $|\theta| > \theta_{cr} = 1.677$ и в топологически нетривиальном состоянии при $|\theta| < \theta_{cr}$. Таким образом, топологическим состоянием системы действительно можно управлять посредством джозефсоновской разности фаз.

В случае $\chi = \pi/2$ для полубесконечной цепочки примесей аналитически получена промежуточная асимптотика волновой функции майорановского состояния на расстоянии от конца цепочки, много меньшем длины когерентности в сверхпроводящих берегах. Показано, что для фермиона Майораны вероятность его обнаружения p_n вблизи примеси с номером $n \gg 1$ спадает как

$$p_n \sim \frac{1}{n^2 \ln^4 n}, \tag{1}$$

где примеси в цепочке нумеруются последовательно, начиная с $n=1$.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 21-12-00409.

Литература

1. J. Alicea // Rep. Prog. Phys., V. 75, 076501 (2012).
2. F. Pientka, L.I. Glazman, F. von Oppen // Phys. Rev. B, V. 88, 155420 (2013).
3. F. Pientka, A. Keselman, E. Berg *et al.* // Phys. Rev. X, V. 7, 021032 (2017).

Расчет матриц приемных антенн с болометрами на холодных электронах для основного и вспомогательных частотных каналов приемной системы для проекта LSPE

А.В. Благодаткин¹, Е.А. Матрозова¹, 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 матриц дипольных антенн с интегрированными болометрами на холодных электронах (БХЭ). Данные приемные системы разрабатываются для применения в составе баллонного радиотелескопа LSPE. Отдельные приемные ячейки антенных матриц соединены параллельно по постоянному току для работы БХЭ в режиме смещения по напряжению. В работе выполнено численное моделирование основного (145 ГГц) и вспомогательных (210 и 240 ГГц) частотных каналов LSPE. В результате моделирования получены амплитудно-частотные характеристики приемных систем, удовлетворяющие требованиям LSPE.

Введение

Разрабатываемый баллонный радиотелескоп LSPE предназначен для наблюдения реликтового излучения на частоте 145 ГГц в основном частотном канале и частотах 210 и 240 ГГц во вспомогательных частотных каналах [1]. В качестве приемной системы для LSPE мы предлагаем использовать матрицу планарных приемных ячеек.

Каждая ячейка включает в себя дипольную антенну с интегрированным болометром на холодных электронах (БХЭ). Ячейки соединены между собой параллельно для смещения по напряжению, что обеспечивает возможность использовать систему считывания на СКВИДах. Данная работа является развитием и продолжением предыдущего исследования [2].

Расчет модового состава приемной рупорной антенны

Диаграмма направленности приемной системы LSPE определяется характеристиками двунаправленного рупора, определенными в работе [1] (Рисунок 1).

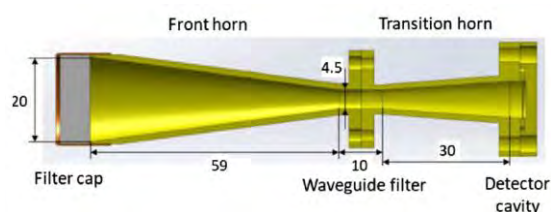


Рис. 1. Двунаправленный рупор приемной системы LSPE (рисунок взят из работы [1])

Приемная матрица располагается в правом по рисунку раскрытие рупора. Сужение рупора определяет модовый состав электромагнитного поля, проходящего через рупор.

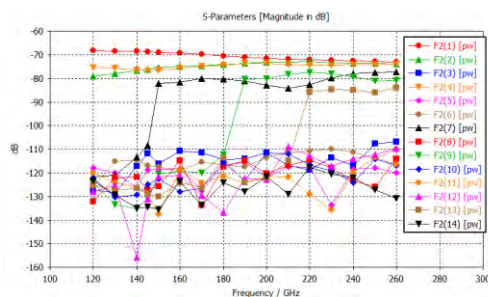


Рис. 2. Модовый состав электромагнитного поля в сужении рупора в зависимости от частоты

Результат расчета модового состава показан на Рисунке 2. Во всем рабочем диапазоне частот LSPE в

рупоре присутствуют моды с номерами 1 (основная), 2 и 4. Начиная с частоты 150 ГГц появляется мода 7, с частоты 190 ГГц – мода 9, с частоты 220 ГГц – мода 13. Увеличение амплитуд мод 7, 9, 13 связано с достижением соответствующих частот отсечки этих мод. Амплитуды остальных мод являются пренебрежимо малыми по сравнению с амплитудами перечисленных мод.

Расчет АЧХ основного частотного канала LSPE

Приемная система основного канала LSPE основана на матрице дипольных антенн с интегрированными БХЭ (Рисунок 3). Приемные ячейки расположены в пределах окружности, под раскрытием двунаправленного рупора (Рисунок 1). Ее характерной особенностью является то, что антенные диполи и провода, обеспечивающие смещение БХЭ по постоянному напряжению, расположены в одном слое. Это существенно упрощает и удешевляет технологию изготовления таких структур.

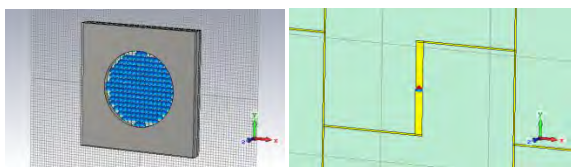


Рис. 3. Приемная система основного канала LSPE. Слева - матрица приемных ячеек, справа - ячейка приемной системы, основанная на дипольной антенне

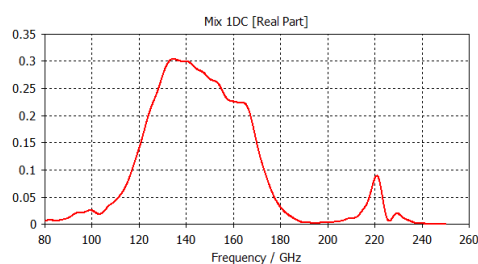


Рис. 4. АЧХ основного частотного канала LSPE

АЧХ основного частотного канала LSPE показана на Рисунке 4. Полоса принимаемых частот основного частотного канала по уровню 0,5 составляет 45 ГГц. На частоте 220 ГГц есть паразитный резонанс, который может быть подавлен с помощью фильтра высоких частот.

Расчет АЧХ вспомогательных частотных каналов LSPE

Общий вид приемной матрицы вспомогательных частотных каналов LSPE схож с таковым для основного частотного канала. Данная приемная система также спроектирована в однослойном исполнении. Различие состоит в том, что половину круга занимают приемные ячейки 210 ГГц, а другую половину – ячейки 240 ГГц. Кроме того, для оптимизации формы АЧХ мы применили bowtie диполь (Рисунок 5).

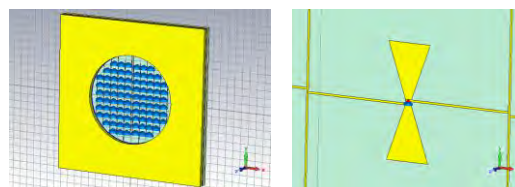


Рис. 5. Приемная система вспомогательных каналов LSPE. Слева - матрица приемных ячеек, справа - ячейка приемной системы, основанная на bowtie антенне

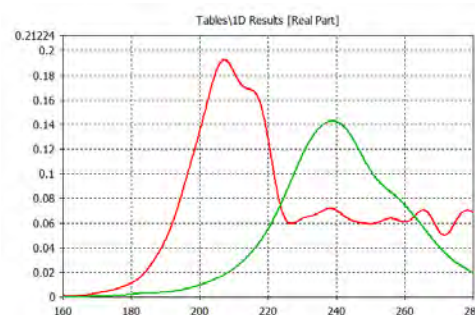


Рис. 6. АЧХ вспомогательных частотных каналов LSPE

На Рисунке 6 показаны АЧХ приемной матрицы с bowtie антеннами. Ширина АЧХ на уровне 50% от максимума для канала 210 ГГц составляет 26 ГГц, для канала 240 ГГц – 38 ГГц. Также ВЧ хвосты канала 240 ГГц предполагается подавлять полосовым фильтром.

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант № 21-79-20227)

Литература

1. L. Lamagna *et al.* // Journal of Low Temperature Physics, V. 200, Issue 5-6, 374-383 (2020).
2. А.В. Благодаткин *et al.* // Труды XXV Международного симпозиума "Нанофизика и нанoeлектроника", 9-12 марта, 2020, с. 30-31.

Ренормировка энергетической структуры топологических изоляторов и сверхпроводников межузельными кулоновскими взаимодействиями

В.В. Вальков

ИФ СО РАН, Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036.

vvv@iph.krasnl.ru

В рамках модели ВНЗ+V, показано, что учет межузельного кулоновского взаимодействия электронов может приводить к сильной ренормировке спектра фермиевских возбуждений. Изменения связаны с индуцированием двух зон флуктуационных состояний, обусловленных формированием квазичастиц, представляющих суперпозицию состояний затравочных фермионов, окруженных облаком флуктуаций электронной плотности. Результаты получены не только методом уравнений движения с привлечением расширенного набора базисных операторов, но и с помощью диаграммной формы теории возмущений. Для ВТСП на основе модели Эмери при учете негемеополярных состояний ионов меди изучено влияние зарядовых флуктуаций на структуру фермиевского спектра и плотности электронных состояний.

Введение

Проблема учета кулоновских корреляций в топологических материалах приобретает особое значение, если учесть, что в них имеет место перекрытие валентной зоны и зоны проводимости. В этих условиях, как хорошо известно, кулоновское взаимодействие фермионов может радикально повлиять на характеристики основного состояния системы. Это обстоятельство служит одной из причин возрастания числа работ, направленных на изучение свойств топологических изоляторов (ТИ) и экситонных диэлектриков (ЭД) при включении межузельного кулоновского взаимодействия (МКВ) фермионов.

Следует отметить, что изучение систем при учете МКВ не может быть проведено на основе простых методов диагонализации квадратичных гамильтонианов, а простые линеаризованные схемы, типа обобщенного приближения Хартри-Фока, не являются корректными, как только параметры МКВ становятся сравнимыми с параметрами, определяющими затравочную энергетическую структуру. Это приводит к необходимости использования современных квантово-статистических методов.

Модель ВНЗ+V

Гамильтониан модели имеет вид

$$\hat{H}_{ВНЗ+V} = \hat{H}_{ВНЗ} + \hat{V},$$

где первое слагаемое – гамильтониан ВНЗ:

$$\hat{H}_{ВНЗ} = \sum [\varepsilon_{ak} a_{k\sigma}^+ a_{k\sigma} + \varepsilon_{bk} b_{k\sigma}^+ b_{k\sigma}] + \sum [\Gamma_{k\sigma} a_{k\sigma}^+ b_{k\sigma} + \Gamma_{k\sigma}^* a_{k\sigma}^+ b_{k\sigma}],$$

а второе – оператор кулоновских корреляций:

$$\hat{V} = \sum V_{lm} \Delta \hat{n}_l \Delta \hat{n}_m.$$

Для учета корреляционных эффектов, индуцированных ЗФ, был использован расширенный набор базисных операторов:

$$\{a_{k\sigma}, b_{k\sigma}, A_{k\sigma}, B_{k\sigma}\},$$

в котором операторы

$$A_{k\sigma} = (1/N) \sum_{fmq} V_{fm} e^{if(q-k)} a_{q\sigma} \Delta \hat{n}_m,$$

$$B_{k\sigma} = (1/N) \sum_{glq} V_{lg} e^{ig(q-k)} b_{q\sigma} \Delta \hat{n}_l,$$

позволяют описывать сильную связь фермионов зоны проводимости и валентной зоны с флуктуациями электронных плотностей.

При учете введенного набора базисных операторов энергетический спектр топологического изолятора имеет расщепленную структуру, состоящую из четырех полос [1].

Литература

1. В.В. Вальков // Письма в ЖЭТФ, т. 114, вып. 12, 812 (2021).

2D дефекты в «магнитном» сверхпроводнике $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$

В.А. Власенко¹, А.Ю. Дегтяренко¹, И.А. Каратеев², А.В. Овчаров², К.С. Перваков¹

¹ Физический институт имени П.Н.Лебедева РАН, Отдел "Центр высокотемпературной сверхпроводимости и квантовых материалов им. В.Л. Гинзбурга", ул. Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.

² Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182.

*vlaskovlad@gmail.com

Экспериментально обнаружены двумерные несверхпроводящие дефекты в объеме монокристалла сверхпроводника $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$. Показано, что пиннинг вихрей Абрикосова на 2D сверхпроводящих дефектах приводит к возникновению второго пика намагничивания, тогда как не сверхпроводящие дефекты не создают вышеуказанной особенности.

Введение

В настоящее время значительный научный интерес привлекают железосодержащие сверхпроводники системы 1144 - AeFe_4As_4 ($\text{Ae} = \text{Ca}, \text{Sr}, \text{Eu}$ и $\text{A} = \text{K}, \text{Rb}, \text{Cs}$) [1]. Сверхпроводящее соединение $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ системы 1144 обладает рядом уникальных свойств, таких как сосуществование магнитного упорядочения и сверхпроводимости при $T_m \approx 15 \text{ K}$ ($T_c \approx 36 \text{ K}$), причем магнитное упорядочение и сверхпроводящий конденсат слабо связаны друг с другом. Значение верхнего критического магнитного поля H_{c2} в $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ достигает 100 Тл [2]. Работа посвящена исследованию на просвечивающем электронном микроскопе высокого разрешения (ВРПЭМ) особенностей роста монокристалла Eu-1144 и влияние дефектов на пиннинг вихрей Абрикосова.

Результаты и обсуждение

В данной работе исследовались синтезированные методом «self-flux» [3] монокристаллы $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ с $T_c \approx 36 \text{ K}$ магнитометрическими способами и методом ВРПЭМ.

На Рис.1 представлена структура монокристалла $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ перпендикулярно плоскости ab . На рисунке хорошо видны включения в виде черных полос в объеме монокристалла Eu-1144 , располагающиеся вдоль плоскости ab .

Согласно проведенному элементному анализу на ВРПЭМ и параметрам ячейки данных включений, был сделан вывод, что в объеме монокристалла $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ присутствуют дефекты роста в виде несверхпроводящего соединения EuFe_2As_2 (~5,6%), представленные в виде монослоев параллельных плоскости ab .

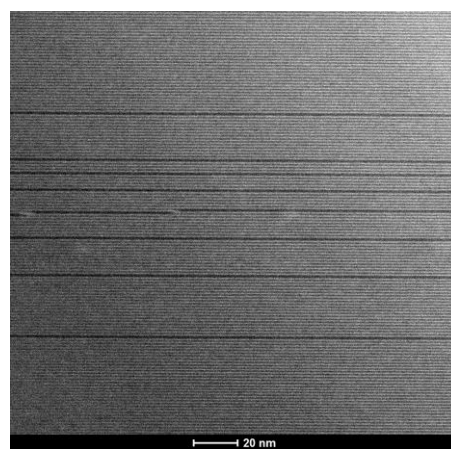


Рис. 1. Изображение ВРПЭМ монокристалла $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$

Аналогичные дефекты также были обнаружены в монокристалле $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ в работе [4], где наблюдались включения сверхпроводящих слоев Ca-122 в объеме CaK-1144 . На магнитометрических исследованиях $M(H)$ в образцах CaK-1144 наблюдался второй пик намагничивания. Согласно предложенной в работе [4] модели, второй пик намагничивания в приложенном внешнем магнитном поле $H \parallel ab$ наблюдается, если 2D дефекты сами являются сверхпроводящим соединением. В то же время, если двумерные включения не сверхпроводящие, то второй пик намагничивания не должен наблюдаться.

На Рис.2 представлены петли магнитной необратимости монокристалла $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ при температуре $T=2 \text{ K}$ с расположением магнитного поля перпендикулярно и параллельно плоскости ab . На рисунке 2 не наблюдается второй пик намагничивания. Излом петель связан только с магнитными включениями (атомы европия, железа), которые практически не влияют на ширину петель.

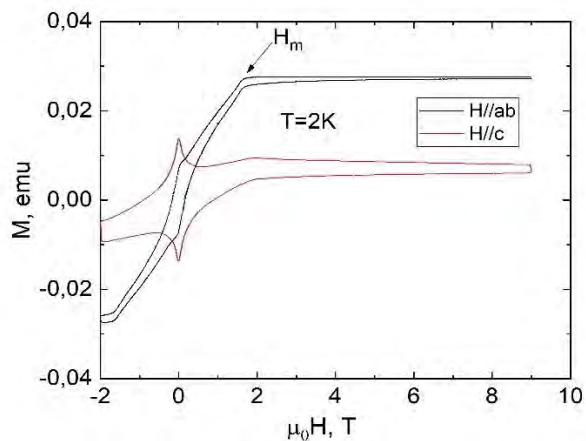


Рис. 2. Петли магнитной необратимости монокристалла $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ в приложенном магнитном поле параллельно плоскости ab и оси c при температуре 2K

С учетом того, что слои EuFe_2As_2 не являются сверхпроводящими и не наблюдается второй пик намагниченности (в отличие от CaK-1144 в поле $H\parallel ab$) на петлях магнитной необратимости, экспе-

риментально подтверждена справедливость предложенной выше модели. В то же время наличие двумерных дефектов в системе $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ ведет к преобладанию двумерного пиннинга вихрей Абрикосова в данной системе, предположение о чем было сделано в работе [3].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 21-12-00394) с использованием оборудования Центра коллективного пользования ФИАН.

Литература

1. Iyo A. et al. // *Am. Chem. Soc.*, V. 138, no.10, PP. 3410–3415 (2016).
2. Bristtow M. et al. // *Phys. Rev. B*, V. 101, no.134502 (2020).
3. V. Vlasenko et al. // *Supercond. Sci. Technol.* V. 33 no.084009 (2020).
4. A. Ichinose et al. // *Supercond. Sci. Technol.* V.34, no.034003 (2021).

Отражение от СИС-смесителя сигнала на промежуточной частоте

Я.О. Водзяновский^{1, 2, *}, А.В. Худченко^{2, 3, §}, В.П. Кошелец^{2, #}

¹ Московский физико-технический институт НИУ, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский переулок, д.9. 141701

² ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Москва, ул. Моховая 11, корп.7, 125009

³ Астрокосмический центр ФИАН, ул. Профсоюзная, 84/32, Москва, 117810

*vodzianovskii.iao@phystech.edu, §khudchenko@asc.rssi.ru, #valery@hitech.cplire.ru

Экспериментально измерен уровень отражения сигнала на промежуточной частоте от СИС-смесителя, когда смеситель находится непосредственно в рабочем состоянии, а именно при поданном напряжении смещения и при приложенном сигнале высокочастотного опорного генератора.

Введение

Радиоастрономия является основным двигателем развития сверхчувствительных смесителей для гетеродинных приемников электромагнитного излучения миллиметровых и суб-миллиметровых длин волн. Смесители на основе туннельного перехода сверхпроводник – изолятор – сверхпроводник (СИС) [1] имеют наилучшие шумовые характеристики в этом диапазоне, близкие к квантовому пределу. Среди наземных приемников наибольшее распространение получили смесители с разделением боковых полос, которые имеют в составе два одиночных СИС-смесителя. Для эффективной работы приемника, а именно для достижения предельной чувствительности и высокого качества разделения боковых полос нужны смесители с низким уровнем отражения как по входу, т.е. на частоте принимаемого сигнала, на высокой частоте (ВЧ), так и по выходу, т.е. на промежуточной частоте (ПЧ). В данной работе собрана схема и проведено измерение уровня отражения от СИС-смесителя по выходному тракту ПЧ.

Постановка эксперимента

Основной задачей в этой работе является измерение уровня отражения от СИС смесителя по выходному ПЧ каналу, когда на смеситель подается напряжение смещения и при приложенном сигнале высокочастотного опорного генератора. ПЧ выход СИС-смесителя тестируется в диапазоне 4 – 8 ГГц. Схема представлена на Рис.1. СИС-смеситель помещен в криостат замкнутого цикла при температуре около 4 К. Высокочастотный опорный генератор расположен рядом с СИС смесителем на той же плите криостата. Векторный анализатор цепей (ВАЦ), размещенный вне криостата, генерирует

тестовый сигнал диапазона 4 – 8 ГГц на порте (П1). Инжектор в схеме позволяет объединить переменный ток с постоянным, чтобы задать напряжение на СИС-смесителе. Основная часть этого сигнала проходит через направленный ответвитель и следует на ПЧ выход СИС-смесителя. Отраженная часть сигнала большей частью идет сквозь направленный ответвитель в сторону криогенного малошумящего усилителя, который усиливает этот сигнал и направляет его на приемный порт (П2) ВАЦ. Фактически, измеряемым параметром является отношение сигналов ВАЦ на портах П1 и П2, а точнее его спектр.

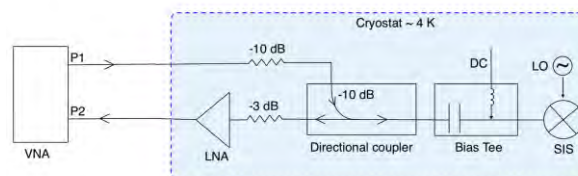


Рис. 1. Схема эксперимента по измерению отражения от СИС-смесителя по ПЧ выходу ПЧ

Калибровка

Одной из основных проблем при измерении векторных сетей при криогенных температурах является калибровка. Чтобы избежать погрешностей калибровки, связанных с изменениями электрической длины и импеданса элементов цепи при охлаждении, сам СИС-переход при 4 К используется как калибратор [2]. А именно, 1) при напряжении смещения в 3 мВ (см. автономную ВАХ на Рис.2) его дифференциальное сопротивление становится порядка 1000 Ом, что близко к ситуации «открытой цепи», т.к. импеданс подводящей линии равен 50 Ом; 2) при напряжении смещения 3,8 мВ, т.е. посередине туннельного скачка тока, его дифференциальное сопротивление составляет около 3 Ом, что

приближено соответствует калибровке «короткое замыкание»; 3) при напряжении смещения 5 – 7 мВ дифференциальное сопротивление становится 41 Ом, что близко к ситуации «нагруженной линии». Этим трем калибровкам достаточно, чтобы учесть все отражения и утечки в цепи и корректно измерить отражение от СИС-смесителя в рабочем режиме. Приведенная калибровка позволяет учесть также внутреннюю емкость СИСа.

Результаты

ВАХ СИС-смесителя в рабочем режиме, при приложении сигнала опорного генератора частотой 697 ГГц, показана на Рис.2 оранжевой кривой. Диапазон рабочего напряжения смещения 1,2 – 3,4 мВ. Как показывают результаты измерений, на частоте 4 – 8 ГГц уровень отражения не меняется с частотой, однако есть зависимость от напряжения смещения СИСа. Результаты измерений представлены на Рис.2. Синие точки - экспериментальные дан-

ные, показывают, как меняется уровень отражения с напряжением смещения. Можно заметить, что при напряжении 3,4 мВ уровень отражения значительно снижается, это можно объяснить тем, что коэффициент отражения СИС-смесителя связан с его дифференциальным сопротивлением, а в этой точке оно приближается к 50 Ом, что является идеальным согласованием, когда коэффициент отражения стремится к нулю. Красная кривая - результат теоретического расчета

$$\Gamma_{расч.} = 20 \cdot \lg \left| \frac{R_d - 50\Omega}{R_d + 50\Omega} \right| \quad [2]$$

В целом, можно заключить, что уровень отражения достаточно высокий и составляет в среднем около -4.5дБ, что вынуждает нас использовать специальные вентили в канале ПЧ в СИС приемниках для минимизации стоячих волн в тракте ПЧ.

Изготовление интегральных структур и их измерения выполнены с использованием УНУ «Криоинтеграл».

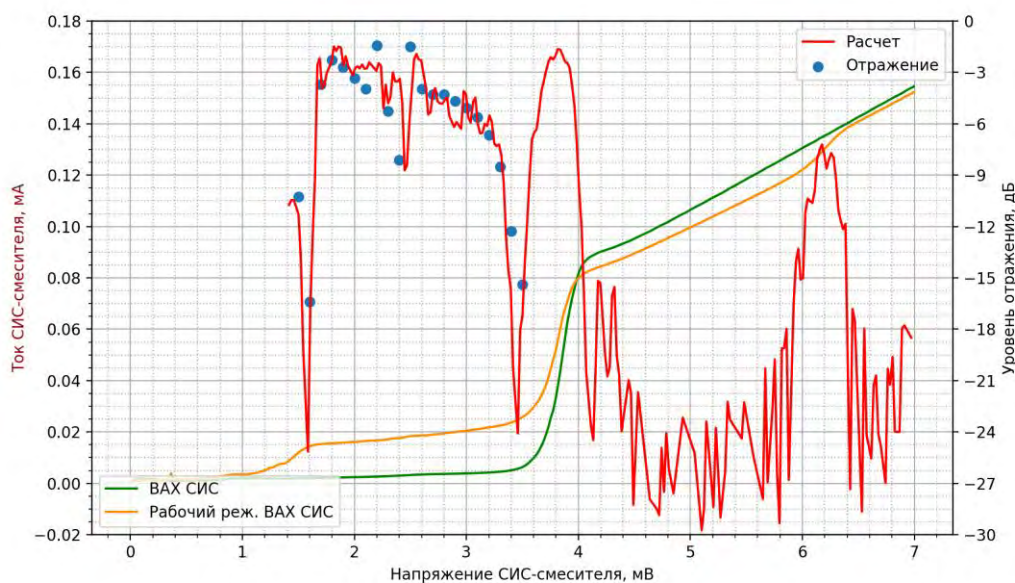


Рис. 2. ВАХ СИС-смесителя: автономная (зеленая кривая), нагруженная сигналом опорного генератора (оранжевая кривая). Результаты измерений отражения (синие точки). Теоретический расчет (красная кривая)

Литература

1. Tucker J. R. *et al.*, Quantum limited detection in tunnel junction mixers. // IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-6, no. 11, pp. 1234–1258, Nov. 1979.
2. Serres P. *et al.*, The IF Output Impedance of SIS Mixers. // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology, vol. 5, no. 1, pp. 27-36, Jan. 2015, doi: 10.1109/TTHZ.2014.2368786.

Оптимизация схемы контроля трансмона при помощи одноквантовых импульсов различной полярности

В.А. Вожаков^{1, 2, *}, **М.В. Баистракова**³, **Н.В. Кленов**^{1, 2}, **А.М. Сатанин**^{3, 4}, **И.И. Соловьев**^{1, 2}

¹ Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Воробьевы горы, Москва, 119991, Российская Федерация.

² Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Суцеская ул. 22, Москва, 119017, Российская Федерация.

³ Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина 23, Нижний Новгород, 603950, Российская Федерация.

⁴ Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая 20, Москва, 101000, Российская Федерация.

*sevozh@yandex.ru

В данной работе исследуется возможность управления кубитами средствами цифровой сверхпроводниковой электроники. Этот способ имеет преимущество по сравнению с современными методами управления радиочастотными сигналами (раби-техникой) в том, что систему управления можно расположить в том же криостате, что и сам кубит. Управляющий сигнал представляет собой последовательность одинаковых пикосекундных импульсов напряжения различной полярности. Такую последовательность можно синтезировать при помощи оптимизационного генетического алгоритма для кубита с заданными параметрами. Неточность однокубитной операции, обусловленная в основном утечкой на вышележащие уровни кубита, при этом будет сравнима со случаем управления при помощи раби-техники.

Введение

На сегодняшний день наибольшее распространение среди сверхпроводниковых квантовых процессоров получили устройства на основе зарядовых кубитов – трансмонов [1].

У данного типа кубитов джозефсоновская энергия существенно превышает электростатическую, что дает трансмонам более высокие времена потери когерентности.

Однако, основной используемый подход к управлению состояниями трансмона – раби-техника – имеет ряд существенных ограничений на скорость операций [1]. Для увеличения быстродействия квантовых регистров разрабатываются альтернативные способы управления состояниями кубитов. Одним из них является использование последовательностей большого числа управляющих импульсов, генерируемых в цепях быстрой одноквантовой логики [2, 3], – коротких униполярных одноквантовых импульсов напряжения с широким спектром, $\int V dt = \Phi_0$, где Φ_0 – квант магнитного потока. Данный способ управления позволяет реализовать выполнение основных однокубитных операций на временах порядка 30-60 нс при ошибках, сравнимых с использованием раби-техники, посредством управления состоянием кубита регулярной последовательностью униполярных одноквантовых импульсов, подаваемых на собственной частоте кубита ω_{01} [2]. При этом основным источником ошибки

в рамках такого подхода является утечка на вышележащие уровни, в то время как длительность операции оказывается сильно меньше времени декогеренции кубита.

Биполярные управляющие последовательности

Существует способ оптимизации последовательностей одноквантовых импульсов, так называемые масштабируемые последовательности импульсов с оптимизацией утечки (SCALLOP) [3].

Данный подход основан на подаче более одного импульса в течение периода собственных колебаний кубита, $2\pi/\omega_{01}$, что значительно улучшает время реализации операции с кубитом. Управляющий сигнал представляет собой последовательность импульсов пикосекундной длительности, которые подаются или не подаются в моменты времени $T = 2\pi/\omega_d$, где ω_d – частота генератора (DC/SFQ-конвертера [4]).

Для ускорения логических операций с трансмоном нами предложена идея модификации последовательностей одноквантовых импульсов за счет введения импульсов с отрицательной полярностью.

Такая модификация позволит увеличить число эффективно воздействующих на кубит управляющих импульсов по сравнению с униполярным.

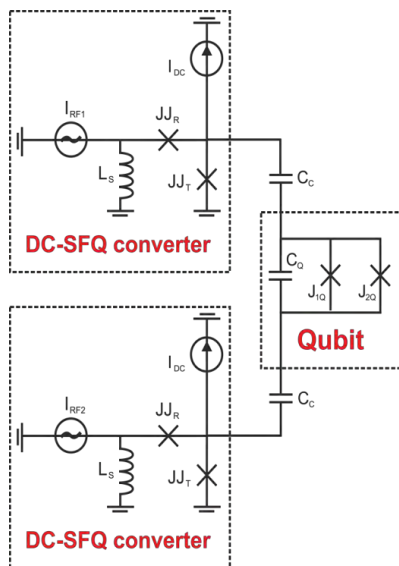


Рис. 1. Схема подключения DC/SFQ-конвертеров к кубиту для генерации биполярной последовательности одноквантовых импульсов

походом [2]. Для генерации последовательности импульсов различной полярности можно использовать схему, включающую в себя два DC/SFQ-конвертера [4] – устройства, преобразующие аналоговый радиочастотный сигнал в набор одноквантовых импульсов, дополнительно используя источник постоянного тока (рис.1).

Оптимизация управляющих последовательностей

Для решения задачи подбора наиболее эффективной биполярной SCALLOP последовательности нами был разработан специальный генетический алгоритм, позволяющий найти нужную последовательность для эффективного управления трансмоном с заданными параметрами. Критерием оптимизации является минимизация утечки на вышележащие уровни. В качестве входных параметров указываются частоты кубита (перехода с основного на первый возбужденный уровень ω_{01} и с первого возбужденного на второй ω_{12}), частота генератора ω_d и угол поворота на сфере Блоха, соответствующий воздействию одного импульса в последовательности θ . Этот угол рассчитывается из значения связующей емкости DC/SFQ-конвертера и кубита $\theta = C_C * \sqrt{\hbar\omega_{01}/2C_Q}$, где C_C – связующая емкость, C_Q – собственная емкость кубита. Результа-

том работы алгоритма является управляющая последовательность импульсов длительностью примерно 5 нс, при применении которой к кубиту с конкретно заданными параметрами, утечка на вышележащие уровни оказывается меньше, чем 10^{-4} . На рис.2а приведен пример оптимальной биполярной SCALLOP последовательности найденной, используя упоминавшийся ранее генетический алгоритм. При этом можно заметить, что точность операции поворота кубита на угол $\pi/2$ на сфере Блоха при выбранных параметрах составила $1 - \langle F \rangle = 6 * 10^{-5}$, а время операции составило ~ 5 нс, что является улучшением имеющихся результатов для трансмона даже по сравнению с микроволновыми техниками DRAG [5].

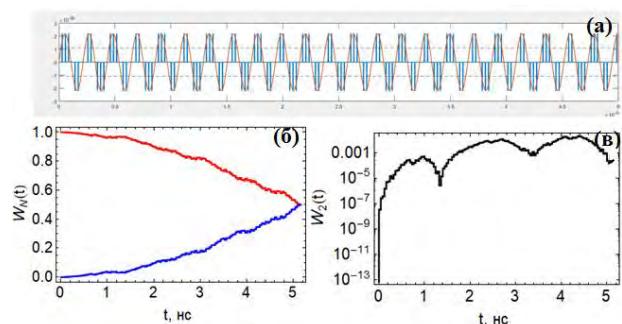


Рис. 2. (а) Стартовая последовательность импульсов (до оптимизации) для кубита с выбранными параметрами. Динамика населенностей уровней кубита (б) и утечка (в) с параметрами $\frac{\omega_{01}}{2\pi} = 4.652$ ГГц, $\frac{\omega_{01}-\omega_{12}}{2\pi} = 250$ МГц, $\frac{\omega_d}{2\pi} = 34.89$ ГГц после применения оптимизированной последовательности

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 20-07-00952 и гранта РНФ 20-12-00130.

Литература

1. J. Koch et al. // Phys. Rev. A, V. 76, 042319 (2007).
2. R. McDermott, M. Vavilov // Phys. Rev. Appl., V. 2, 014007 (2014).
3. K. Li et al. // Phys. Rev. Appl., V 12, 014044 (2019).
4. K. K. Likharev and V. K. Semenov // IEEE Trans. Appl Supercond., V 1, 3 (1991).
5. F. Motzoi et al. // Phys. Rev. Lett., V 103, 110501 (2009).

Измерение спектра джозефсоновского излучения больших массивов ниобиевых контактов супергетеродинным приёмником

М.А. Галин^{1,2,*}, В.В. Курин¹, О. Kieler³, М.Ю. Левичев¹, А.И. Елькина¹

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

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

³ Physikalisch-Technische Bundesanstalt, D-38116 Braunschweig, Germany.

*galin@ipmras.ru

С помощью супергетеродинного приёмника исследован спектр массива низкотемпературных ниобиевых джозефсоновских переходов Nb-NbSi-Nb на частоте около 140 ГГц. Измерения проводились на самоиндуцированной ступеньке тока вольтамперной характеристики. Получена серия спектральных линий шириной от 2.5 до 5 МГц в различных точках ступеньки. Небольшое расхождение между спектральными и средними джозефсоновскими частотами может быть объяснено тем, что контакты в узлах резонансной моды, возбуждаемой в массиве, находятся в состоянии неджозефсоновской генерации.

Введение

Спектрометрия джозефсоновского излучения является важным инструментом в изучении массивов джозефсоновских переходов различного типа. Например, метод фурье-спектрометрии активно применяется для исследования внутренних джозефсоновских контактов, формирующихся в структурах на основе кристалла BiSCCO. В соответствующих измерениях используются в основном фурье-спектрометры разрешения 5–10 ГГц, главное назначение которых – идентификация мод, возбуждаемых внутри структуры [1]. Фурье-спектрометры высокого разрешения, порядка 0.1–1 ГГц, использовались уже для исследования ширины линии джозефсоновского излучения внутренних [2] и дискретных ниобиевых [3] контактов. Однако на полученных с помощью таких приборов спектрах ширина линии соответствовала пределу разрешающей способности спектрометра.

Оценка ширины линии джозефсоновского излучения может быть очень важна при разработке массивов контактов, т.к. позволяет получить данные о механизме синхронизации. Для подробного исследования ширины линии наиболее подходящим является супергетеродинный приёмник. Например, с его помощью удалось измерить ширину линии генерации массивов внутренних контактов, излучающих в различных режимах, и выдвинуть гипотезу о ведущей роли горячего пятна в установлении синхронизации [4]. Также использование супергетеродинного приёмника в исследовании массива ниобиевых контак-

тов позволило обнаружить отклонение частоты излучения от средней джозефсоновской частоты f_J , что привело к предположению о влиянии на синхронизацию контактов резонансных мод, возбуждаемых в подложке [5].

В данной работе при помощи супергетеродинного приёмника измерена ширина линии джозефсоновского излучения массива, состоящего из $N = 9996$ переходов Nb/NbSi/Nb. Наблюдаемое отклонение спектральных частот f_s от f_J объясняется с использованием результатов численного моделирования массива контактов.

Измерения

Массив джозефсоновских контактов, выбранный для измерений на супергетеродинном приёмнике, по своей топологии схож с одним из образцов, который исследовался в [3]. Массив состоит из 7 секций, каждая из которых представляет собой 3 параллельные линии по 476 контактов в каждой. Длина каждой линии составляет 7.14 мм, расстояние между центрами линий – 36 мкм, а между центрами секций – 833 мкм. Массив напылён на кремниевой подложке размером 1×1 см и толщиной 0.38 мм. Метод изготовления и структура слоёв массива идентичны образцам, исследованным в [3], кроме латерального размера контакта – здесь он уменьшен до размера 6×6 мкм.

Гетеродином в приёмнике является полупроводниковый умножитель выходной мощностью ~ 10 мВт,

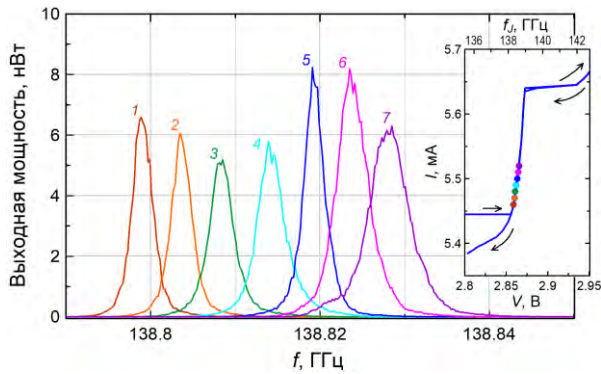


Рис. 1. Спектральные линии джозефсоновского излучения массива, полученные на супергетеродинном приёмнике. На вставке показана ступенька на ВАХ массива с серией рабочих точек, соответствующих измерениям. Цвет каждой точки указывает на конкретный спектр (нумерация спектров соответствует последовательному возрастанию тока смещения). Стрелками показан прямой ход и обратный ход по ВАХ

работающий в диапазоне 140 ± 1 ГГц. Сигнал промежуточной частоты усиливается примерно на 50 дБ в полосе 0.1–1 ГГц и подаётся на спектроанализатор Signal Hound USB-SA44B, обладающий широким динамическим диапазоном. Измерения проводились в гелиевом сосуде Дьюара при температуре 4.2 К. Образец размещался на нижнем конце измерительного зонда напротив круглого рупора с диаметром апертуры 13 мм. Джозефсоновское излучение выводилось наружу через сверх-размерный прямоугольный волновод, пропущенный через полость зонда. Супергетеродинный приёмник размещался на верхнем конце зонда и подсоединялся непосредственно к выходу волновода.

Ввиду достаточной узкополосности приёмника рабочий диапазон был ограничен только одной ступенькой тока на ВАХ массива. Эта ступенька располагается в самом начале резистивной ветки в диапазоне чуть выше критического тока $I_c = 5.45$ мА (Рисунок 1, вставка). Часть ступеньки лежит на петле гистерезиса. В процессе измерений ток смещения менялся от 5.46 мА до 5.52 мА с шагом 10 мкА, соответственно напряжение на массиве менялось от 2.859 В до 2.865 В с шагом примерно 1 мВ.

Результат измерений представляет собой серию спектральных линий колоколообразной формы (Рисунок 1). Ширина линий лежит в диапазоне $\Delta f = 2.5\text{--}5$ МГц, что на порядок превышает аналитическую оценку Δf_a , полученную в [3] на основе резистивной модели джозефсоновского контакта. Вероятно, та оценка оказалась слишком оптимистичной

из-за следующих обстоятельств: (1) оценка числа синхронизированных контактов в массиве N_s была завышена; (2) приближение высокочастотного предела, в рамках которого было получено выражение для Δf_a , сильно нарушается. Предположение (1) согласуется с результатами прямого численного моделирования массива джозефсоновских контактов [6]. Как показано в [6], часть контактов, расположенных в узлах резонансной моды переменного тока, возбуждаемой вдоль линии с контактами, являются несинхронизированными и находятся в режиме неджозефсоновской генерации.

Следствием указанного эффекта является отклонение f_s от f_j . В [6] среднее напряжение на контактах в узлах резонансной моды оказывается пониженным, поэтому $f_s > f_j$. Такое же соотношение наблюдается и в результатах спектральных измерений. Как видно из Рисунка 1, спектральные линии лежат в узком диапазоне частот $f_s = 138.80\text{--}138.83$ ГГц. В то же время с увеличением тока смещения f_j растёт от 138.3 до 138.6 ГГц, но всегда меньше f_s .

В дальнейшем планируется провести подобные спектральные измерения на массивах с другой топологией, а также модифицировать приёмник для возможности работы на частотах до 200 ГГц.

Работа выполнена при поддержке РФФ, грант 20-42-04415. Авторы выражают благодарность сотрудникам РТВ Braunschweig (Германия) за изготовление массивов джозефсоновских контактов.

Литература

1. T. Kashiwagi, T. Yuasa, Y. Tanabe *et al.* // *J. Appl. Phys.*, V. 124, № 3, 033901 (2018).
2. I. Kakeya, N. Hirayama, T. Nakagawa *et al.* // *Physica C*, V. 491, P. 11–15 (2013).
3. M. A. Galin, V. V. Kurin, I. A. Shereshevsky *et al.* // *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, V. 31, № 5, 1500905 (2021).
4. M. Li, J. Yuan, N. Kinev *et al.* // *Phys. Rev. B*, V. 86, № 6, 060505(R) (2012).
5. F. Song, F. Müller, R. Behr, and A.M. Klushin // *Appl. Phys. Lett.*, V. 95, № 17, 172501 (2009).
6. M.A. Galin, I.A. Shereshevsky, N.K. Vdovicheva, and V.V. Kurin // *Supercond. Sci. Technol.*, V. 34, 075005 (2021).

ЭСР исследование магнитного состояния кристаллов EuFe_2As_2

И.И. Гимазов^{1,*}, Р.Б. Зарипов¹, Ю.И. Таланов¹, Г.Б. Тейтельбаум¹,
К.С. Перваков², В.М. Пудалов²

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

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

*gimazov@kfti.knc.ru

Представлены результаты магниторезонансного исследования свойств антиферромагнитной фазы EuFe_2As_2 , которая реализуется при температурах ниже 19 К. Проведенный анализ показал, что магнитная структура подрешетки ионов европия относится к классу легкоплоскостных магнетиков со слабой одноосной анизотропией в легкой плоскости. Угловые зависимости резонансного поля подтверждают наличие двойников в кристаллах EuFe_2As_2 . Полученные оценки обменного поля и поля анизотропии в плоскости хорошо коррелируют с нейтронными измерениями.

Введение

Существование и взаимовлияние магнетизма и сверхпроводимости в магнитных сверхпроводниках долгое время привлекает внимание исследователей. Среди соединений такого сорта важное место занимает пниктид железа $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$. Магнитное упорядочение ионов европия в нем происходит при температуре $T_m=15$ К, которая ниже сверхпроводящего перехода ($T_c=36$ К). Магнитная структура этого материала формируется в результате сложного переплетения нескольких взаимодействий: ферромагнитного обмена спинов в слоях европия, антиферромагнитного обмена между этими слоями, обменного взаимодействия со спинами железа. Очевидно, что особенности магнитного состояния этого вещества удобнее анализировать в отсутствие сверхпроводящего экранирования. Чистое магнитное состояние (без сверхпроводимости) реализуется в «родительском» соединении EuFe_2As_2 (без рубидия) при том, что все перечисленные взаимодействия в нем сохраняются.

В «родительском» соединении EuFe_2As_2 ниже 19 К магнитные моменты европия упорядочиваются антиферромагнитно и выстраиваются параллельно или антипараллельно кристаллографической оси a , что свидетельствует об анизотропии в плоскости ab . Однако, анизотропия магнитной подрешетки европия не определяется прямым взаимодействием ионов европия с кристаллической решеткой, поскольку орбитальный момент Eu^{2+} равен нулю, и спин-орбитальное взаимодействие отсутствует.

Ситуация еще более усложняется образованием двойниковой системы при температуре структурного перехода $T_s=190$ К от тетрагональной решетки к орторомбической. Чтобы избавиться от двойнико-

вых доменов и упростить картину, можно приложить одноосное давление. Монодоменизация также происходит в больших магнитных полях. Например, в случае пниктида BaFe_2As_2 магнитное поле около 30 Т приводит к монодоменизации системы [1]. В случае EuFe_2As_2 для раздвойнивания достаточно значительно меньших полей, порядка 1 Т [2]. Эти два пниктида отличаются только наличием большого магнитного момента у европия. Однако, одного этого факта недостаточно для объяснения кардинального различия эффективности магнитного поля в двух этих случаях. Вышеперечисленные особенности (наличие магнитной анизотропии и раздвойнивание в малых полях) приводят к предположению о наличии связи между магнитными моментами европия и железа, так как только через железо может осуществляться связь магнитной подрешетки европия с кристаллической решеткой. Авторы работы [3] предложили обменное биквадратное взаимодействие в качестве связующего звена между ионами европия и железа. В своей работе мы исследовали эту проблему с помощью электронного спинового резонанса (ЭСР).

Результаты и обсуждение

Спектры ЭСР были получены в широком диапазоне температур от 300 до 4.2 К. При комнатной температуре наблюдается один сигнал с g-фактором 1.99. С понижением температуры интенсивность этого сигнала увеличивается, сам сигнал смещается в сторону низких полей. При 19 К направление движения меняется на противоположное. Ниже температуры упорядочения магнитных моментов европия в спектре ЭСР наблюдаются уже два широких сигнала (Рисунок 1).

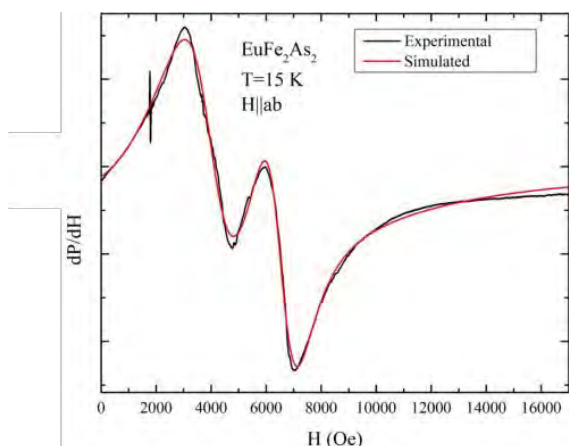


Рис. 1. Экспериментальный и расчетный спектры ЭСР при $T=15$ К

Моделирование спектра двумя резонансными сигналами дайсоновской формы позволяет извлечь значение резонансного поля для каждого из них. Для изучения магнитной анизотропии в базисной плоскости были получены угловые зависимости резонансного поля при температурах 15 и 5 К. На Рисунке 2 представлены данные для 15 К. Такое поведение резонансных полей свидетельствует о том, что спектр представляет собой суперпозицию двух сигналов, угловые зависимости которых смещены на 90 градусов относительно друг друга.

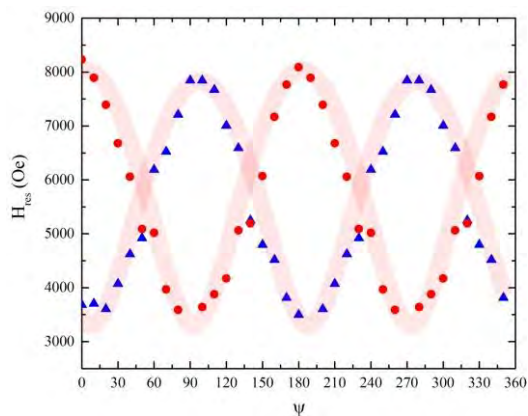


Рис. 2. Угловая зависимость резонансного поля для двух сигналов, вращение вокруг оси c . Розовые полосы проведены, чтобы проследить ход зависимости

Известно [4], что в системе магнитных моментов европия реализуется структура с легкой плоскостью намагничивания. Анализ угловой зависимости спектров показал, что EuFe_2As_2 при $T < 19$ К имеет ещё ось легкого намагничивания, лежащий в плоскости ab . Угловая зависимость резонансного поля в такой системе описывается формулой [5]:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = H_r^2 - 4H_E H^A \perp \cos(2\psi) \quad (\text{ф1})$$

где $(\omega/\gamma)^2$ – энергия спиновых возбуждений, H_r – поле, в котором наблюдается сигнал, H_E – обменное поле, H^A – поле анизотропии, ψ – угол между легкой осью и направлением внешнего поля.

Отметим, что эта формула описывает только верхнюю часть угловой зависимости (синие и красные кривые на Рисунке 3). Для низких полей это уравнение не имеет решения. Моделирование зависимости с помощью формулы (ф1) позволяет извлечь значение произведения обменного поля и поля анизотропии в плоскости. Обменное поле можно определить по величине H_r в ориентации внешнего поля перпендикулярно плоскости ab . Это дает возможность оценить поле анизотропии в плоскости. Такая же процедура была проделана для 5 К.

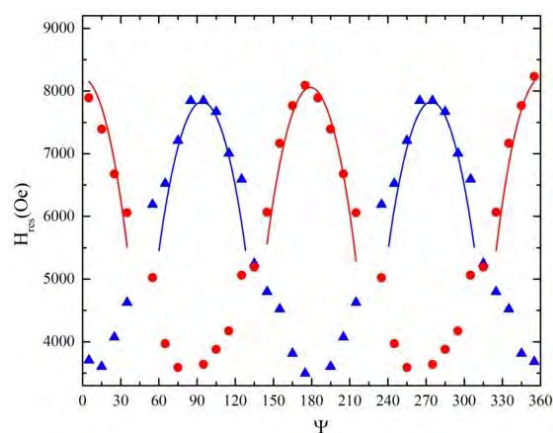


Рис. 3. Угловая зависимость резонансного поля для двух сигналов, вращение вокруг оси c

Таким образом угловые зависимости резонансного поля ЭСР подтверждают наличие двойников в кристаллах EuFe_2As_2 ; магнитное состояние каждого домена соответствует легкоплоскостному антиферромагнетику с легкой осью второго порядка, лежащей в этой плоскости. Наши оценки обменного поля и поля анизотропии хорошо согласуются с данными по рассеянию нейтронов [3].

Работа поддержана Российским научным фондом, проект № 21-72-20153.

Литература

1. J.-H. Chu et al. // Phys. Rev. B 81, 214502 (2010).
2. S. Zapf et al. // Phys.Rev.Lett. 113, 227001 (2014).
3. J. Maiwald et al. // Phys. Rev. X 8, 011011 (2018).
4. Y. Xiao et al., Phys. Rev. B 80, 174424 (2009).
5. А.Г. Гуревич. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. Москва. Наука. 1973.

Транспортные свойства мезоскопических планарных джозефсоновских S-N/F-S контактов при контролируемой инжекции спин-поляризованного тока

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

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

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

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

*golt2@list.ru

В работе были экспериментально исследованы сверхпроводящие транспортные свойства планарных субмикронных джозефсоновских структур S-N/F-S в резистивном состоянии при инжекции тока из монодоменного ферромагнитного электрода, а также в магнитном поле, приложенном в плоскости образца. На характеристиках дифференциального сопротивления была обнаружена расщепленная особенность при напряжениях, соответствующих сверхпроводящей щели. Наблюдаемое расщепление увеличивается при увеличении тока инжекции. Было показано также, что расщепление особенности исчезает в магнитном поле, соответствующем коэрцитивному полю ферромагнитной полоски.

Введение

Применение сверхпроводников в сочетании с ферромагнетиками, нормальными металлами и более сложными материалами в мезоскопических гибридных структурах последние десятилетия является многообещающей областью исследований для задач сверхпроводящей спинтроники и сверхпроводящей квантовой электроники.

Сложность использования ферромагнитных элементов вместе со сверхпроводниками возникает из-за довольно больших обменных полей даже в слабых ферромагнетиках, которые сильно подавляют сверхпроводящие свойства. Однако вставка слоев нормального металла между сверхпроводящими и ферромагнитными слоями позволяет эффективно уменьшить обменное поле [1, 2].

Эксперимент

В нашей работе были подробно изучены транспортные свойства гибридных многотерминальных наноструктур на основе сверхпроводника S (Al), нормального металла N (Cu) и сильного ферромагнетика F (Fe), который служил источником спин-поляризованного тока в слой нормального металла. Исследования проводились в экранированном криостате He-3 вплоть до температур 0.3 К, а также в магнитном поле, приложенном в плоскости подложки. Для подавления электромагнитных шумов в измерительных DC линиях были установлены RC

фильтры. Структуры были изготовлены методом электронной литографии на двойном резисте и последующим теневым напылением слоев F (толщина 10 нм), N (толщины 30 нм и 60 нм) и S (толщина 100 нм) под тремя углами, а также с технологией напыления на стенку резиста. Также были изготовлены тестовые SNS структуры для контрольных экспериментов с целью определения параметров для проведения теоретических оценок.

Изображение одного из исследуемых образцов, полученное при помощи сканирующего электронного микроскопа (СЭМ), а также послойная схема и схема проведения эксперимента, показаны на Рис.1.

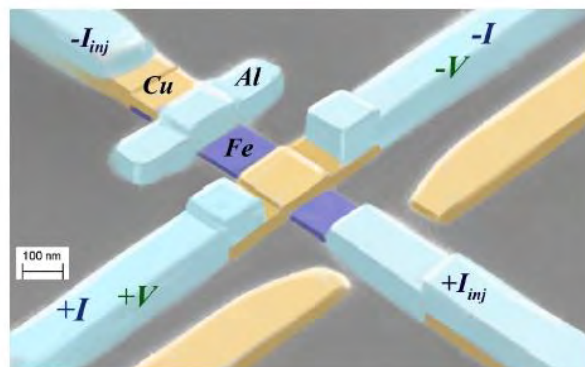


Рис. 1. СЭМ-изображение структуры Al-Cu/Fe-Al под углом и схема измерений. Разные слои дополнительно покрашены для четкого понимания геометрии структуры

Результат и обсуждение

На всех изготовленных S-N/F-S структурах как с эффектом Джозефсона [3], так и с отсутствием критического сверхпроводящего тока (с толщиной слоя меди 60 нм и 30 нм, соответственно) удалось пронаблюдать раздвоенную особенность на дифференциальном сопротивлении при напряжениях, соответствующих сверхпроводящей щели Al.

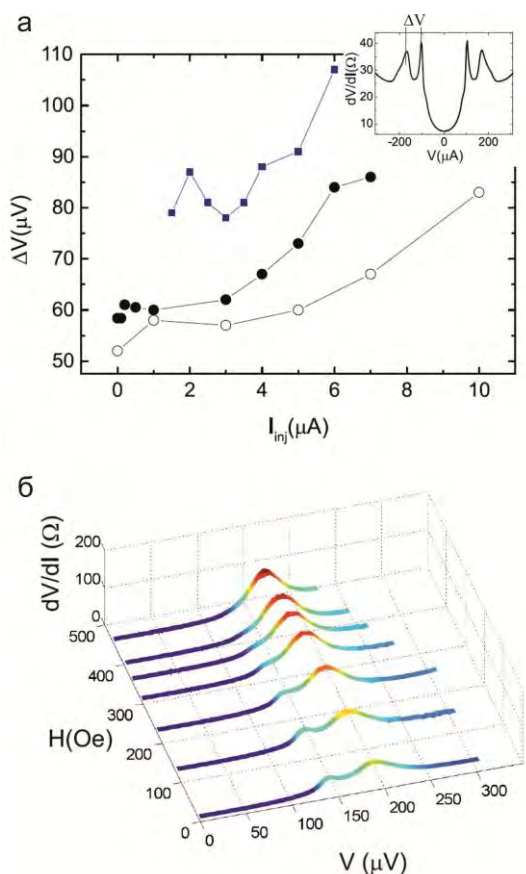


Рис. 2. (а) Вставка: Зависимость дифференциального сопротивления $Al-Cu/Fe-Al$ от напряжения, ΔV – величина расщепления. Основной график: Зависимость расщепления ΔV от тока инжекции. (б) Дифференциальное сопротивление в зависимости от напряжения при различных значениях магнитного поля, направленного параллельно ферромагнитной полоске

Поведение этой особенности было изучено в присутствии тока инжекции, а также во внешнем маг-

нитном поле, приложенном в плоскости образца перпендикулярно и параллельно ферромагнитной полоске. Основные результаты кратко приведены на Рис. 2. Появление раздвоенной особенности на дифференциальном сопротивлении (ΔV вставка к Рис. 2 а) связано с двойным эффектом близости [2], подробно изученным нами на схожих структурах S-N/F-S другой геометрии. Наблюдаемое увеличение расщепления ΔV (Рис. 2 а) при увеличении тока инжекции и одновременное подавление и уменьшение по абсолютной величине, связано, по видимому, с инжекцией спин-поляризованного тока из монодоменной полоски железа [4] либо с изменением магнитной структуры полоски. Однако, проведенные измерения в магнитном поле (Рис.2 б), показывают, что расщепление может лишь уменьшаться вплоть до полного исчезновения в магнитном поле, близком к коэрцитивному полю полоски железа. Также измерения дифференциального сопротивления при разных температурах не приводят к изменению величины расщепления.

Таким образом, экспериментально было продемонстрировано влияние инжекции спин-поляризованного тока на транспортные свойства гибридных S-N/F-S структур.

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

Литература

1. T.Yu. Karminskaya, A.A. Golubov, M.Yu. Kupriyanov et al. // *Physical Review B*, V 81(21), 214518 (2010).
2. T.E. Golikova, F. Hübler, D. Beckmann, et al. // *Physical Review B*, V. 86, 064416 (2012)
3. T.E. Golikova, M.J. Wolf, D. Beckmann // *Supercond. Sci. Technol.*, V. 34, 095001 (2021).
4. D. Beckmann, H.B. Weber and H. v. Löhneysen, et al. // *Physical Review Letters*, V 93, 197003 (2004).

Температурный гистерезис коэффициента Холла в трителлуридах редкоземельных металлов как результат конкуренции электронных нестабильностей

П.Д. Григорьев^{1,2,*}, П. А. Воробьев², А.А. Синченко^{3,4}

1 Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, пр. Академика Семенова, 1а, Черноголовка, 142432, Россия.

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

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

4 Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая 11, корп.7, Москва, 125009, Россия.

*grigorev@itp.ac.ru

Обнаружен сильный температурный гистерезис коэффициента Холла в трителлуридах редкоземельных металлов $R\text{Te}_3$ в широком температурном диапазоне, где возникает вторая волна зарядовой плотности (ВЗП). Мы предполагаем, что этот эффект может быть результатом взаимодействия между двумя нестабильностями: пересечением двух электронных зон на уровне Ферми, образованных p_x и p_y -орбиталями Те и ВЗП, которые имеют близкую энергию и конкурируют. Расчет электронной восприимчивости на волновом векторе ВЗП с и без антикроссинга электронного спектра дает удовлетворительную оценку температурного диапазона этого гистерезиса. Рассчитана электронная восприимчивость $R\text{Te}_3$ соединений как функция температуры, волнового вектора и параметров электронной дисперсии. Ее сравнение с имеющимися экспериментальными данными по температуре перехода и волновому вектору ВЗП позволяет прогнозировать эволюцию параметров электронной дисперсии в $R\text{Te}_3$ с изменением атомного числа редкоземельных металлов (R).

Введение

Слоистые соединения семейства $R\text{Te}_3$ (R = редкоземельный атом) имеют слабо орторомбическую кристаллическую структуру (пространственная группа $Cmcm$). Эти системы демонстрируют несоизмеримую волну зарядовой плотности (ВЗП) во всей серии R [8,11,12] с волновым вектором $Q_{CDW1} = (0, 0, \sim 2/\gamma c^*)$ и температурой перехода Пайерлса выше 300 К для легких атомов (La, Ce, Nd). Для более тяжелого R (Tb, Dy, Ho, Er, Tm) вторая ВЗП возникает при низкой температуре с волновым вектором $Q_{CDW2} = (\sim 2/7a^*, 0, 0)$, перпендикулярным Q_{CDW1} .

Для нашего исследования мы выбрали три соединения из семейства $R\text{Te}_3$: два соединения, ErTe_3 и HoTe_3 , имеющие двунаправленный порядок ВЗП с температурами перехода $T_{CDW1} = 270$ и 283 К

и $T_{CDW2} = 160$ и 110 К соответственно, и TbTe_3 , обнаруживающий однонаправленную ВЗП при $T < T_{CDW1} = 336$ К.

Экспериментальные результаты

В $R\text{Te}_3$ соединениях был обнаружен сильный гистерезис коэффициента Холла между охлаждением и нагреванием в низкотемпературном диапазоне, где возникает вторая волна зарядовой плотности (ВЗП) [1] (см. рис. 1). Этот гистерезис наблюдается только в тех соединениях $R\text{Te}_3$, в которых две волны зарядовой плотности. Его ширина составляет более 50 К для Er и Ho, и этот гистерезис отсутствует для Tb (см. рис. 1). Это указывает на его связь со второй ВЗП, температура перехода которой как раз находится в интервале гистерезиса.

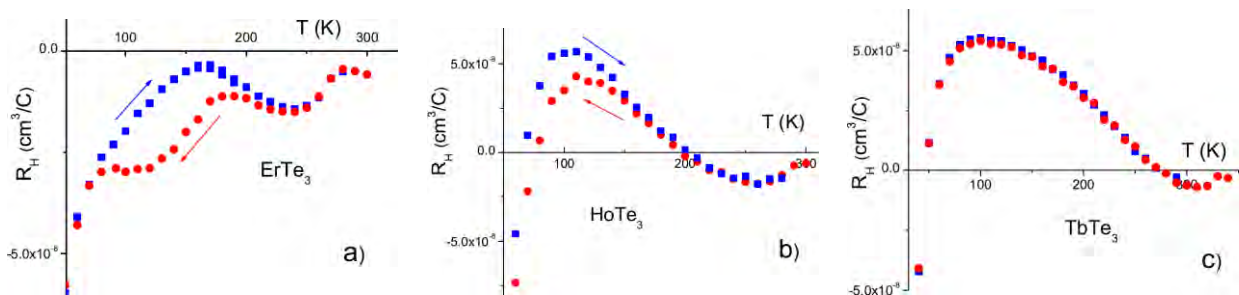


Рис. 1. Постоянная Холла ErTe_3 (а), HoTe_3 (б) и TbTe_3 (в) в зависимости от температуры. Красные круги соответствуют охлаждению, а синие квадраты соответствуют нагреванию

Возможное объяснение

Мы предполагаем, что этот эффект возникает в результате конкуренции двух нестабильностей: пересечения двух электронных зон на уровне Ферми, образованных p_x и p_y -орбиталями Te , и второй ВЗП, которые имеют близкую энергию, причем ВЗП выигрывает. Однако переход во вторую ВЗП происходит уже на фоне перестройки электронного спектра из-за пересечения зон. Это приводит к фазовому переходу первого рода. Расчет электронной восприимчивости на волновом векторе ВЗП с и без антикроссинга электронного спектра из-за пересечения зон дает разумную оценку температурного диапазона этого гистерезиса (рис. 3).

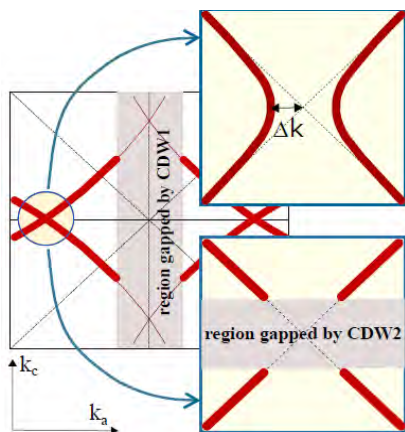


Рис. 2. Схематическое изображение поверхности Ферми (ПФ) в RTe_3 . Основной рисунок: полная ПФ с областью с щелью CDW_1 , заштрихованной серым цветом. В области пересечения, выделенной желтым кружком, возможны две перестройки ПФ: с перекрестным пересечением полос, показанным на правой верхней вставке, и с энергетическим разрывом из-за CDW_2 , заштрихованного серым цветом в нижней правой вставке

Также рассчитана [2] электронная восприимчивость трителлуридов редкоземельных металлов

RTe_3 как функция температуры, волнового вектора и параметров электронной дисперсии. Сопоставление полученных результатов с имеющимися экспериментальными данными по температуре перехода и волновому вектору волны зарядовой плотности в этих соединениях позволило сделать прогнозы об эволюции параметров электронной дисперсии с изменением атомного числа редкоземельных металлов (R).

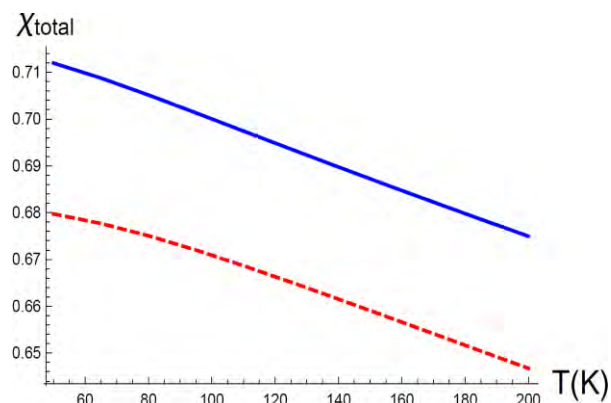


Рис. 3. Температурная зависимость максимальной суммарной восприимчивости без (сплошная синяя линия) и с перестройкой энергетических зон из-за их пересечения (пунктирная красная линия). Разница между этими кривыми по оси абсцисс дает оценку величины температурного гистерезиса

Исследование выполнено при поддержке грантов РФФИ № 21-52-12043 и 21-52-12027.

Литература

1. P.D. Grigoriev, A.A. Sinchenko, P.A. Vorobyev *et al.* // *Phys. Rev. B* 100, 081109(R) (2019).
2. P.A. Vorobyev, P.D. Grigoriev, K.K. Kesharpu, V.V. Khovaylo // *Materials* 12(14), 2264 (2019).

Моделирование распределения температур в функциональном нанозэлементе из NbN со встроенной областью нормального металла

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

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

Выполнено моделирование распределения температур в тонком NbN нанопроводе, со встроенной областью нормального металла, при протекании через него постоянного тока. Показано, что переход сверхпроводящего провода в нормальное состояние наблюдается при значениях тока, близкого к току обратного перехода, вследствие локального нагрева областей сверхпроводника, прилегающих к интегрированному сопротивлению, до температур выше критической.

Введение

Применение разработанного в НИЦ «Курчатовский институт» метода «селективного замещения атомов» (СЗА) позволяет локально изменять состав и как следствие свойства тонкопленочных материалов [1]. Использование данного метода позволяет создавать модифицированные области в нанопроводах из тонкопленочного NbN, которые проявляют резистивные свойства при низких температурах. Таким образом, появляется возможность создания пассивных (сопротивления) и активных (логические элементы «НЕ», «И», «ИЛИ») функциональных наноразмерных элементов, располагая нанопровода со встроенными модифицированными областями и без них с необходимой топологией. Механизм переключения в таких элементах основан на тепловом воздействии управляющего элемента («затвора» или нанопровода со встроенной модифицированной областью) на управляемый элемент (сверхпроводящий канал соседнего нанопровода), которое вызывает нагрев последнего или его части до критической температуры для его перехода из сверхпроводящего состояния в нормальное. В работе [2] было показано, что встраивание областей нормального металла в сверхпроводящий провод приводит к уменьшению величины критического тока перехода до значений близких к величине обратного, что по всей видимости было связано с выделяемым теплом. В данной работе моделируются процессы выделения и распространения тепла в тонком нанопроводе NbN, расположенном на подложке из монокристаллического сапфира, в котором методом СЗА создана ре-

зистивная область. Результаты моделирования сравниваются с вольт-амперными характеристиками, полученными на реальных нанопроводах. В дальнейшем результаты могут быть использованы для проектирования топологий как однослойных, так и многослойных структур.

Эксперимент

Нанопровода изготавливались с помощью методов электронной литографии, из пленок NbN толщиной 5 нм. T_c пленок составила 8 К. Резистивная область создавалась с помощью метода СЗА под действием ионного облучения. В качестве подложки использовался монокристаллический сапфир. Ширина провода составляла 100 нм, длина же варьировалась от 100 нм до 300 нм. Измерения ВАХ проводов производилось в криостате погружного типа. Типичная ВАХ приведена на рис. 1.

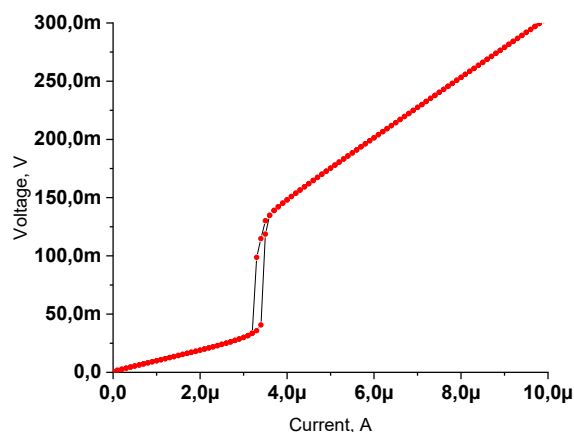


Рис. 1. Вольт-амперная характеристика нанопровода NbN со встроенным сопротивлением

Моделирование

Моделирование производилось с помощью методики подробно описанной в [3], то есть для распределения тепла вдоль провода использовалось уравнение теплопроводности:

$$J^2 \rho + \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\alpha}{d} (T - T_{sub}) = \frac{\partial cT}{\partial t}$$

Здесь ρ – удельное сопротивление участка провода, J – плотность тока, κ – коэффициент теплопроводности NbN, α – граничная теплопроводность между NbN и сапфиром, d – толщина провода, c – теплоемкость единицы объема NbN, T_{sub} – температура подложки. Правая часть уравнения описывает изменения локальной плотности энергии. В левой части первое слагаемое описывает Джоулев нагрев, который постоянно происходит в модифицированной области, а также в тех частях нанопровода чья температура превысила T_c . Второе слагаемое описывает распространение тепла вдоль нанопровода. Третье слагаемое описывает распространение тепла в сапфировую подложку. Мы также учитывали зависимость ρ , κ , α , c от температуры и состояния участка провода. Однако в отличие от описанного в [3] случая, где некоторая часть провода переходит в нормальное состояние, после чего происходит остывание всей системы, в моделируемом устройстве модифицированная область (по сути нагревательный элемент) постоянно встроен в сверхпроводник. Второе важное отличие заключается в том, что мы пропускаем через проводник постоянные ток, различных значений (от $I = 0.1 I_c$ до I_c , под I_c подразумевается ток обратного перехода).

Результаты и выводы

На рис 2 и 3 приведены результаты расчетов. Результаты моделирования показывают, что при пропускании токов I менее 70% от I_c модифицированная область не нагревается выше T_c и соответственно не происходит существенного разогрева прилегающих сверхпроводящих областей. При значениях I сравнимых с I_c температура модифицированной области превышает T_c остального провода, что приводит к разогреву прилегающих сверхпроводящих областей выше T_c . Они сами становятся дополнительным источником тепла и происходит переход сверхпрово-

дящего провода в нормальное состояние. Результаты моделирования подтверждают экспериментальные данные см. рис. 1.

Работа выполнена при поддержке ЧУ «Наука и инновации» договор № 774/287-Д/220/1111-21.

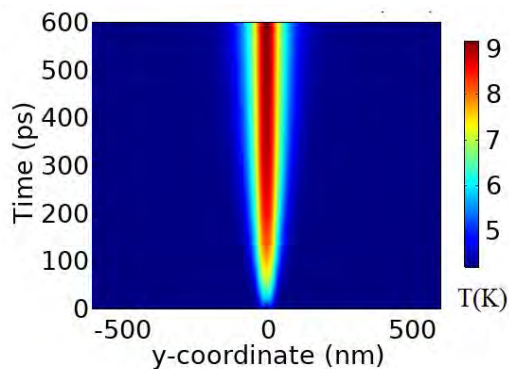


Рис. 2. Распределение температуры от времени вдоль провода в зависимости от времени протекания постоянного тока при $I = 0.7 I_c$

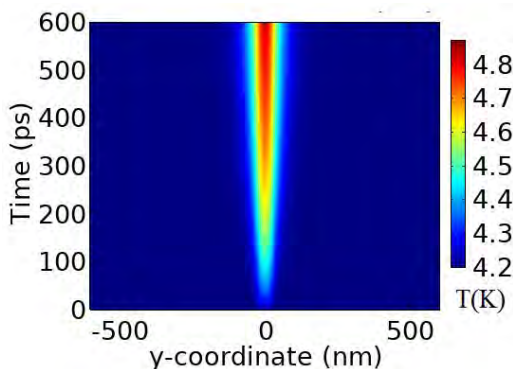


Рис. 3. Распределение температуры от времени вдоль провода в зависимости от времени протекания постоянного тока при $I = 0.1 I_c$

Литература

1. В.А. Gurovich, К.Е. Prihod'ko, М.А. Tarkhov *et al.* // Micro and Nanosystems V 7, 172-179 (2015).
2. Б.А. Гурович, К.Е. Приходько и др. // ЖТФ 90 11 1860-1863 (2020).
3. Joel K., W. Yang *et al.* // TRANSACTIONS ON APPL. SUPERCOND., 17 2 7-8, 386-390 (2007).
4. M. Tinkham, J. U. Free *et al.* // PHYSICAL REVIEW B 68, 134515 (2003).
5. W.J. Skocpol, M.R. Beasley, M. Tinkham // J. Appl. Phys. 45, 4054 (1974).

Двухслойные логические элементы для классических криогенных 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 настоящей работе впервые изготовлены двухслойные логические элементы «НЕ», «И», «ИЛИ» и «ИЛИ-НЕ», в которых нагревающий элемент нанопровода в одном слое находится в месте, где находится нагреваемый элемент другого нанопровода в соседнем слое. Для изготовления сверхпроводящих нанопроводов был использован NbN (5-7 нм), а в качестве межслоевого диэлектрика применялся Al₂O₃ (25 нм). В работе показано устройство логических элементов, а также продемонстрирована их работа в импульсном режиме. Применение многослойных структур без гальванической связи между нанопроводами позволяет производить проектирование многоуровневых логических устройств.

Введение

На протяжении последних нескольких лет в НИЦ «Курчатовский институт» развивается направление, которое направлено на разработку и создание основных логических элементов классических криокомпьютеров. В качестве сверхпроводящего материала используются тонкопленочный NbN толщиной (5-7) нм [1].

Основой создаваемых логических элементов являются сверхпроводящие нанопровода, в которые интегрированы области нормального металла (сопротивления). Нормальный металл получается из исходного сверхпроводника путем его облучения ионными пучками различного состава и энергий через маски требуемой формы и геометрии [2]. Основная идея функционирования элементов заключается в принудительном переводе части сверхпроводящего нанопровода в нормальное состояние за счет его локального нагрева резистором, интегрированным в соседний нанопровод [3]. Данный нагрев производится без гальванической связи между затвором и нагреваемым участком нанопровода. Поскольку все нанопровода подключены к источнику постоянного напряжения, появление сопротивления в области локального нагрева, увеличивает сопротивление нанопровода, ток через него уменьшается, в результате чего мощность, выделяемая на участке нормального металла также уменьшается и этот нанопровод перестает поддерживать нормальное состояние в следующем нанопроводе, т.е. следующий нанопровод переключается в сверхпроводящее состояние. На этом принципе нами сконструированы все основные логические элементы.

Ранее нами был продемонстрирован трехкаскадный инвертор сигнала, построенный по этому принципу, где все нанопровода располагались в одном слое [1]. Однако, расположение нанопроводов в одной плоскости не является оптимальным с точки зрения реализации локального нагрева из-за больших расстояний.

Полученные зависимости минимальной мощности, необходимой для переключения локальным нагревом показали, что минимизация мощности переключения возможна при двухслойной геометрии затвора и переключаемого нанопровода, поскольку расстояние между ними определяется толщиной межслоевого диэлектрика и может составлять ~10 нм [1].

В настоящей работе впервые изготовлены двухслойные логические элементы, в которых нагревающий элемент нанопровода (затвор) в одном нижнем слое находится под нагреваемым элементом другого нанопровода в соседнем слое.

Методика эксперимента

Сверхпроводящие пленки NbN толщиной (5-7) нм наносились на подложку из монокристаллического сапфира методом ионного распыления при температуре подложки 100°C [4]. Нанесение межслоевого диэлектрика Al₂O₃ толщиной 25 нм проводилось методом атомно-слоевого осаждения (ALD). Изготовление наноструктур выполнялось методом электронной литографии с использованием электронного резиста ПММА на растровом электронном микроскопе “Helios Nanolab 650” (FEI), оснащенный литографической приставкой “Raith”.

Создание резистивных участков, интегрированных в нанопровода из сверхпроводящего NbN, проводилось под действием облучения ионным пучком через окна в защитной маске [2].

Результаты и обсуждение

В работе были изготовлены различные типы двухслойных логических элементов: «НЕ», «И», «ИЛИ», а также «ИЛИ-НЕ». В качестве примера на рисунке 1 показана схема двухслойного логического элемента «ИЛИ-НЕ». Два затвора R_1 (конт.1-5) и R_2 (конт.3-5), а также выходной каскад (конт.2-5) расположены в нижнем слое. В верхнем слое находится нанопровод (конт.6-4), подключенный к источнику постоянного напряжения, в котором сформировано интегрированное сопротивление R . Принцип работы элемента состоит в следующем. При отсутствии сигнала на затворах R_1 и R_2 ток, протекающий через верхний нанопровод максимален, сопротивление R прогревает участок выходного нанопровода (2-5) и на выходе присутствует высокий уровень сигнала. Как только на один или оба затвора подается сигнал, встроенные сопротивления R_1 и/или R_2 прогревают участки сверхпроводника над ними в верхнем слое, сопротивление проводника (6-4) в верхнем слое увеличивается, ток через него падает и встроенное сопротивление R перестает прогревать выходной каскад (2-5), вследствие чего сигнал на выходе обращается в ноль. Создание многослойных структур позволяют существенно увеличить плотность упаковки элементов в криогенном процессоре.

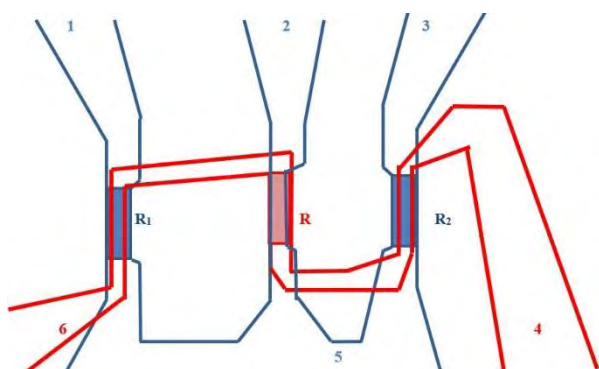


Рис. 1. Схема двухслойного элемента «ИЛИ-НЕ». Сопротивления R_1 и R_2 (нижний слой), R (верхний слой)

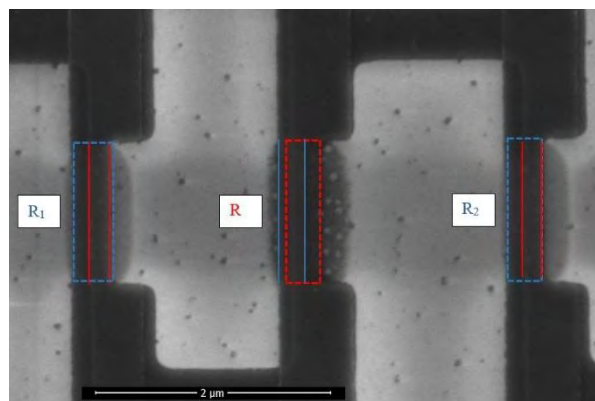


Рис. 2. Двухслойный элемент «ИЛИ-НЕ». Сопротивления R_1 и R_2 (нижний слой), R (верхний слой)

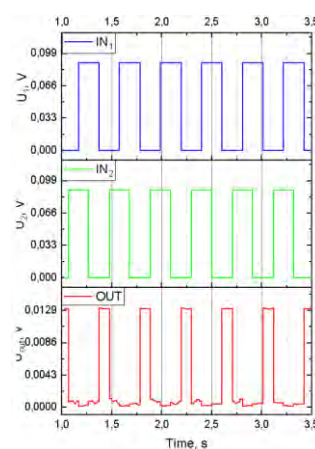


Рис. 3. Осциллограммы работы двухслойного элемента «ИЛИ-НЕ». Входы 1 (конт.1-5) и 2 (конт.3-5) - IN_1 и IN_2 , выход- OUT (конт.2-5)

Работа выполнена при поддержке Частного учреждения «Наука и инновации» (договор № 774/287-Д/220/1111-21 от 26.07.2021).

Литература

1. Гурович Б.А., Приходько К.Е., Кутозов Л.В. и др. // ФТТ. 2020. Т. 62, № 9. С. 1420–1427.
2. Gurovich B.A., Goncharov V. V., Demytyeva M.M., et al.// IOP Conf. Ser. Mater. Sci. Eng. 2019. V. 699, № 1. P. 012016.
3. Гурович Б.А., Приходько К.Е., Домантовский А.Г. и др. Патент РФ №2674063, 2018.
4. Долгий Д.И., Ольшанский Е.Д., Рязанцев Е.П.// Конверсия в машиностроении. 1999. Т. 3–4. С. 119–122.

Многосекционный сверхпроводниковый детектор с разрешением числа фотонов

М.А. Дрязгов^{1,*}, Ю.П. Корнеева², А.А. Корнеев³

1 Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000.

2 Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Ленинский пр-т., 32а, Москва, 119991.

3 Московский педагогический государственный университет, ул. Малая Пироговская, 1/1, Москва, 119435.

*mdryazgov@hse.ru

Представлена масштабируемая топология многосекционного сверхпроводникового детектора с разрешением числа фотонов, пригодная для согласования с многомодовым волокном. На примере 11-ти секционного детектора на основе сверхпроводниковых полосок микронной ширины впервые продемонстрировано различие до 9 фотонов включительно. Статистика фотоотсчетов соответствует статистике Пуассона, характерной для когерентного лазерного излучения.

Введение

Сверхпроводниковые однофотонные детекторы (Superconducting Single Photon Detector – SSPD) успешно применяются в ряде областей квантовой фотоники и квантовых коммуникаций [1]. Для многих областей квантовой оптики актуальны и востребованы детекторы с хорошей чувствительностью, быстрым временем отклика, пикосекундными временным разрешением и способные различать число фотонов в импульсе.

Существуют две основные конфигурации детекторов, разрешающих число фотонов, PNR-SSPD (от англ. PNR – Photon Number Resolving) [2]. Первая – соединение отдельных SSPD параллельно друг с другом и последовательно с резисторами; вторая – соединение отдельных SSPD последовательно друг с другом и параллельно с резисторами. Численное моделирование описанных конфигураций SSPD на основе сверхпроводниковых полосок микронной ширины [3] продемонстрировало преимущество последовательного соединения над параллельным с точки зрения количества одновременно регистрируемых фотонов и величины амплитуды фотоотклика [4].

Нами предложена топология для последовательного PNR-SSPD, которая легко масштабируется для необходимого количества секций, ширины сверхпроводящей полоски и площади детектора [5]. В данной работе мы демонстрируем, что PNR-SSPD с описанной топологией, состоящий из 11 последовательных секций с шириной сверхпроводящей полоски 0,5 мкм способен различать до 9 фотонов в оптическом импульсе включительно. Статистика

многочотонных фотоотсчетов совпадает со статистикой

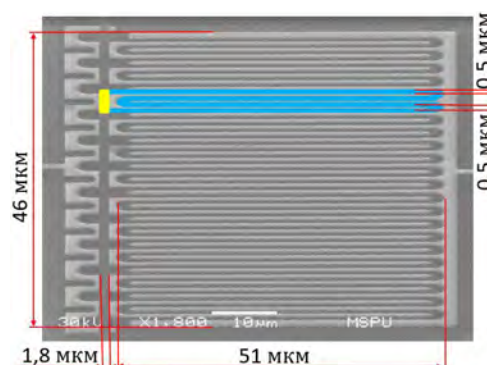


Рис. 1. SEM изображение 11-секционного PNR SSPD на основе сверхпроводниковой NbN полоски шириной 0,5 мкм

Пуассона для когерентного лазерного излучения. Площадь исследуемого детектора позволяет согласовывать его с многомодовым волокном

Топология детектора

Предлагаемая топология PNR-SSPD с последовательным соединением показана на рисунке 1. Отдельный SSPD выделен синим цветом, параллельно подключенный резистор выделен желтым цветом. Подобная схема соединения может быть легко масштабируема, как по количеству последовательных SSPD, которые могут добавлены без изменения конструкции, так и по длине сверхпроводящей полоски отдельного SSPD. Номинал резистора, параллельно подключенного к каждому SSPD и шунтирующего сопротивление нормального домена при переходе соответствующей секции в резистивное состояние после поглощения фотона, регулируется

ется изменением ширины полоски (на рисунке 1 она равна 1,8 мкм).

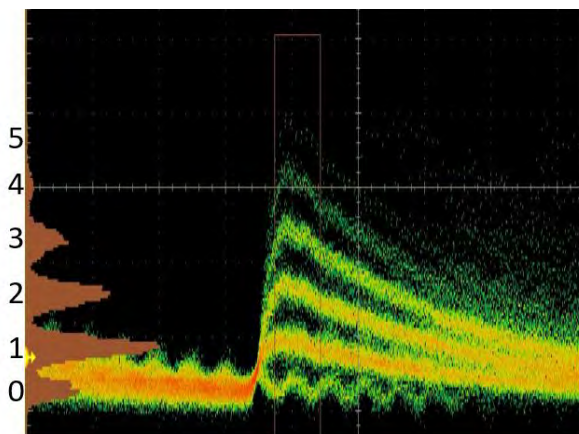


Рис. 2. Изображение с экрана осциллографа импульсов напряжения, соответствующих поглощению до 5 фотонов включительно

Оптимальный номинал резистора для описываемой конфигурации был получен в результате численного моделирования [4].

Стоит отметить, что использование сверхпроводящих полос шириной 0,5 мкм позволило получить общую площадь детектора 51x46 мкм², что соответствует диаметру сердцевины многомодового волокна 50 мкм.

Разрешение числа фотонов

Амплитуда импульса напряжения, возникающего в цепи, пропорциональна числу SSPD, перешедших в нормальное состояние, то есть количеству шунтирующих резисторов. При условии, что каждый отдельный SSPD поглотил один фотон из оптического импульса, число фотонов может быть определено по амплитуде импульса напряжения (рис. 2).

Для доказательства способности разрешать фотоны описываемым PNR-SSPD были измерены зависимости числа однофотонных, двухфотонных, трёхфотонных и так далее отсчётов в секунду от мощности падающего излучения. Как показано на рисунке 3, PNR-SSPD способен различать до 9 фотонов в оптическом импульсе включительно.

Также обнаружено, что зависимость отсчётов от мощности падающего излучения для однофотонных отсчётов линейная, для двухфотонных квадратичная, для трёхфотонных кубическая и так далее, что соответствует статистике Пуассона для фотонов в оптическом импульсе.

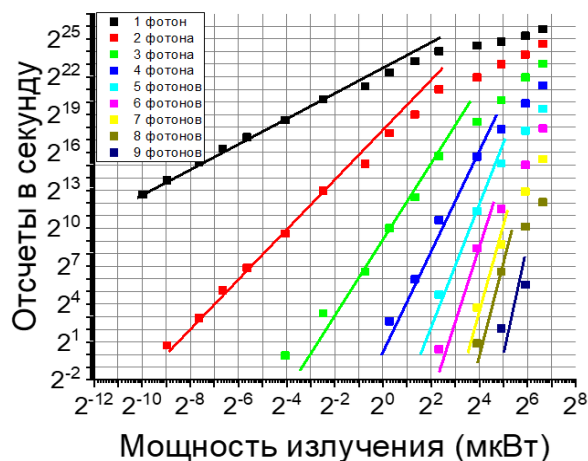


Рис. 3. Зависимости количества отсчетов от количества фотонов в импульсе для различных амплитуд фотооткликов, соответствующих одновременной регистрации от 1 до 9 фотонов

Заключение

Была представлена простая масштабируемая топология для реализации PNR – SSPD в виде последовательного соединения SSPD друг с другом и параллельно с шунтирующими резисторами.

Продемонстрировано, что PNR-SSPD предложенной топологии способен различать до 9 фотонов в оптическом импульсе включительно. Обнаружено, что статистика многофотонных срабатываний соответствует статистике Пуассона.

Благодарности

Работа выполнена в рамках проекта РФФ 20-12-00287

Литература

1. You L. // Nanophotonics V. 9, P. 2673 (2020).
2. Mattioli F., Zhou Z., Gaggero A. et al. // Supercond. Sci. Technol. V. 28 Art. No. 104001 (2015).
3. Korneeva Yu., Vodolazov D., Semenov A. et al. // Phys. Rev. Appl. V. 9 Art. No. 064037 (2018).
4. М.А. Дрязгов, Ю.П. Корнеева и А.А. Корнеев // Известия Российской академии наук. Серия физическая 6 86 (2022).
5. М.А. Дрязгов, Н.О. Симонов, Ю.П. Корнеева, А.А. Корнеев // Сборник тезисов ФЭКС-2021 Казань 330-333 (2021).

Динамика джозефсоновских кудитов в сверхпроводниковых линиях

А.А. Елисратов¹, С.В. Ремизов^{1,2}, А.М. Сатанин^{1,2,*}

¹ Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Россия, 127055, Москва, Суцневская ул., д.22.

² Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики» (НИУ ВШЭ), Россия, 101000, Москва, ул. Мясницкая, д. 20.

*asatanin@gmail.com

Рассмотрена модель кутрита (трехуровневой квантовой системы), которая может быть реализована с помощью джозефсоновских переходов, индуктивностей и конденсаторов, встроенных в сверхпроводящую волноводную линию. Исследована динамика кутрита, возбуждаемого микроволновым полем. В рамках среднего поля изучены фазовые переходы в цепочке кутритов.

В последние годы достигнут заметный прогресс в разработке элементной базы для современных устройств квантовых технологий [1]. Наибольшие успехи связаны с реализацией кубитов и управляющих линий на основе сверхпроводников и джозефсоновских кубитов. Основным элементом кодирования является кубиты или двухуровневые системы, которые, по аналогии с классическими битами, позволяют выполнять основные вычислительные алгоритмы. Ранее рассматривались также многоуровневые (d-уровневые) квантовые системы для осуществления квантовых операций - кудиты. В данном сообщении речь пойдет о возможной реализации кудитов (в частности, кутритов, d=3) на основе джозефсоновских элементов, способе их сопряжении со сверхпроводящими линиями и методах манипулирования состояниями с помощью микроволновых электромагнитных импульсов.

Как известно, кубит ассоциируется с двухуровневой системой, волновая функция которой в общем случае представляет собой суперпозицию вида $|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$, где $|0\rangle$ и $|1\rangle$ базисные состояния, а α и β - комплексные числа, связанные соотношением: $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$. В свою очередь, гамильтониан системы H , оператор эволюции $U(t)$: $|\psi(t)\rangle = U(t)|\psi(0)\rangle$ и матрица плотности чистого состояния $\rho = |\psi\rangle\langle\psi|$, представляют собой эрмитовы матрицы 2×2 , которые раскладываются по матрицам Паули $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ (включая единичную матрицу I). Поскольку $\rho = (I + \vec{\sigma} \cdot \vec{r})/2$, $\vec{r}^2 = 1$, это означает, что состояния системы изображаются точкой на двумерной сфере - сфере Блоха. Дальнейшее «освоение» фазового пространства связано с расширением базиса. Например, в случае трех уровней, имеем $|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle + \gamma|2\rangle$, $|\alpha|^2 + |\beta|^2 + |\gamma|^2 = 1$. Таковую систему будем называть кутритом. Гамильтониан кутрита представляет собой эрмитову матрицу 3×3 $H = S + iA$, где $S^\dagger = S$, $A^\dagger = -A$. Следовательно,

в общем случае H раскладывается по матрицам Гелл-Манна: $H = \sum H_a \lambda_a$. Оператор эволюции описывает динамику системы на группе $SU(3)$. В свою очередь, матрица плотности представляется в виде $\rho = I/3 + \sum R_a \lambda_a / 2$, где восьмимерный вектор R_a подчиняется соотношению: $\sum R_a^2 = 1$, т.е. состояния кутрита в общем случае будут изображаться точкой на восьмимерной сфере.

В данной работе мы исследуем несколько открытых вопросов динамики кутритов. Во-первых, мы приведем примеры реализации уединенного кутрита, рассматривая ячейку, состоящую из трансмонного кубита, соединяемого дополнительными конденсаторами с волноводной линией. Гамильтониан ячейки содержит заполненные матрицы S и A , отличающиеся самым от гамильтониана трансмона, который описывается действительной матрицей. Во-вторых, мы проанализируем динамику возбуждений и изучим квантовые фазовые переходы в цепочке кутритов, которые попарно взаимодействуют друг с другом [2]. Фактически, мы имеем здесь дело с обобщенной моделью Гейзенберга, когда в узлах решетки находятся не спины, а матрицы Гелл-Манна. В частном случае трёхуровневой системы с равными расстояниями между уровнями, рассматриваемая система сводится к решетке спинов со значением 1. В рамках теории среднего поля изучено спонтанное нарушение симметрии в цепочке кутритов.

Работа поддержана грантом РФФИ № 22-21-00586.

Литература

1. Вожаков В.А., Бахракова М.В., Кленов Н.В., Соловьев И.И., Погосов В.В., Бабухин Д.В., Жуков А.А., Сатанин А.М. // УФН, 2022, (в печати).
2. A. Polkovnikov, K. Sengupta, A.Silva, M. Vengalattore // Rev. Mod. Phys. 83, 863 (2011).

Влияние сверхпроводящего перехода на супер-спин стекольное состояние в гетероструктуре

В.Д. Жакетов^{1,*}, Ю.Н. Хайдуков^{2,3}, Ю.В. Никитенко¹

1 Объединённый институт ядерных исследований, ул. Жолио-Кюри, 6, Дубна, 141980.

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

3 Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Heisenbergstraße, 1, Stuttgart, Germany, D-70569.

*zhaketov@nf.jinr.ru

Представлены результаты исследования влияния эффектов близости на магнитные и сверхпроводящие свойства неоднородных многослойных структур с чередующимися ферромагнитными и сверхпроводящими слоями. Продемонстрированы эффекты, обусловленные изменением неравновесного супер-спин стекольного состояния вблизи температуры сверхпроводящего перехода структуры.

Введение

В связи с требованиями сверхпроводящей спинтроники актуальным является создание слоистых структур, в которых намагниченность изменяется при переходе в сверхпроводящее состояние [1]. Основное требование к таким системам заключается в том, что толщины ферромагнитных слоёв должны быть порядка корреляционной длины

сверхпроводимости в ферромагнетике $\xi_F \sim 1 \div 5$ нм [2]. Для уменьшения обменного взаимодействия используются сплавы ферромагнитных материалов с немагнитными. При изготовлении структуры с заданными параметрами получаются неоднородными, образуются кластеры диаметром $\xi_{cl} = 5 \div 10$ нм, что получено из данных рассеяния синхротронного излучения в скользящей геометрии (рис. 1а).

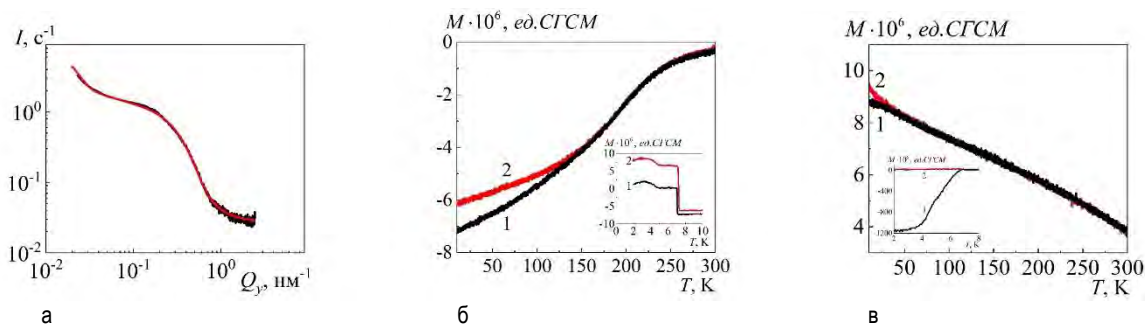


Рис. 1. (а) Экспериментальная (чёрный цвет) и расчётная (красный цвет) зависимости интенсивности рассеяния синхротронного излучения в скользящей геометрии для структуры Nb/Nb_{0.81}Cu_{0.19} при $\theta=10$ мрад; (б) зависимость магнитного момента структуры V/FeV/V/FeV/Nb от температуры в режимах охлаждения в нулевом поле (1) и магнитном поле $H=20$ Э; (в) зависимость магнитного момента структуры V/FeV/V/FeV/Nb от температуры в режимах охлаждения в нулевом поле (1) и магнитном поле $H=1$ кЭ

Установлено, что отличны зависимости магнитного момента от температуры, полученные в различных режимах охлаждения: в нулевом поле и поле конечной величины. При этом температура блокировки, при которой зависимости расходятся, зависит от приложенного магнитного поля, что указывает на взаимодействие между кластерами. Так для структуры V/FeV/V/FeV/Nb температура блокировки

наблюдалась при $T_b \approx 150$ К в магнитном поле $H=20$ Э (рис.1б), в то время как в магнитном поле $H=1$ кЭ $T_b \approx 50$ К (рис.1в). В литературе такое состояние известно, как супер-спиновое стекло [3]. Показано, что ферромагнитный материал сосредоточен в кластерах, при этом доля ферромагнитного материала в среде, окружающей кластеры значительно меньше.

Экспериментальные результаты

Исследовано влияние сверхпроводящего перехода на супер-спин стекольное состояние в различного типа гетероструктурах: V/FeV/V(Cr)/FeV/Nb [4], Nb/CuNi [4], Nb/Gd/Nb и [Nb/Gd] \times 12 [5]. Показано, что помимо межкластерного взаимодействия, присутствует взаимодействие кластеров с окружающей доменной структурой, при температурах как ниже, так и выше сверхпроводящей критической T_c . В структурах Nb/CuNi в узком диапазоне температу-

ры ниже T_c наблюдалась корреляция в поведении кластеров и доменов, которая проявлялась в уменьшении плотности доменных стенок и изотропизации направлений магнитных моментов кластеров. В структурах V/FeV/V(Cr)/FeV/Nb наблюдалась взаимная компенсация намагниченностей доменной структуры и системы кластеров, которая проявлялась в намагничивании доменной структуры и размагничивании системы кластеров при уменьшении температуры ниже T_c .

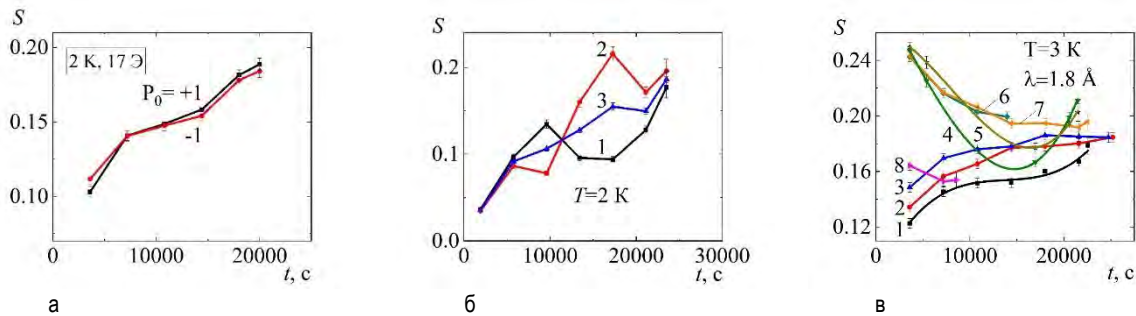


Рис. 2. (а) Зависимость рассеяния нейтронов из когерентного канала от времени $S(t)$ в магнитном поле 17 Э в случае предварительно намагниченного образца в магнитном поле 2 кЭ при $T=2$ К; (б) зависимость $S(t)$ для $H=1$ кЭ при $T=2$ К для поляризаций нейтронного пучка: $P_0=-1$ (2), 0 (3), +1 (1); (в) зависимость $S(t)$ при $P_0=+1$ и $H=17$ Э (1), 1 кЭ (2), 2 кЭ (3), 4 кЭ (4), 6 кЭ (6), 7 кЭ (7), 8 кЭ (8); $P_0=-1$ и $H=4$ кЭ (5)

Известно, что неравновесные магнитные системы характеризуются большими временами релаксации [6]. Так в работе наблюдалось двухступенчатое изменение плотности доменных стенок (рис.2а) и когерентные осцилляции направления магнитных моментов кластеров в частотном диапазоне $0.06 \div 0.3$ мГц (рис.2б) [7]. Зависимости 4÷8 при $H=4 \div 8$ кЭ (рис.2в) на начальном отрезке времени характеризуются уменьшением рассеяния нейтронов, что объясняется уменьшением плотности центров пиннинга в сверхпроводящих слоях.

Наблюдался диамагнетизм периодической ферромагнитно-сверхпроводящей структуры. При исследовании многослойных структур обнаружено подавление намагниченности слоёв Gd ниже $T_c(\text{Nb})$. Наблюдаемый эффект имеет электромагнитное происхождение.

Заключение

Детально исследованы магнитные и сверхпроводящие свойства неоднородных многослойных структур с чередующимися ферромагнитными и сверх-

проводящими слоями. Наблюдались эффекты, обусловленные изменением неравновесного супер-спин стекольного состояния вблизи температуры сверхпроводящего перехода структуры.

Литература

1. A. Golubov et al. // Nature Materials, vol. 16, p. 156-157, 2017.
2. A.I. Buzdin // Reviews of Modern Physics, vol. 77, № 3, P. 935, 2005.
3. M. Knobel et al. // Journal of Nanoscience and Nanotechnology, vol. 8, p. 2836-2857, 2008.
4. В.Д. Жакетов и др. // ЖЭТФ, т. 156, №. 2, С. 310, 2019.
5. Yu.N. Khaydukov et al. // Physical Review B, vol. 99, №. 14, p. 140503, 2019.
6. D.K. Lottis et al. // Physical Review Letters, vol. 67, № 3, P. 362, 1991.
7. В.Д. Жакетов и др. // ЖЭТФ, т. 152, №. 3, С. 565, 2017.

Майорановские моды в вихревых структурах в сверхпроводниках с неколлинеарным магнитным порядком

А.О. Злотников

Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036.

zlotn@iph.krasn.ru

Показано, что в киральном сверхпроводнике d-типа симметрии с вихрями Абрикосова при реализации неколлинеарного спинового упорядочения возникают майорановские моды. Локализация майорановских мод определяется вихревой структурой и граничными условиями. На основе локальной плотности состояний показано, что майорановские моды, локализованные в вихрях, обладают большим разрешением по энергии по сравнению с краевыми модами и могут быть обнаружены в туннельных экспериментах.

Введение

В отличие от квази-1D систем, таких как сверхпроводящие нанопроволоки с майорановским связанным состоянием, локализованным на краях, в двумерных структурах краевые майорановские моды распространяются вдоль границы, что затрудняет их использование в квантовых вычислениях. С другой стороны, при формировании вихрей Абрикосова в квази-2D топологических сверхпроводниках майорановские моды локализуются вблизи ядер вихрей. Такие майорановские моды были описаны в триплетных $p_x + ip_y$ сверхпроводниках [1,2], гетероструктурах топологический изолятор/сверхпроводник [2], сверхпроводниках с выраженным спин-орбитальным взаимодействием [3], халькогениде железа $\text{FeTe}_{0.55}\text{Se}_{0.45}$ [4].

Наличие геликоидального магнитного упорядочения в сверхпроводящих материалах и структурах с синглетным параметром порядка может приводить к реализации топологической сверхпроводимости и, как следствие, формированию майорановских мод (см. [5]). Однако в магнитных сверхпроводниках с локальным спаривательным взаимодействием (типа БКШ) щель в спектре возбуждений $\sim |\Delta|^2/h$, где h – величина обменного поля, что существенно затрудняет обнаружение подщелевых состояний. Отмеченного ограничения на размер щели лишены системы с неколлинеарным спаривательным взаимодействием. Однако в системах с нодальной сверхпроводимостью (расширенный s-тип, либо d-тип симметрии сверхпроводящего параметра порядка), в которых щель обращается в нуль на линиях в зоне Бриллюэна, майорановские моды невозможно отделить от тривиальных мод.

В этой связи в данной работе рассмотрен киральный $d_1 + id_2$ сверхпроводник на треугольной решетке, характеризующийся неколлинеарными спариваниями и обладающий щелью на всей зоне Бриллюэна, при учете 120-градусного спинового упорядочения.

Обсуждение результатов

$$\mathcal{H} = \sum_{f\sigma} (-\mu - \eta_\sigma h_z) c_{f\sigma}^\dagger c_{f\sigma} + \sum_{fm\sigma} t_{fm} c_{f\sigma}^\dagger c_{m\sigma} + h \sum_f \left(\exp(i\mathbf{Q}\mathbf{R}_f) c_{f\uparrow}^\dagger c_{f\downarrow} + \exp(-i\mathbf{Q}\mathbf{R}_f) c_{f\downarrow}^\dagger c_{f\uparrow} \right) + \sum_{fm} \left(\Delta_{fm} c_{f\uparrow}^\dagger c_{m\downarrow} + \Delta_{fm}^* c_{m\downarrow}^\dagger c_{f\uparrow} \right), \quad (1)$$

Гамильтониан модели имеет вид:

где μ – химпотенциал, h_z – величина зеемановского расщепления за счет внешнего магнитного поля, приложенного перпендикулярно плоскости решетки, t_{fm} – интеграл перескока, h – обменное поле, \mathbf{Q} – вектор, определяющий неколлинеарную спиновую структуру в плоскости решетки. Считается, что обменное поле обусловлено s-d обменом, а локализованные спиновые моменты обладают анизотропией типа легкая плоскость. Параметр Δ_{fm} определяет сверхпроводящий параметр порядка, который для ближайших соседей

$$\Delta_{\langle fm \rangle} = \Delta e^{i\theta_{fm}} \prod_i \tanh\left(\frac{|\mathbf{R}_f - \mathbf{R}_{v_i}|}{\xi}\right) e^{i\phi_{fv_i}}, \quad (2)$$

при наличии невзаимодействующих вихрей может быть представлен в виде:

где фаза θ_{fm} определяет киральный $d_1 + id_2$ тип симметрии параметра порядка,

а ϕ_{fv_i} характеризует дополнительную фазу за счет

$$\theta_{fm} = 2 \arg(z(\mathbf{R}_f) - z(\mathbf{R}_m)) + \frac{\pi}{3}, \quad (3)$$

вихрей, расположенных в узлах, определяемых радиус-векторами \mathbf{R}_{v_i}

$$\phi_{fv_i} = l_{v_i} \arg(z(\mathbf{R}_f) - z(\mathbf{R}_{v_i})). \quad (4)$$

Параметр $l_{v_i} = +1$ для вихря и -1 для антивихря, а $z(\mathbf{R}_f) = x_f + iy_f$.

Рассмотрены различные структуры вихрей на треугольной решетке, содержащей по 60 узлов вдоль направлений элементарных трансляций. Решение системы уравнений Боголюбова-де Жена демонстрирует наличие мод с нулевой энергией возбуждения. В случае одиночного вихря в центре решетки, одна майорановская мода локализуется вблизи вихря, а вторая мода – вдоль границы решетки. Для двух вихрей или пары вихрь-антивихрь пространственное распределение майорановских мод показано на рисунке 1. На левом графике представлена мода b' , на правом – мода b'' , в соответствии с определением Китаева.

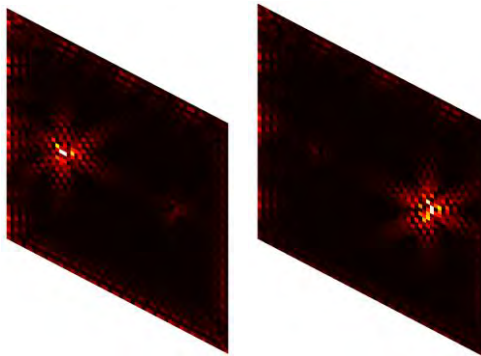


Рис. 1. Пространственное распределение майорановских мод, соответствующих нулевой энергии возбуждения, на ограниченной треугольной решетке с двумя вихрями. Черные области соответствуют нулевым значениям. Параметры $\mu = -0.244$, $h = 1$, $h_z = 0.1$, $\Delta = 0.2$ (величины в единицах параметра перескока), $\xi = 4a$ (a – параметр решетки)

Следует отметить, что без учета магнитного порядка нулевые моды локализованы только вблизи границ решетки, а не в вихрях. Это обусловлено тем, что киральный $d_1 + id_2$ сверхпроводник допускает реализацию немайорановских краевых состояний [5]. При этом, как известно [6], в киральном $d_1 + id_2$ сверхпроводнике без дальнего магнитного порядка при рассмотрении вихревой структуры, допускающей переход к периодическим граничным условиям, нулевых мод нет.

В экспериментах сканирующей туннельной спектроскопии измеряется локальная плотность состояний (LDOS), определяемая формулой:

$$\rho(\mathbf{R}_f, \omega) = \sum_{j\sigma} \left[|u_{jf\sigma}|^2 \delta(\omega - \varepsilon_j) + |v_{jf\sigma}|^2 \delta(\omega + \varepsilon_j) \right],$$

где $u_{jf\sigma}$, $v_{jf\sigma}$ – коэффициенты Боголюбова, ε_j – энергии элементарных возбуждений. Зависимости LDOS(ω) с параметром уширения $\delta = 0.01$ на различных участках решетки представлены на рисунке 2. Штриховой линией показана DOS в однородном случае. Видно, что вблизи краев решетки (средний график) отдельные подщелевые уровни энергии, как и нулевые моды, не могут быть разрешены. С другой стороны, в области вихря (нижний график) майорановская мода достаточно отделена по энергии от других подщелевых состояний и может быть обнаружена экспериментально.

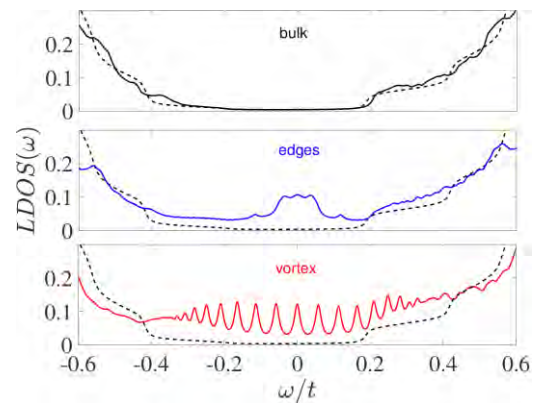


Рис. 2. Локальная плотность состояний в зависимости от энергии в различных областях: вблизи вихря (нижний график), вблизи границ решетки (средний график), вдали от неоднородностей (верхний график). Параметры те же, что и на рисунке 1

Работа выполнена при поддержке фонда «Базис», а также РФФИ, Правительства Красноярского края и Краевого фонда науки (проект № 20-42-243001).

Литература

1. M. A. Silaev, Phys. Rev. B 88, 064514 (2013).
2. R. S. Akzyanov, A. L. Rakhmanov, A. V. Rozhkov, and F. Nori, Phys. Rev. B 94, 125428 (2016).
3. K. Björnson and A. M. Black-Schaffer, Phys. Rev. B 88, 024501 (2013).
4. V. Pathak, S. Plugge, and M. Franz, Annals of Physics, 168431 (2021).
5. A. O. Zlotnikov, M. S. Shustin, and A. D. Fedoseev, J. Supercond. Nov. Magn. 34, 3053 (2021).
6. D. Lee and A. P. Schnyder, Phys. Rev. B 93, 064522 (2016).

Структурные, морфологические и транспортные изменения в тонких пленках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, осажденных импульсным лазером со скоростной фильтрацией 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

alivii2017@yandex.ru

Экспериментально обнаружили в СЭМ, по рентгеноструктурным и транспортным характеристикам $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ пленок **толщиной 100 – 200 nm** перестройку структуры при импульсном лазерном напылении (ИЛН) на пластины $\text{SrTiO}_3(100)$ размером 5x10 mm при 740-760°C с разной частотой скоростной фильтрации эрозионного факела и времени напыления, скорости отфильтрованных частиц. Области пленок, прилегающие к подложке, состояли из наноразмерных кристаллов 3-10 nm, обогащенных кислородом. На них выросли ограненные пирамиды размером в основании до 500 nm, обедненные кислородом. Образование и рост верхнего слоя за время осаждения от 10 до 60 min. сопровождался потерей кислорода до $\delta = 0.35$, ухудшением $T_c(R=0)$ от 85.8 до 77,4 K и характеристик сверхпроводящего перехода пленок.

Введение

Тонкие пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO), независимо от способа осаждения, имеют на поверхности рельеф, часто в виде пирамид, видимый методами СЭМ и атомно-силовой микроскопии [1, 2]. Рельеф, (не меньше 1.1 nm – периода кристаллической решетки вдоль оси С), неразрывно связанный с атомарной структурой, ухудшает функциональные свойства пленок и двумерных приборов на их основе. Поэтому понимание механизмов образования атомарного строения поверхности в пленках YBCO является важным и практически необходимым знанием, помогающим совершенствовать технологии ИЛН и изготовления приборов.

Методика эксперимента

Пленки толщиной 150–200 nm осаждали со скоростной фильтрацией эрозионного факела, а толщиной 300 nm – без фильтрации на пластины $\text{SrTiO}_3(100)$ размером 5x10 mm. Установка для ИЛН [3], состояла из эксимерного лазера CL7100 (длина волны 248 nm, длительность импульса 15 ns), вакуумного поста ВУП-4, оснащенного насосом Varian SH-110 и турбомолекулярного поста Varian TPS-compact. Рентгеновские съемки в дифрактометре HZG-4 с неподвижным анодом и трубкой БСВ-28 (CuK_α , $\lambda=1.54178$) проводили при 25kV и токе 20 mA мето-

дами сканирования θ - 2θ по Брэггу-Брентано и качания. По кривым интенсивности дифракции рассчитывали FWHM и параметры решетки вдоль оси С после осаждения пленок по разным режимам. Толщину пленок определяли стилусным профилометром Dektak-150. Морфологию поверхности изучали в СЭМ EVO-50. Температурную зависимость сопротивления $R(T)$ пленок измеряли на чипах размером 5×10 mm четырехконтактным методом.

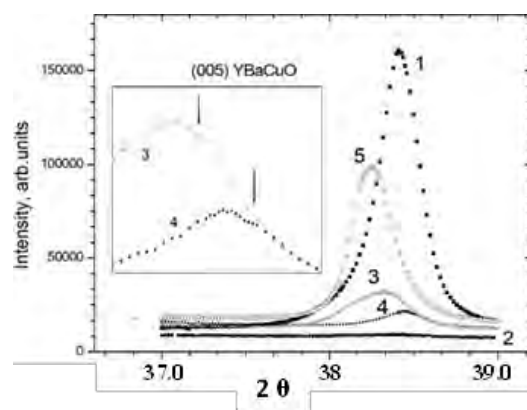


Fig.1. Reflection intensities (005) of YBCO films with different $T_c(R=0)$: 1 – 87; 2 – 85.8, 3 and 4 – 84; 5 – 77.4 K. In the inset, close-ups, and arrows show additional diffraction peaks of films 3 and 4

Результаты и обсуждение

Все пленки 1–2, 3–4, 5 имели характерные кислорододефицитные $R(T)$ [3] с $T_c(R=0) = 87$ –85.8, 84, 77,4

К, соответственно. Средние значения удельного сопротивления (ρ_{300}), осажденных с фильтрацией пленок 2, 3-4, 5 составили 2313, 1375, 1030 $\mu\text{ Ohm cm}$, соответственно, причем чем меньше было ρ_{300} , тем меньше $T(R=0)$. Пленки 1 толщиной 300 nm имели низкие $\rho_{300}=1180\ \mu\text{ Ohm cm}$ и высокие $T(R=0)=87\text{K}$. При $\rho_{300}=2313$ и $1180\ \mu\text{ Ohm cm}$ пленки 2 и 1 были с высокими $T(R=0)=85,8-87\text{K}$.

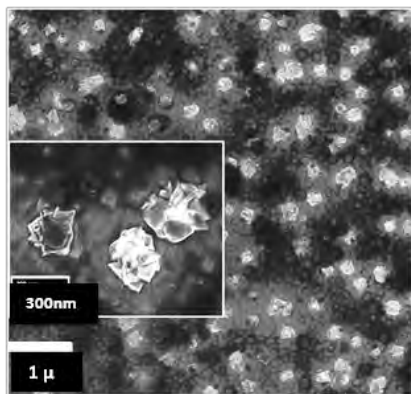


Fig. 2. SEM image of the surface of film 5: pyramids with rectangular and tall pyramids with polygonal bases (the inset shows a close-up view of the tall pyramids)

В зависимости от условий осаждения C -параметр решетки пленок был в диапазоне от 1,168 до 1,173 nm. На дифрактограмме пленки 1 присутствовали брэгговские пики от (001) до (007), а также диффузные гало при $2\theta = 12-30, 50-60^\circ$. Дифракционный пик (005) при $2\theta \sim 38.609^\circ$ был предпочтителен для изучения, не совпадая с углами дифракции от гало и подложки. Дефицит кислорода в мишени и пленке 1 по оценке отношения интенсивностей пиков (001)/(005) [4] и периоду решетки составил $\delta = 0.08$.

Интенсивность дифракции (005) в пленке 1 (около 100000), приведенная к толщине 175 nm, была такой же в пленке 5 при одинаковых FWHM, а кислородный дефицит δ составил 0.08 и 0.35, соответственно (рис.1.). Поэтому разница в δ была причиной уменьшения $T(R=0)$ до 77.4K в пленке 5. Рельеф ее поверхности состоял из правильных пирамид с прямоугольными основаниями и спиральных пирамид высотой до 100 nm (рис.2, вставка), отсутствующих в пленках 1, 2, 3, 4. Очевидно, что дефицит $\delta=0.35$ вызван ростом на поверхности крупных пирамид.

В пленке 2 есть два диффузионных гало при $2\theta = 12-46$ и $48-58^\circ$, интенсивность дифракции (005) составляет всего 1500 при $\delta = 0.09$ без сплошного слоя пирамид, т.е. пленка состоит в основном из нанокристаллов. Режим осаждения характеризуется высокой частотой фильтрации 33 Hz, скоростью подлета частиц и $T(R=0) = 85.8\text{K}$. В пределах углового интер-

вала пика (005) есть более слабые при углах $2\theta = 38.38$ в пленке 3 и $2\theta = 38.52$ в пленке 4 (рис. 1, вставка). Значения δ , рассчитанные по максимуму пика (005), составили 0.08 для пленки 4 и 0.17 для пленки 3, что должно соответствовать в пленке 4 $T(R=0) = 87\text{K}$ (как в пленке 1). Однако, пленка 3 при $\text{FWHM} = 0.2^\circ$, $\delta = 0.17$ и высоте пика 17500, и пленка 4 при $\delta = 0.08$ и $\text{FWHM} = 0.14$, высоте пика 7500 имели $T(R=0) = 84\text{K}$. Высокий пик дифракции в образце 3 обусловлен большим количеством ОКР фазы YBCO . Легирование O_2 в ОКР, генерирующих второй максимум пленки 4 приблизительно равен $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Таким образом, наблюдаются этапы перехода от высоколегированных нанокристаллов, образующих диффузное гало, к высоко и низколегированным O_2 пирамидам, с брэгговскими ОКР.

Заключение

Экспериментально обнаружено, что нанокристаллическая область пленок, прилегающая к подложке обогащена O_2 , а обедненная, состоящая из ограниченных пирамид, находится на поверхности пленок. Дефицит O_2 формируется особенно быстро при росте спиральных пирамид. Установленные факты доказывают механизм известного явления обеднения верхних слоев тонких пленок O_2 через рост кислорододефицитной фазы. Несмотря на нанокристалличность и высокие ρ_{300} , пленки, осажденные с фильтрацией, имеют хорошие характеристики: $T(R=0) = 87-84\text{K}$ и интервал СП перехода $\Delta T = 2.8-2.5\text{K}$. Оптимальные характеристики СП перехода и $T(R=0)$ пленок, осажденных по другим режимам, образуются при $\delta = 0.08-0.15$.

Авторы признательны Егорову В.К. за помощь в проведении дифрактометрии пленок и полезные обсуждения результатов.

Работа выполнена по государственному заданию № 075-00706-22-00

Литература

1. B. Dam, J. Rector, M.F. Chang, S. Kars, D.G. de Groot // R., Appl. Phys. Lett. 65, 1581 (1994).
2. N.E. Hussey // J. Phys.: Condens. Matter 20, 12, 123201 (2008).
3. Ильин А.И., Иванов А.А. // ФТТ, 2021. Т. 63. вып. 9. С. 1209.
4. J. Ye and K. Nakamura // Phys. Rev. B 48, 7554-7564 (1993).

Практическая реализация сверхпроводящих нейронов

А.С. Ионин^{1,2}, С.В. Егоров¹, Л.Н. Карелина¹, А.Н. Россоленко¹, В.В. Больгинов^{*1}

¹ Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, 142432, Россия.

² Московский Физико-Технический институт, Институский пер. 9, г. Долгопрудный, Моск. обл., 141700, Россия.

*bolg@issp.ac.ru

В работе обсуждается возможность реализации сверхпроводящих интерферометров, предложенных ранее для использования в сверхпроводящих нейронных сетях. Разработан и опробован технологический процесс, позволяющий изготовить данные интерферометры в виде многослойной тонкопленочной структуры, сформированной над сверхпроводящим экраном. Представлены экспериментально измеренные передаточные функции изготовленных образцов. Изучено изменение передаточной функции при отклонении параметров образца от целевых значений.

Введение

Нейросети все более активно используются в повседневной жизни [1]. Например, они очень эффективны при решении задач по обработке изображений [2], классификации неупорядоченных баз данных, логистических маршрутов и т.п. Задача обработки больших массивов данных сделала актуальной задачу создания энергоэффективных, быстродействующих логических элементов. Сверхпроводящие логические элементы оперируют в гигагерцовом диапазоне частот и отличаются крайне низкой диссипацией энергии: порядка 1 аД на переключение. В работах [3-4] было показано, что в рамках адиабатического подхода потребление энергии может быть уменьшено вплоть до термодинамического предела. В работах [5-6] были разработаны принципиальные схемы сверхпроводящих нейронов, в которых реализован принцип адиабатических вычислений. Авторами были разработаны элементы, преобразующие входной сигнал согласно распределению Пуассона (σ -нейрон), и реализующий распределению Гаусса (γ -нейрон). Предложенные структуры являются одноэлементными (сверхпроводящие интерферометры), что является большим преимуществом при разработке интегрированных вычислительных систем.

Изготовление образцов и проведение измерений

Нами был разработан технологический процесс, предполагающий изготовление сверхпроводящих интерферометров в виде тонкопленочных структур, расположенных над толстым сверхпроводящим экраном. В этом случае каждый сверхпроводящий

контур представляет собой сверхпроводящую полосу, расположенную на слое изоляции, покрывающем экран. Замыкание полосы производится через окно в слое изоляции либо непосредственно на экран, либо через джозефсоновский контакт. Входным сигналом для каждого образца является магнитный поток, задаваемый через индуктивно связанную контрольную линию. Выходное плечо каждого интерферометра было связано с измерительной схемой также индуктивным образом. Для измерения выходного магнитного потока использовался несимметричный двухконтактный СКВИД, изготовленный на том же экране в том же технологическом цикле. Измерение производилось путем компенсации магнитного потока через измерительный СКВИД через специальную линию обратной связи с использованием разработанного программного обеспечения. Сами измерения производились в криостате He-4 в диапазоне температур от 1.2 К до 7 К.

Сигма-нейрон представляет собой одноконтактный интерферометр, шунтированный дополнительной сверхпроводящей индуктивностью. Образец содержит, фактически, два сверхпроводящих контура, имеющих общий участок (выходную индуктивность). Входной магнитный поток задается одновременно в оба контура. Передаточная функция интерферометра определяется условиями баланса фаз в контурах и законом Кирхгофа. Если индуктивности входных участков интерферометра одинаковы (включая джозефсоновскую индуктивность в одном из плеч), будет реализована сигмоидальная передаточная функция с нулевой производной при малых входных сигналах.

Гаусс-нейрон также представляет собой шунтированный сверхпроводящий интерферометр, однако

каждое из его входных плеч содержит джозефсоновский контакт. Поэтому структура в целом является более симметричной. Гауссо-подобная передаточная функция определена в диапазоне от нуля до двух квантов потока и центрирована при одном кванте входящего потока. Величина выходного сигнала определяется нормированной выходной индуктивностью и составляет 0.14 квантов потока (при оптимальном значении индуктивности = 0.52). В работе [6] была предложена схема усиления сигнала, которая может использоваться для задания весовых коэффициентов при нейроморфных вычислениях. Однако на данный момент она еще не была реализована.

Результаты

Измеренные передаточные функции, в целом соответствуют теоретическим предсказаниям. Они состоят из линейной и нелинейной частей. Нелинейные части описываются сигмоидальным и гауссо-подобным распределениями для одно-контактного и двухконтактного интерферометров соответственно. Анализ показал, что линейная часть не описывается уравнениями состояния предложенных нейронов и вызван линейной передачей магнитного потока от контрольной линии в измерительный СКВИД. Устранение этого эффекта является основным направлением совершенствования топологии изготовленных образцов. Для гаусс-нейрона обнаружен необычный режим работы: режим генератора прямоугольных импульсов магнитного потока. Он наблюдается в случае нелинейной индуктивности выходного плеча за счет, например, включения в него дополнительного джозефсоновского контакта. Полученные результаты позволяют приблизиться к реализации нейронных вычислительных сетей на сверхпроводящих элементах.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 20-02-00864.

Литература

1. Yu Hen Hu, Jeng-Neng Hwang and Stuart W. Perry Citation. Handbook of Neural Network Signal Processing // The Journal of the Acoustical Society of America 111, 2525 (2002). doi: 10.1121/1.1480419
2. M.J. Aitkenhead A.J.S. McDonald. A neural network face recognition system // Engineering Applications of Artificial Intelligence Volume 16, Issue 3, April 2003, Pages 167-176 doi: 10.1016/S0952-1976(03)00042-3
3. Soloviev Igor I., Klenov Nikolay V., Bakurskiy Sergey V., Kupriyanov Mikhail Yu., Gudkov Alexander L. and Sidorenko Anatoli S. Beyond Moore's technologies: operation principles of a superconductor alternative // Beilstein J. Nanotechnol. 2017, 8, 2689–2710. doi:10.3762/bjnano.8.269
4. Bakurskiy S. V., Gudkov A. L., Klenov N. V., Kuznetsov A. V., Kupriyanov M. Yu. and Soloviev I. I. Progress in the Area of New Energy Efficient Basic Elements for Superconducting Electronics // ISSN 00271349, Moscow University Physics Bulletin, 2014, Vol. 69, No. 4, pp. 275–286. © Allerton Press, Inc., 2014.
5. Кленов Н.В. Принципы построения сверхпроводниковых искусственных нейросетей // Материалы Международной научно-технической конференции, 20–24 ноября 2017 г.
6. Щеголев А.Е., Кленов Н.В, Соловьев И.И., Терешонок М.В. Адиабатические сверхпроводящие ячейки для энергоэффективных нейронных сетей // ЖУРНАЛ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ, ISSN 1684-1719, N9, 2016.

Эффект сверхпроводящего спинового клапана в структурах со слоями ферромагнитного сплава Гейслера

А.А. Камашев^{1,*}, Н.Н. Гарифьянов¹, А.А. Валидов¹, И. Шуман², В. Катаев², Б. Бюхнер^{2,3}, Я.В. Фоминов^{4,5,6}, И.А. Гарифуллин¹

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

2 Leibniz Institute for Solid State and Materials Research IFW Dresden, Helmholtzstraße 20, Dresden, 01069.

3 Institute for Solid State Physics, Technical University Dresden, Haackelstraße 3, Dresden, 01069.

4 Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, просп. Академика Семёнова, д. 1А, Черноголовка, 142432.

5 Московский физико-технический институт, Институтский переулок, д. 9, Долгопрудный, 141700.

6 Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Покровский бульвар, д. 11, Москва, 109028.

*kamandi@mail.ru

Был проведен сравнительный анализ сверхпроводящих свойств двух типов спиновых клапанов, содержащих сплав Гейслера $\text{Co}_2\text{Cr}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Al}_y$ в качестве одного из двух ферромагнитных слоев (Ф1 или Ф2) в структурах Ф1/Ф2/С. Мы использовали слой сплава Гейслера в двух ипостасях: а) в качестве слабого ферромагнетика, в случае Ф2-слоя; б) в качестве полуметалла, в случае Ф1-слоя. В первом случае, мы получили большой классический эффект сверхпроводящего спинового клапана ΔT_C , которому способствовал существенный триплетный вклад в эффект сверхпроводящего спинового клапана ΔT_C^{trip} . Во втором случае, мы наблюдали гигантскую величину ΔT_C^{trip} , достигающую 0.5 К.

Введение

В последние два десятилетия XXI века существует огромный теоретический и экспериментальный интерес к разработке логических элементов для сверхпроводящей спинтроники (см., например, [1, 2]). Согласно данным работам, наиболее перспективными устройствами для использования в элементах квантовой логики являются гетероструктуры, основанные на эффекте близости сверхпроводник/ферромагнетик (С/Ф). В частности, в 1997 году группа профессора Бисли из Стэнфордского университета [3] предложила теоретическую модель сверхпроводящего спинового клапана (ССК), основанную на том, что степень разрушения куперовских пар в С/Ф системах, зависит от взаимной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев в структуре Ф1/Ф2/С. Таким образом, существует возможность контроля температуры сверхпроводящего перехода (T_C) в С-слое.

На сегодняшний день, наибольшее количество исследований эффекта ССК сместилось в сторону изучения дальнедействующих триплетных компонент (ДТК) сверхпроводящего конденсата. В 2015 году Сингх и др. [4] обнаружили гигантский триплетный вклад в эффект ССК $\Delta T_C^{\text{trip}} \approx 0.6-0.8$ К (где $\Delta T_C^{\text{trip}} = T_C^P(\alpha = 0^\circ) - T_C^{PP}(\alpha = 90^\circ)$; α – угол между векторами намагниченностей Ф-слоев) в структуре

$\text{CrO}_2/\text{Cu}/\text{Ni}/\text{MoGe}$, в которой в качестве слоя Ф1 использовался полуметалл CrO_2 . На сегодняшний день, это рекордное значение разницы в температурах сверхпроводящего перехода, измеренных при параллельной (P) и перпендикулярной (PP) ориентации намагниченностей Ф-слоев. Сингх и др. утверждали, что наблюдение гигантской величины ΔT_C^{trip} напрямую связано с использованием полуметаллического слоя CrO_2 . В связи с этим, для дальнейшего увеличения производительности ССК необходимо проверить, действительно, ли этот вывод, сделанный в работе [4], справедлив для других полуметаллических соединений в качестве ферромагнитных слоев ССК.

В качестве ферромагнитного материала для наших структур ССК мы выбрали сплав Гейслера $\text{Co}_2\text{Cr}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Al}_y$ (далее НА), так как данный сплав обладает свойствами слабого ферромагнетика и полуметалла в зависимости от условий приготовления. В наших предыдущих работах мы показали, что пленки НА, напыленные при температуре подложки $T_{\text{sub}} \approx 300$ К, являются слабыми ферромагнетиками (далее HA^{RT}). При этом, если напылять пленки НА при температуре подложки $T_{\text{sub}} \approx 600$ К, они являются полуметаллами (далее HA^{hot}).

В данной работе, используя HA^{RT} в качестве слабого ферромагнетика в случае Ф2-слоя (структуры I

типа), и HA^{hot} в качестве полуметалла в случае Ф1-слоя в структурах Ф1/Ф2/С (структуры II типа), мы провели детальный анализ эффекта ССК для обоих типов гетероструктур. При этом нами была проведена полная теоретическая интерпретация наблюдаемых эффектов ССК.

Экспериментальные результаты

Для серии образцов структур I типа с различными толщинами d_{HD} мы исследовали зависимость T_c от угла α между направлением замороженного поля и внешним магнитным полем, приложенных вдоль плоскости образца. Для всей серии образцов T_c изменялось немонотонно и проходило через минимум вблизи ортогональной ориентации намагниченностей. Согласно теории Фоминова *и др.*, характерный минимум в зависимости $T_c(\alpha)$, который наиболее ярко проявляется вблизи $\alpha = 90^\circ$, однозначно свидетельствует о генерации ДТК в сверхпроводящем конденсате в структурах Ф1/Ф2/С. Наиболее интересный результат из этой серии был получен для образца $CoO_x(3.5\text{нм})/Ru(5\text{нм})/Cu(4\text{нм})/HA^{RT}(4\text{нм})/Cu(1.5\text{нм})/Pb(80\text{нм})$ (PL3418). Для данного образца величина $\Delta T_c^{trip} = T_c^P(\alpha = 0^\circ) - T_c^{PP}(\alpha = 90^\circ)$ составляла порядка 100 мК. При этом для образца PL3418 удалось осуществить полное переключение между нормальным и сверхпроводящим состояниями, путем изменения взаимной ориентации намагниченностей Ф-слоев с AP на PP.

Для серии образцов структур II типа мы обнаружили удивительный для нас эффект - с увеличением магнитного поля триплетный вклад в величину эффекта ССК линейно увеличивался. Стоит отметить, что аналогичное увеличение ΔT_c^{trip} наблюдалось у Сингх *и др.* в работе [4]. Очевидно, что этот зависимый от поля эффект, наблюдаемый двумя группами на различных образцах, является очень важным открытием, поскольку он, по-видимому, является характерной особенностью новых типов ССК с полуметаллическими слоями и требует детального теоретического объяснения. Максимальная разница в T_c между P и PP ориентациями намагниченностей Ф1- и Ф2-слоев составляет $\Delta T_c^{trip} \sim 0.51$ К для образца $HA^{hot}(20\text{нм})/Cu(4\text{нм})/Ni(2.5\text{нм})/Cu(1.5\text{нм})/Pb(105\text{нм})$ (см. Рис. 1). Величина ΔT_c^{trip} для всей серии образцов находится в диапазоне от 0.18 до 0.51 К.

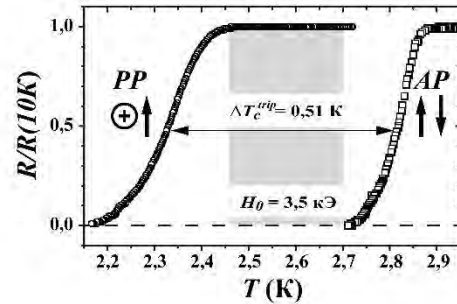


Рис. 1. Рекордная разница в кривых сверхпроводящих переходах, измеренных при параллельной и перпендикулярной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев, во внешнем магнитном поле $H_0 = +3.5$ кЭ для образца $HA^{hot}(20\text{нм})/Cu(4\text{нм})/Ni(2.5\text{нм})/Cu(1.5\text{нм})/Pb(105\text{нм})$

Заключение

Мы исследовали структуры сверхпроводящего спинового клапана, магнитная часть которых содержит сплав Гейслера $Co_2Cr_{1-x}Fe_xAl_y$ с различной степенью спиновой поляризации зоны проводимости. Мы обнаружили огромный эффект ССК $\Delta T_c^{trip} \approx 0.5$ К, связанный, в первую очередь, с ДТК сверхпроводящего конденсата, в приложенном внешнем магнитном поле порядка 3.5 кЭ, которое существенно меньше, чем в более ранней работе [4]. Наши наблюдения свидетельствуют о том, что концепция ССК с полуметаллическим ферромагнитным материалом, предложенная в работе [4], носит общий характер. В частности, поиск наиболее подходящего ферромагнитного материала с высокой степенью спиновой поляризации зоны проводимости представляется крайне важной задачей для достижения максимальных значений ΔT_c^{trip} .

Литература

1. K.B. Efetov, I.A. Garifullin, A.F. Volkov, K. Westerholt // Magnetic Heterostructures. Advances and Perspectives in Spinstructures and Spintransport, Springer Berlin Heidelberg, Berlin (2007).
2. K.B. Efetov, I.A. Garifullin, A.F. Volkov, K. Westerholt // Magnetic Nanostructures. Spin Dynamic and SpinTransport, Springer Berlin Heidelberg, Berlin (2013).
3. S. Oh, D. Youm, M.R. Beasley // Applied Physics Letters, V. 71, 2376 (1997).
4. A. Singh, S. Voltan, K. Lahabi, and J. Aarts // Physical Review X, V. 5, 021019 (2015).

Возможность управления сверхпроводящим спиновым клапаном на сегнетоэлектрической подложке электрическим полем

А.А. Камашев*, А.В. Леонтьев, И.А. Гарифуллин, Р.Ф. Мамин

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН, ул. Сибирский тракт, д.10/7, Казань, 420029.

*kamandi@mail.ru

Ключевым элементом сверхпроводящей спинтроники является сверхпроводящий спиновый клапан, который вскоре может заменить современные полупроводниковые устройства. Мы предлагаем совершенно новую модель сверхпроводящего спинового клапана. Мы дополнительно будем использовать сегнетоэлектрическую подложку в структуре сверхпроводящего спинового клапана. Для реализации этой модели необходимо разработать технологию управления направлением вектора намагниченности ферромагнитного слоя на сегнетоэлектрической подложке. В данной статье представлены первые экспериментальные результаты этих исследований. Наши результаты предполагают реальную возможность создания новой структуры сверхпроводящего спинового клапана на сегнетоэлектрической подложке, которая будет управляться электрическим полем.

Введение

В конце 1990-х годов были предложены две теоретические модели сверхпроводящего спинового клапана (ССК). Одна из этих моделей $\Phi 1/\Phi 2/C$ (где $\Phi 1$ и $\Phi 2$ — ферромагнитные слои, C — сверхпроводящий слой) была предложена Sanjiv Oh *et al.* [1]. Другая модель $\Phi 1/C/\Phi 2$ была предложена Тагировым [2]. Принцип работы обеих моделей одинаков. Он основан на том, что величина обменного поля от двух Φ -слоев, действующих на куперовскую пару из C -слоя, в случае параллельной (P) ориентации намагниченностей Φ -слоев больше, чем при антипараллельной (AP). Это отличие приводит к более низкому значению температуры перехода в сверхпроводящее состояние (T_c) в случае параллельной ориентации намагниченностей Φ -слоев, чем при антипараллельной ориентации.

Как показывают наши последние исследования [3] и результаты других групп [4], предельные значения эффекта ССК уже достигнуты при использовании различных сплавов и элементных ферромагнетиков в структурах $\Phi 1/\Phi 2/C$. В связи с этим необходимо начинать изучение конструкций ССК с нестандартными подходами. Одним из таких подходов может быть исследование структур ССК на основе сегнетоэлектрических подложек. Это должно позволить управлять сверхпроводящим током в структурах ССК с помощью электрического поля. В общем случае для реализации модели ССК на основе сегнетоэлектрических подложек необходимо решить следующую задачу. Необходимо реали-

зовать механизмы управления направлением намагниченности ферромагнитного слоя за счет магнитоупругого эффекта в двухслойной системе сегнетоэлектрик/ферромагнетик. Магнитоупругий эффект возникает из-за деформаций в сегнетоэлектрическом слое, вызванных обратным пьезоэлектрическим эффектом при приложении электрического поля. Деформации в сегнетоэлектрическом слое вызывают напряжение в ферромагнитном слое из-за контакта сегнетоэлектрик/ферромагнетик. Это, в свою очередь, проявляется в появлении дополнительной магнитной анизотропии.

Экспериментальные результаты

Нами были проведены первые эксперименты по изменению ориентации вектора намагниченности ферромагнитного слоя на сегнетоэлектрической подложке под действием электрического поля.

Была приготовлена серия образцов $\text{LiNbO}_3/\text{Fe}(d_{Fe})$ с различной толщиной слоя железа от 5 до 10 нм на сегнетоэлектрической подложке из ниобата лития. Далее была проведена магнитная характеристика образцов с помощью сканирующего магнитополяриметрического комплекса на основе магнитооптического эффекта Керра. У всех образцов этой серии удалось наблюдать петли магнитного гистерезиса с насыщением в поле 50-100 Э.

Далее оборудование было модернизировано для регистрации направления намагниченности ферромагнитной пленки в режиме реального времени.

Фактически мы отслеживали интенсивность света, прошедшего через поляризатор, отраженного от образца и прошедшего через анализатор, а не реальную ориентацию вектора намагниченности слоя Fe. Несмотря на это, воздействие электрического поля приводит к изменению интенсивности света, что, в свою очередь, свидетельствует об изменении направления вектора намагниченности ферромагнитного слоя. К сегнетоэлектрической подложке прикладывали электрическое поле в диапазоне от 10 до 50 В и наблюдали за интенсивностью света. Наиболее интересный результат был получен при приложении электрического поля около 10 В к образцу $\text{LiNbO}_3/\text{Fe}(5\text{nm})$ (см. Рис. 1). В точке 0 нет ни магнитного, ни электрического поля. В точке 1 прикладывалось магнитное поле около 50 Э. В точке 2 также прикладывалось электрическое поле порядка 10 В. В точке 3 электрическое поле выключено. В точке 4 магнитное поле также было выключено.

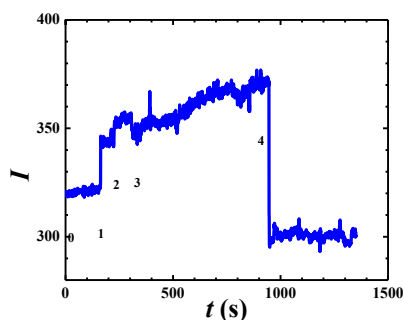


Рис. 1. Временная зависимость интенсивности света, прошедшего через поляризатор, для образца $\text{LiNbO}_3/\text{Fe}(5\text{nm})$. Подробное описание рисунка смотрите в тексте. В точке 2 приложено электрическое поле порядка 10 В

В точке 1 на Рис. 1 намагниченность слоя Fe была направлена вдоль плоскости приложения внешнего магнитного поля. На Рис. 1 этот факт проявляется в резком увеличении интенсивности света. Далее в точке 2 при приложении электрического поля около 10 В наблюдается плавный рост интенсивности света, что может свидетельствовать об изменении направления вектора намагниченности слоя Fe. Это подтверждается и тем, что в точке 3 при выключении электрического поля наблюдается плавное

уменьшение интенсивности света, т. е. пленка снова намагничивается вдоль плоскости приложения внешнего магнитного поля. В точке 4 магнитное поле выключается, и мы наблюдаем резкое снижение интенсивности света. На основании этого результата уже можно сказать, что нам удалось зафиксировать некоторое изменение ориентации вектора намагниченности ферромагнитного слоя. Это наши первые эксперименты в данной области, поэтому мы не могли количественно оценить угол изменения вектора намагниченности. В дальнейшем планируется разделить выходной пучок на два луча с вертикальной и горизонтальной поляризацией и по соотношению интенсивностей определить угол, на который повернулась поляризация, а следовательно, и ориентация вектора намагниченности ферромагнетика.

Заключение

Мы продемонстрировали наши первые экспериментальные результаты по исследованию изменения направления намагниченности ферромагнитного слоя на сегнетоэлектрической подложке под действием электрического поля. Наши результаты показывают, что электрических полей порядка 10 В уже достаточно, чтобы изменить ориентацию намагниченности ферромагнитного слоя. Следовательно, возможна реализация модели сверхпроводящего спинового клапана на сегнетоэлектрической подложке.

Данные исследования поддержаны грантом РФФ № 21-72-10178.

Литература

1. S. Oh, D. Youm, M.R. Beasley // *Applied Physics Letters*, V. 71, 2376 (1997).
2. L.R. Tagirov // *Physical Review Letters*, V. 83, 2058 (1999).
3. A.A. Kamashev *et al.* // *Physical Review B*, V. 100, 134511 (2019)
4. A. Singh, S. Voltan, K. Lahabi, and J. Aarts // *Physical Review X*, V. 5, 021019 (2015).

Эффект динамической стабилизации: Светоиндуцированное электронное спаривание в квантовых ямах

О.В. Кибис

Новосибирский государственный технический университет, пр. Карла Маркса, 20, Новосибирск, 630073.

oleg.kibis@nstu.ru

Разработана теория, описывающая электронное спаривание под действием циркулярно поляризованной электромагнитной волны в квантовых ямах, содержащих электроны с различными эффективными массами.

Введение

Динамическая стабилизация представляет собой фундаментальный физический эффект, заключающийся в стабилизации различных нестабильных систем посредством осциллирующего воздействия на них. Хотя этот эффект был знаком феноменологически с незапамятных времен всем цирковым жонглерам, удерживавшим в равновесии различные предметы посредством колебательной моторики рук, корректное описание его в рамках гамильтоновой механики было впервые осуществлено П. Л. Капицей, предложившим простую механическую модель эффекта на основе маятника с осциллирующей точкой подвеса, впоследствии названного его именем [1]. Вопреки интуиции, перевернутое (вертикальное) положение маятника Капицы оказывается устойчивым в случае быстрых осцилляций точки подвеса. Таким образом, динамическая стабилизация физически обусловлена появлением локального минимума потенциальной энергии в точке, которая в отсутствие осциллирующего внешнего воздействия соответствовала бы максимуму потенциальной энергии. Этот эффект носит универсальный характер и может проявляться в самых различных областях физики. Однако, несмотря на довольно долгую предысторию эффекта динамической стабилизации, его проявления в наноструктурах все еще ожидают подробного исследования.

Результаты

Чтобы частично восполнить указанный пробел в теории, мы проанализировали поведение электронов проводимости в различных наноструктурах при наличии высокочастотного электромаг-

нитного поля в контексте эффекта динамической стабилизации и обнаружили, что такое поле создает область эффективного притяжения в центре различных отталкивающих потенциалов [2]. Как следствие, в наноструктурах могут возникать светоиндуцированные квазистационарные электронные состояния, локализованные на отталкивающих потенциалах которые дают квантовую добавку к проводимости вследствие резонансного рассеяния Брейта-Вигнера [3], а также приводят к резонансам Фано в оптических спектрах [4] и эффекту Кондо [5].

Особый интерес представляет собой основанное на этом механизме светоиндуцированное электронное спаривание в квантовых ямах, содержащих носители заряда с различными массами [6], которое может привести к сверхтекучести электронной системы. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 20-12-00001).

Литература

1. П.Л. Капица // ЖЭТФ, Т. 21, 588 (1951).
2. O.V. Kibis // *Physical Review B*, V. 99, 235416 (2019).
3. O.V. Kibis, M.V. Boev, and V.M. Kovalev // *Physical Review B*, V. 102, 075412 (2020).
4. O.V. Kibis, S.A. Kolodny, and I.V. Iorsh // *Optics Letters*, V. 46, 50 (2021).
5. I.V. Iorsh and O.V. Kibis // *Journal of Physics: Condensed Matter*, V. 22, 495302 (2021).
6. O.V. Kibis, M.V. Boev, and V. M. Kovalev // *Optics Letters*, V. 46, 5316 (2021).

Необычная простота сложных сверхпроводников

М.М. Коршунов^{1,*}, 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

Рассматриваются два типа необычных сверхпроводников, соединения железа и оксиды вольфрама. В первом случае ряд необычных экспериментальных особенностей объясняется достаточно простой природой сверхпроводящего механизма. А для $WO_{2.9}$ установлено, почему при сложной зонной структуре, соответствующей элементарной ячейке с 78 атомами, получается относительно простая поверхность Ферми.

Открытие сверхпроводимости в пниктидах железа и последующее их исследование открыло эру исследования многоорбитальных эффектов в необычных сверхпроводниках [1]. Для соединений железа одним из кандидатов является параметр порядка, имеющий противоположные знаки на разных листах поверхности Ферми – так называемое s_{\pm} состояние [2]. Несмотря на многообразие экспериментальных данных по сверхпроводящему состоянию, они могут быть объяснены в рамках спин-флуктуационного механизма куперовского спаривания, приводящего, в частности, к решению s_{\pm} типа [3,4]. Мы показываем, как объясняются данные по спин резонансному пику в неупругом рассеянии нейтронов [5], лондоновской глубине проникновения при наличии примесей [6] и бозонной моде в спектрах Андреевского отражения [7].

Недавно появилось сообщение об открытии сверхпроводимости в соединении $WO_{2.9}$ с $T_c=80K$ и с $T_c=94K$ при интеркаливании литием [8]. Соединения триоксида вольфрама с нестехиометрией по кислороду WO_{3-x} известны давно, их структура и свойства хорошо изучены [9,10]. Упорядочение вакансий кислорода в системе WO_{3-x} приводит к возникновению достаточно больших элементарных ячеек, что существенно усложняет её описание. Так, сверхпроводимость реализуется в системе $W_{20}O_{58}$, содержащей 78 атомов в элементарной ячейке. Анализ полученной методами теории функционала плотности в обобщённом градиентном приближении зонной структуры и поверхности Ферми оксида вольфрама $WO_{2.9}$ показывает, что основной вклад в состояния вблизи уровня Ферми вносят $5d$ -состояниями атомов вольфрама, находящихся непосредственно вокруг пустот, образованных зигзагообразным расположением октаэдров,

имеющих общую грань. Именно эти атомы, вносящие разупорядочение в идеальное расположение остальных октаэдров, ответственны за низкоэнергетические свойства системы. В итоге, уровень Ферми пересекает не более десяти зон на одну проекцию спина (и даже девяти зон на одну проекцию псевдоспина при учёте спин-орбитального взаимодействия) [11, 12].

Мы приходим к выводу, что и в соединениях железа, и в оксидах вольфрама, есть возможность построить достаточно простые низкоэнергетические модели для описания их, на первый взгляд, сложных свойств.

Литература

1. М.М. Коршунов // Успехи физических наук, Т. 184, 882 (2014).
2. P.J. Hirschfeld, M.M. Korshunov, I.I. Mazin, // Rep. Progr. Phys., V. 74, 124508 (2011).
3. S. Maiti, M.M. Korshunov, T.A. Maier, P.J. Hirschfeld, A.V. Chubukov // Phys. Rev. Lett., V. 107, 147002 (2011).
4. S. Maiti, M.M. Korshunov, T.A. Maier, P.J. Hirschfeld, A. V. Chubukov // Phys. Rev. B, V. 84, 224505 (2011).
5. M.M. Korshunov // Phys. Rev. B, V. 98, 104510 (2018).
6. V.A. Shestakov, M.M. Korshunov, Yu.N. Togushova, O. V. Dolgov // Supercond. Sci. Technol., V. 34, 075008 (2021).
7. D. Daghero et al., // Phys. Rev. B, V. 102, 104513 (2020).

8. A. Shengelaya, K. Conder, K. A. Muller // *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*, V. 33, 301 (2020).
9. L.A. Bursill, B.G. Hyde // *Journal of Solid State Chemistry*, V. 4, 430 (1972).
10. W. Sahle, M. Nygren // *Journal of Solid State Chemistry*, V. 48, 154 (1983).
11. М.М. Коршунов, И.А.Некрасов, Н.С. Павлов, А.А. Слободчиков // *Письма в ЖЭТФ*, V. 113, 63 (2021).
12. A.A. Slobodchikov, I.A. Nekrasov, N.S. Pavlov, M.M. Korshunov // *Nanomaterials*, V. 11, 97 (2021).

Эволюция сверхпроводящего параметра порядка с электронным допированием в арсенидах и селенидах железа семейства 122 методами спектроскопии многократных андреевских отражений

С.А. Кузьмичев^{1,2,*}, Т.Е. Кузьмичева^{2,§}, К.С. Перваков², В.А. Власенко², И.В. Морозов³

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

² Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр-т, 53, Москва, 119991.

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

* kuzmichev@mig.phys.msu.ru, § kuzmichevate@lebedev.ru

В монокристаллах $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ с вариацией степени электронного допирования и диапазоном критических температур $T_c = 8-20$ К спектроскопией эффекта многократных андреевских отражений (MARE) установлена двухщелевая объёмная сверхпроводимость, определены амплитуды сверхпроводящих щелей и их температурные зависимости. Показана значительная (25 – 35 %) анизотропия большой сверхпроводящей щели Δ_L (расширенная s -волновая симметрия) и изотропность малой щели Δ_S , достаточно сильное межзонное взаимодействие, примерно равные парциальные проводимости двух эффективных зон. Показано, что степень анизотропии для Δ_L и характеристические отношения обеих щелей $2\Delta_L^{in-out}(0)/(k_B T_c) \approx 4-6$ и $2\Delta_S(0)/(k_B T_c) \approx 2$ почти не меняются с допированием. С помощью MARE спектроскопии начато исследование структуры сверхпроводящего параметра порядка железосодержащих селенида $(K,Na)_{0.8}Fe_{1.6}Se_2$ с критическими температурами $T_c = 25-30$ К. Ниже T_c обнаружены объёмные сверхпроводящие щели с характеристическими отношениями 3,7–6,5. Наблюдалась особенность плотности электронных состояний вблизи уровня Ферми.

Введение

По сравнению с изоструктурными 122-пниктидами (в качестве обзора см. [1]), сверхпроводящие 122-селениды имеют большее количество электронов на один атом железа. По этой причине дырочные зоны вокруг Γ -точки оказываются значительно ниже уровня Ферми, а на поверхности Ферми остаются только электронные цилиндры вокруг M -точки, связанные вектором $(0;\pi)$ развернутой зоны Бриллюэна. Таким образом, в 122-селенидах, как и в $LiFeAs$, отсутствует нестинг на векторе $(\pi;\pi)$.

Детали эксперимента

В работе исследована структура сверхпроводящего параметра порядка в монокристаллах слоистых железосодержащих пниктидов $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ недо-, пере- и оптимально допированных составов в диапазоне $x = 0,08 - 0,16$ и $T_c = 8 - 20$ К. Образцы выращены в Центре им. Гинзбурга ФИАН [1]. Также приводятся первые данные по железосодержащему селениду $(K,Na)_{0.8}Fe_{1.6}Se_2$ с критическими температурами $T_c = 25 - 30$ К, монокристаллы которого были выращены на химическом факультете МГУ

им. Ломоносова. Синтез проходил методом «раствор в расплаве» [2].

Для прямого определения сверхпроводящих энергетических параметров использовался метод спектроскопии эффекта многократных андреевских отражений (incoherent multiple Andreev reflection effect, IMARE) в контактах сверхпроводник – тонкий нормальный металл – сверхпроводник (SnS) с некогерентным транспортом. При высокой прозрачности NS-интерфейсов (> 80%) IMARE проявляется в виде избыточного тока во всем диапазоне смещений, а также минимумов динамической проводимости $dI(V)/dV$ на смещениях $eV_n(T) = 2\Delta(T)/n$, где Δ – величина сверхпроводящего параметра порядка, а $n = 1, 2, \dots$ [3, 4]. В случае анизотропной сверхпроводящей щели (расширенный s -волновой тип симметрии) ожидаются дублетные минимумы $dI(V)/dV$, положения которых соответствуют экстремумам $\Delta(\theta)$ – максимальной и минимальной энергии связи куперовских пар в данной зоне в зависимости от угла θ в k -пространстве [5].

Планарные SnS-контакты создавались при 4,2 К с помощью техники «break-junction». Преимущества

и недостатки методики, детали эксперимента подробно описаны в обзоре [5].

Экспериментальные результаты

Исследования $\text{BaFe}_{1-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ методом IMARE спектроскопии [1,6,7] показали двухщелевую объёмную сверхпроводимость и существование анизотропной большой щели с пороговыми значениями Δ_L^{out} и Δ_L^{in} и изотропной малой щели Δ_S , примерно линейно связанных с T_c (рис. 1а). Их характеристические отношения $2\Delta_L^{\text{out}}(0) / (k_B T_c) \approx 6$; $2\Delta_L^{\text{in}}(0) / (k_B T_c) \approx 4$ и $2\Delta_S(0) / (k_B T_c) \approx 2$ практически не меняются во всем исследованном диапазоне T_c при вариации допирования (рис. 1б). Температурные зависимости сверхпроводящих щелей типичны для случая умеренной межзонной связи, а анизотропия большой щели (т.е. отношение величин, соответствующих синим и фиолетовым кружкам на рис. 1(а,б)) не зависит от температуры, степени допирования и, соответственно, T_c . Возможное распределение энергии связи куперовских пар в конденсате с анизотропной большой щелью $\Delta_L(\theta)$ в пространстве импульсов схематически показано на рис. 1в.

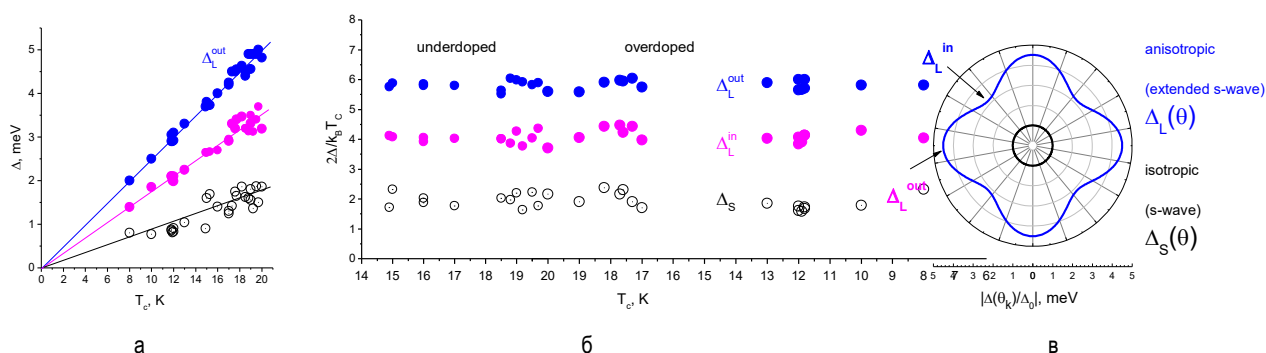


Рис. 1. Зависимость сверхпроводящих параметров порядка $\Delta_i(0)$ (а) и их характеристических отношений (б) от T_c для недо-, пере- и оптимально допированных монокристаллов $\text{Ba}(\text{Fe},\text{Ni})_2\text{As}_2$. Максимальная и минимальная энергии связи куперовских пар в конденсате с анизотропной большой щелью обозначены Δ_L^{out} и Δ_L^{in} , соответственно. Δ_S – малая с/п щель. (в) Схематически приведено вероятное угловое распределение Δ_L и Δ_S в импульсном пространстве

Литература

1. Т.Е. Kuzmicheva, *et al.* // Phys. Rev. B V. 104, 174512 (2021). DOI
2. М. Roslova, *et al.* // CrystEngComm, V. 16, 6919 (2014). DOI
3. М. Octavio, *et al.* // Phys. Rev. B, V. 27, 6739 (1983).
4. R. Kümmel, *et al.* // Phys. Rev. B, V. 42, 3992 (1990).
5. S.A. Kuzmichev, Т.Е. Kuzmicheva // Low Temp. Phys., V. 42, 1008 (2016). DOI
6. Т.Е. Kuzmicheva, *et al.* // Phys. Rev. B, V. 97, 235106 (2018). DOI
7. Т.Е. Kuzmicheva, *et al.* // JETP Lett., V. 112, 786 (2020). DOI

В монокристаллах $(\text{K},\text{Na})_{0.8}\text{Fe}_{1.6}\text{Se}_2$ с $T_c = 25 - 30$ К установлено наличие двух объёмных сверхпроводящих параметров порядка $\Delta_1(0) = 7,5 - 7,8$ мэВ и $\Delta_2(0) = 4,5 - 5,0$ мэВ. Определены соответствующие характеристические отношения 6,1–6,5 и 3,7–4,0, близкие к таковым в $\text{BaFe}_{1-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$.

Зависимости $\Delta_1(T)$ и $\Delta_2(T)$ в 122-Се проходят ниже БКШ-образных функций, однако имеют разный температурный ход: большая щель закрывается с ростом T быстрее, чем малая. Такая форма зависимостей $\Delta_{1,2}(T)$ воспроизводится для различных образцов.

В нормальном состоянии ВАХ контактов сильно нелинейны. Подобная форма воспроизводится, не зависит от нормального сопротивления и площади контакта, числа контактов в стопке. Поскольку вид ВАХ туннельного контакта определяется распределением электронной плотности состояний $N(E)$ вблизи уровня Ферми, можно предположить, что $N(E)$ в селениде $(\text{K},\text{Na})_{0.8}\text{Fe}_{1.6}\text{Se}_2$ также нелинейна, что является следствием особенностей зонной структуры вблизи уровня Ферми.

Трехщелевая сверхпроводимость LiFeAs: прямое экспериментальное наблюдение методом спектроскопии многократных андреевских отражений

Т.Е. Кузьмичева^{1,*}, С.А. Кузьмичев^{2,1,°}, И.В. Морозов³, А.И. Болталин³, А.И. Шилов^{3,1}

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр-т, 53, Москва, 119991.

² Физический факультет, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991.

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

*kuzmichevate@lebedev.ru, °kuzmichev@mig.phys.msu.ru

С помощью спектроскопии эффекта многократных андреевских отражений исследована структура сверхпроводящего параметра порядка железосодержащих пниктидов LiFeAs с критической температурой $T_c \approx 15.0-17.5$ К. Ниже T_c обнаружены как минимум три объемных сверхпроводящих параметра порядка, напрямую определены их величины, характеристические отношения и температурные зависимости, оценена степень анизотропии. Обсуждается возможность присутствия пика плотности электронных состояний вблизи уровня Ферми.

Введение

Сверхпроводящие пниктиды LiFeAs относятся к структурному типу 111 на основе щелочных металлов. LiFeAs обладает умеренной критической температурой до $T_c \approx 17-18$ К в стехиометрическом составе и демонстрирует ряд уникальных свойств (в качестве обзора см. [1]). При дефиците Li или его замещении переходными металлами сверхпроводимость LiFeAs разрушается. На поверхности Ферми сосуществуют два концентрических дырочных цилиндра в Г-точке зоны Бриллюэна и электронные цилиндры в М-точке [1, 2]. В отличие от большинства пниктидов, стехиометрический LiFeAs немагнитен, а нестинг поверхностей Ферми отсутствует.

Из-за наличия активного щелочного металла сверхпроводящие свойства LiFeAs быстро деградируют в присутствии даже следовых количеств воды, кислорода и азота. Сложность работы с LiFeAs обуславливает крайне малое количество экспериментальных данных о свойствах этого соединения, опубликованных в мире на данный момент.

Детали эксперимента

В наших исследованиях использовались монокристаллы LiFeAs, синтезированные методом «раствор в расплаве» [3]. Подготовка и монтаж образцов проводились в перчаточном боксе в атмосфере сухого аргона для предотвращения деградации сверхпроводящих свойств LiFeAs.

Для прямого определения сверхпроводящих энергетических параметров использовался метод спектроскопии эффекта многократных андреевских отражений (incoherent multiple Andreev reflection effect, IMARE) в контактах сверхпроводник – тонкий нормальный металл – сверхпроводник (SnS) с некогерентным транспортом. В контактах с высокой прозрачностью NS-границ ($> 80\%$) IMARE проявляется в виде избыточного тока во всем диапазоне смещений, а также минимумов динамической проводимости $dI(V)/dV$ на смещениях $eV_n(T) = 2\Delta(T)/n$, где Δ – величина сверхпроводящего параметра порядка, $n = 1, 2, \dots$ [4,5]. В случае анизотропной сверхпроводящей щели (расширенный s-тип симметрии) ожидаются дублетные минимумы $dI(V)/dV$, положения которых соответствуют экстремумам $\Delta(\theta)$ – максимальной и минимальной энергии связи куперовских пар в данной зоне в зависимости от угла θ в k-пространстве [6]. Планарные SnS-контакты создавались при 4.2 К с помощью техники «break-junction». Данный метод позволяет локально и напрямую определять величины и температурные зависимости объемных сверхпроводящих параметров порядка. Преимущества и недостатки методики, детали эксперимента подробно описаны в обзоре [6].

Результаты и выводы

Проведены исследования более 100 SnS-контактов в монокристаллах LiFeAs из одной закладки [1, 7].

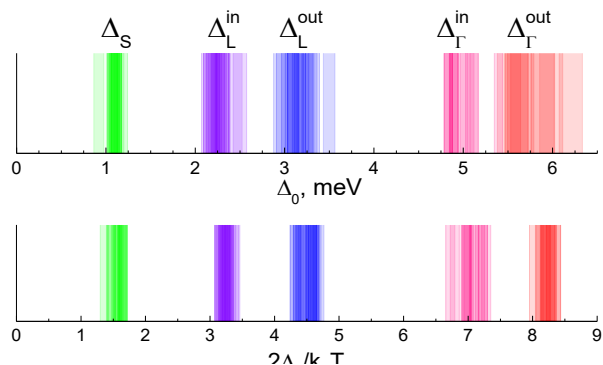


Рис. 1. Гистограммы величин сверхпроводящих энергетических параметров при $T \ll T_c$ по данным исследования SnS-контактов в различных монокристаллах LiFeAs. Интенсивность цвета соответствует вероятности наблюдения величин $\Delta(0)$ и $2\Delta(0)/k_B T_c$.

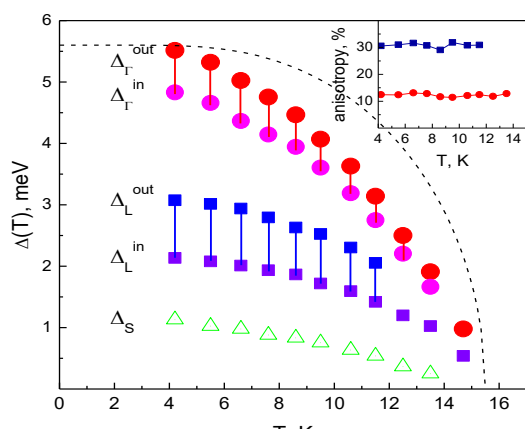


Рис. 2. Температурные зависимости сверхпроводящих энергетических параметров в LiFeAs. Соединенными символами показаны энергетические параметры, предположительно являющиеся экстремумами анизотропных сверхпроводящих щелей Δ_Γ и Δ_L . На вставке приведены температурные зависимости анизотропии большой и средней сверхпроводящей щели

В нормальном состоянии вплоть до $T \sim 80-100$ К $I(V)$ и $dI(V)/dV$ получаемых контактов воспроизводимо демонстрировали сильную нелинейность, вызванную объемными свойствами и не связанную напрямую со сверхпроводимостью. Данная нелинейность может быть следствием пика плотности электронных состояний вблизи уровня Ферми в LiFeAs.

На $I(V)$ -характеристиках ниже T_c наблюдался избыточный андреевский ток и отсутствовала сверхтоковая ветвь, что говорит о реализации IMARE [4, 5]. Андреевские структуры на $dI(V)/dV$ -спектрах соот-

ветствуют как минимум трем сверхпроводящим параметрам порядка. Для большой Δ_Γ и средней Δ_L сверхпроводящих щелей воспроизводимо наблюдались дублетные $dI(V)/dV$ -минимумы, предположительно связанные с анизотропией Δ_Γ и Δ_L в плоскости импульсного пространства. Напрямую определенные при $T \ll T_c$ экстремумы анизотропных сверхпроводящих щелей в среднем составляют $\Delta_\Gamma^{\text{out}} \approx 5.8$ мэВ и $\Delta_\Gamma^{\text{in}} \approx 5.0$ мэВ ($\approx 14\%$ анизотропия), $\Delta_L^{\text{out}} \approx 3.2$ мэВ и $\Delta_L^{\text{in}} \approx 2.2$ мэВ ($\approx 32\%$ анизотропия). Для малой сверхпроводящей щели $\Delta_S \approx 1.2$ мэВ признаков анизотропии не наблюдалось. По данным ARPES [2], большая щель открывается на внутреннем цилиндре поверхности Ферми в Γ -точке, средняя щель – в электронных зонах, а малая – на внешнем Γ -цилиндре.

Разброс значений $\Delta(0)$, наблюдаемый на верхней панели рис. 1, вызван разбросом локальных $T_c \approx 15.0-17.5$ К исследованных SnS-контактов, что может быть связано с локальным дефицитом $\text{Li}_{1.8}$ в контактной области. В то же время, разброс характеристических отношений $2\Delta(0)/k_B T_c$ (нижняя панель рис. 1) значительно меньше, что говорит о скейлинге $\Delta_i(0)$ и T_c в исследованном диапазоне T_c .

Измеренные напрямую температурные зависимости сверхпроводящих щелей (рис. 2) лежат ниже однозонных БКШ-образных функций и типичны для случая умеренного межзонного взаимодействия. Степени анизотропии Δ_L и Δ_Γ остаются примерно постоянными вплоть до T_c .

Литература

1. Т.Е. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev // JETP Lett. 114, 630 (2021).
2. S.V. Borisenko, *et al.* // Symmetry 4, 251 (2012).
3. I. Morozov, *et al.* // Cryst. Growth&Des. 10, 4428 (2010).
4. M. Octavio, *et al.* // Phys. Rev. B 27, 6739 (1983).
5. R. Kümmel, *et al.* // Phys. Rev. B 42, 3992 (1990).
6. S.A. Kuzmichev, Т.Е. Kuzmicheva // Low Temp. Phys. 42, 1008 (2016).
7. Т.Е. Kuzmicheva, *et al.* // JETP Lett. 111, 35 (2020).

Нематические фазы в новых сверхпроводниках и квантовых материалах

А.Ю. Кунцевич^{1, 2,*}

¹ Факультет физики НИУ ВШЭ, ул. Масницкая, 20, Москва, 101000.

² Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.

*alexkun@lebedev.ru

Доклад носит обзорный характер и посвящен нематической сверхпроводимости и родственным явлениям в твердотельных системах. Приводятся основные экспериментальные факты и теоретические модели.

Нематической (иногда в литературе встречается близкое по смыслу понятие страйповой) фазой электронной материи можно назвать такое состояние, при котором в веществе, обладающем достаточно симметричной структурой с осью 3,4 или 6 порядка относительно этой оси возникает ось 2 порядка для электронных свойств.

Экспериментально, примеры подобных явлений наблюдались в режиме дробного квантового эффекта холла в высокочистых квантовых ямах [1], в магнитных свойствах [2], анизотропии критического поля сверхпроводящей системы (нематическая сверхпроводимость) [3-4], оптическом отклике [5].

Как правило, на структурном уровне очень сложно обнаружить отклонения от оси высокого порядка, поэтому сильная анизотропия электронных свойств представляется чем-то необычным и привлекает внимание исследователей.

Представляется, что во всех случаях наблюдения нематических фаз присутствуют две компоненты:

- структурная деформация, задающая направление (как правило, очень малая);
- тенденция электронной системы к нематичности.

Можно выделить несколько теоретических моделей, объясняющих неустойчивость системы относительно образования нематической фазы:

- волны зарядовой [6] или спиновой плотности [7];
- двухкомпонентный характер параметра порядка, как в халькогенидах висмута [Фу-8]

- трехкомпонентный параметр порядка, как в закрученном графене[9]

- и другие

В докладе содержится обзор данных работ.

Литература

1. M.P. Lilly, *et al.* // Physical Review Letters V. 82(2), 394-397 (1999).
2. Y. Yuan, *et al.* // Physical Review Materials V. 2, 114601 (2018).
3. K. Matano *et al.* // Nature Physics, V.12, 852 (2016).
4. Y. Cao *et al.* // Science, V. 372, 264-271 (2021).
5. C. Jin *et al.* // Nature Materials, V. 20, 940-944 (2021).
6. A.A. Koulakov, M.M. Fogler, B.I. Shklovskii // Physical Review Letters. V.76, 499 (1996).
7. A.O. Sboychakov *et al.* // Physical Review B, V. 102, 155342 (2020).
8. L. Fu //Physical Review B, V. 90, 100509 (2014).
9. R.M. Fernandes, J.W.F. Venderbos // Science advances, V. 6, eaba8834 (2020).

Влияние разброса параметров джозефсоновских контактов на динамику активных джозефсоновских антенн

В.В. Курин*, И.А. Шерешевский, Н.К. Вдовичева

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

*kurin@ipmras.ru

В докладе обсуждаются результаты прямого численного моделирования динамики сверхпроводниковых генераторов, представляющих собой открытые волноведущие системы с большим количеством джозефсоновских контактов. Такие системы, называемые нами активными джозефсоновскими антеннами, являются перспективными для генерирования излучения терагерцового диапазона. Основное внимание уделяется изучению влияния разброса критических токов и нормальных сопротивлений джозефсоновских контактов на интенсивность и спектральные характеристики излучения активных джозефсоновских антенн. Обсуждаются также результаты исследования влияния сосредоточенных элементов на интенсивность и направленность излучения.

Введение

Сравнительно недавно [1] нами был предложен новый взгляд на получение когерентного излучения от больших джозефсоновских систем, содержащих, в принципе, неограниченное число контактов и имеющих размеры, существенно превышающие длину волны. Этот взгляд основан на аналогии джозефсоновских систем с лазерами, где джозефсоновские контакты играют роль искусственных атомов, взаимодействующих с модой тока внешней открытой электродинамической системы, излучающей в открытое пространство. Поскольку для подобных систем условием когерентной работы индивидуального контакта над полем является только правильная фазировка напряжения на контакте с модой тока в точке расположения контакта, можно ожидать, что такие системы будут масштабируемы с увеличением размера и числа контактов. Кроме того, отток энергии из-за излучения электродинамической системы в открытое пространство препятствует насыщению нелинейности индивидуальных джозефсоновских контактов, имеющих малый динамический диапазон.

Наиболее перспективной системой предлагаемого сорта является электродинамическая система с бегущей волной, например линия передачи, замкнутая в кольцо и содержащая эквидистантно расположенные джозефсоновские контакты. Бегущая волна в линии обеспечивает идентичность электродинамических условий, в которых находятся контакты. Для линий с бегущей волной может быть развита простая теория, типа теории самосогласованного поля, аналитически описывающая устано-

вившиеся режимы. Такие системы были названы нами активными джозефсоновскими антеннами бегущей волны. Численное моделирование систем подобного типа [2] продемонстрировало высокую эффективность и хорошую направленность излучения, и, кроме того, было показано, что режимы с преобладающей бегущей волной реализуются даже в резонаторах, типа отрезков линий передач.

Влияние разброса критических токов

Настоящий доклад посвящен изучению влиянию разброса нормальных сопротивлений и критических токов на интенсивность и направленность излучения активных джозефсоновских антенн. С точки зрения физики лазеров этот вопрос аналогичен влиянию неоднородного уширения на динамику.

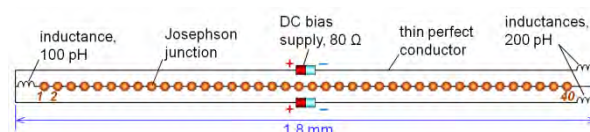


Рис. 1. Схема моделируемой джозефсоновской антенны. Количество активных контактов в разных вариантах моделирования изменялось от 40 до 80

Моделировалась система, аналогичная рассмотренной в [2] и схематически изображенная на Рисунке 1. Она представляет собой отрезок трехпроводной копланарной линии, в средний электрод которой встроены джозефсоновские контакты. В боковые электроды встроены батареи, обеспечивающие смещение контактов по постоянному току, и согласующие индуктивности. Динамика джозефсонов-

ских контактов описывалась резистивно-шунтированной моделью с малой емкостью,

$$\frac{\Phi_0}{2 R_J} \frac{d}{dt} + I_c = I,$$

где Φ_0 – джозефсоновская фаза, Φ_0 – квант потока, R_J , I_c – сопротивление и критический ток джозефсоновского контакта. Эта модель характеризуется двумя параметрами, которые по технологическим причинам могут быть разными у разных контактов. Для задания разброса параметров использовались квазислучайные числа с равномерным распределением в окрестности некоторого среднего значения с шириной, задаваемой в процентах от среднего значения.

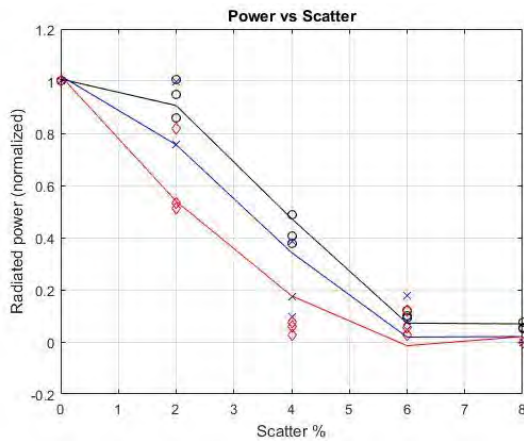


Рис. 2. Интенсивность излучения в зависимости от величины разброса критических токов для различного полного числа контактов. Аппроксимационные линии проведены по экспериментальным точкам по методу наименьших квадратов. $N_J = 80$ – черная кривая (экспериментальные точки – черные кружки); $N_J = 60$ – синяя кривая (синие крестики); $N_J = 40$ – красная кривая (красные ромбы)

Средние значения составляли $I_c = 2.5$ мА, $R_J = 0.5$ Ом. Моделировались системы с различным числом контактов, $N_J = 40, 60, 80$, и оценивалось влияние разброса на интенсивность и направленность излучения. Для каждого фиксированного числа контактов и для фиксированного разброса рассчитывались по три реализации случайных ансамблей джозефсоновских контактов, как для разброса критических токов, так и для разбросов нормальных сопротивлений. Здесь мы приведем ре-

зультаты моделирования систем с разбросом критических токов. Влияние разброса нормальных сопротивлений качественно подобно.

Результаты моделирования суммированы на Рисунке 2, где различными символами (кружками, крестиками и ромбами) изображены мощности излучения систем с $N_J = 40, 60, 80$ соответственно для 3 различных реализаций случайных критических токов с одинаковым распределением разбросов. По горизонтальной оси отложена относительная ширина распределения. Через экспериментальные точки проведены аппроксимирующие кривые, построенные по методу наименьших квадратов, которые дают зависимость средних по ансамблю мощностей излучения. Видно, что в среднем разброс параметров уменьшает интенсивность интегрального излучения. Детальное исследование показывает, что уменьшение излучения с ростом разброса связано с уменьшением, в среднем, числа контактов, находящихся в синхронизме с модой тока.

Обращает на себя внимание то, что влияние одного и того же относительного разброса критических токов тем слабее, чем больше число контактов в системе. Как показывает анализ, это связано с ростом амплитуды моды тока при увеличении числа контактов и соответственным ростом ширины области захвата в синхронизм. Масштабирование горизонтальной оси на Рисунке 2 показывает, что приблизительный скэйлинг влияния относительного разброса параметров с ростом числа контактов, есть $D/\sqrt{N_J}$, где D – дисперсия распределения критических токов.

Работа поддержана РФФ, грант 20-42-04415.

Литература

1. V.V. Kurin, N.K. Vdovicheva, and I.A. Shereshevskii, Josephson Traveling-Wave Antennas // Radiophys. Quantum Electron., V. 59, No. 11, P. 922–936 (2017).
2. M.A. Galin, I.A. Shereshevsky, N.K. Vdovicheva, and V. V. Kurin, Coherent radiation of active Josephson traveling-wave antennas // Supercond. Sci. Technol., V. 34, 075005 (2021).

Кюри-вейссовское поведение магнитной восприимчивости выше температуры резистивного перехода в гидридах при сверхвысоком давлении

Л.С. Мазов

ФИЦ «Институт прикладной физики РАН», Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*mazov@ipmrasl.ru

Проведен детальный анализ доступных кинетических и магнитных данных по гидридам при сверхвысоком давлении выше температуры наблюдаемого резистивного перехода и спада намагниченности. Показано, что линейный рост электросопротивления, характерный для зависимости Блоха-Грюнаизена в этом диапазоне ($\theta_b \sim 2000\text{-}5000\text{ K}$) и кюри-вейссовский характер магнитной восприимчивости указывают на парамагнитное состояние, характерное для локальных магнитных моментов в системе. и магнитный (а не сверхпроводящий!) характер резистивного перехода при $T \sim 200\text{ K}$.

Введение

Как известно, для получения твердой металлической фазы водорода требуется сверхвысокое статическое давление ($\sim 500\text{ ГПа}$). Условия смягчаются для ряда гидридов [1]. В [2] была предпринята попытка реализовать эти эффекты в системе с водородным соединением H_2S , которое является более стабильным. Согласно их измерениям, резистивная кривая в нормальном состоянии имеет линейный характер по температуре, что характерно для металлов, а при $T \sim 200\text{ K}$ электрическое сопротивление начинает резко уменьшаться - наблюдается резистивный переход. В их работе температура резкого спада сопротивления отождествлялась с началом перехода в СП состояние. Однако форма резистивной кривой с перегибом в области перехода указывает на возможность дополнительного перехода. В нашей работе [3] было высказано предположение, что верхняя часть резистивного перехода связана с магнитным (типа AF SDW) фазовым переходом в системе.

Магнитный вклад в сопротивление в гидридах при высоких давлениях

Магнитный вклад в сопротивление можно оценить из полного сопротивления путем вычитания фонного вклада (кривая Блоха-Грюнаизена (BG)). Это напоминает картину, наблюдаемую в оксидах меди [5] и пниктидах (селенидах) железа. Хотя чистое железо, как известно, является ферромагнетиком (ФМ), атомы железа в пниктидах (селенидах) оказываются упорядоченными антиферромагнитно

(АФ), что приводит к существованию динамического АФ-упорядочения во всем интересующем диапазоне температур (или давлений) (см. [3]). Такая же ситуация, по-видимому, наблюдается и в металлическом гидриде серы [4]. Так, уменьшение сопротивления, наблюдаемое в [2] при $T \sim 200\text{ K}$ (рис.1), может быть связано с появлением в водородной подсистеме планарной модулированной магнитной структуры (типа АФ волны спиновой плотности (ВСП)) (см. [3,5]). На магнитный характер перехода, начиная с $T \sim 200\text{ K}$, указывает также анизотропия ЯМР в ортогональных направлениях.

Частичная диэлектризация поверхности Ферми в гидридах при высо-ких давлениях

Это поведение довольно типично для систем с частичной диэлектризацией поверхности Ферми (см., напр., [7]). В такой системе при уменьшении T сна-

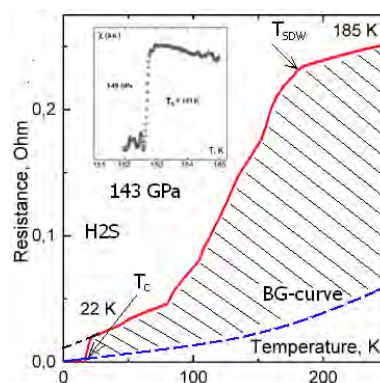


Рис. 1. Температурная зависимость электросопротивления и магнитной восприимчивости (на вставке) для сероводорода при сверхвысоких давлениях [6, 8]

чала происходит диэлектрический (включая АФ ВСП) фазовый переход, причем его термодинамика такая же, как и для сверхпроводника [7]). Естественным следствием является рост плотности состояний, которая возникает в узком диапазоне энергий вблизи краев диэлектрической (ВСП) щели (псевдощели) из-за удаления электронных состояний из области энергий этой щели (уже сформированной в нормальном состоянии). Конечно, для изучения магнитной природы диэлектрического фазового перехода в нормальном состоянии в гидридах необходимы дополнительные усилия.

Парамагнетизм и линейность электросопротивления в гидридах при высоких давлениях

Что касается спада намагниченности [2] при ~ 200 К, то ранее в CuCl и в YCaBaCuFeO тоже наблюдался «аномальный диамагнетизм» [6]. С другой стороны, фактом, свидетельствующим в

пользу магнитной природы спада магнитной восприимчивости в сероводороде при высоких давлениях (см. вставку на рис.1), является рост этой величины при уменьшении температуры в области температур выше ее резкого спада. Такое поведение характерно для парамагнитной восприимчивости, подчиняющейся закону Кюри-Вейсса за счет локальных магнитных моментов (ЛММ) в системе. Эти ЛММ в системе приводят также к магнитному рассеянию электронов проводимости в системе и т.о. магнитному вкладу в электросопротивление (дополнительному к фоновому, определяемому зависимостью Блоха-Грюнайзена [БГ] (пунктир на рис.1), в пренебрежении остаточным сопротивлением). Как известно, ввиду хаотичности флуктуаций ЛММ, магнитный вклад в электросопротивление не зависит от температуры и его величина может быть получена вычитанием фононного (БГ) и независящего от температуры остаточного сопротивления (рис.1).

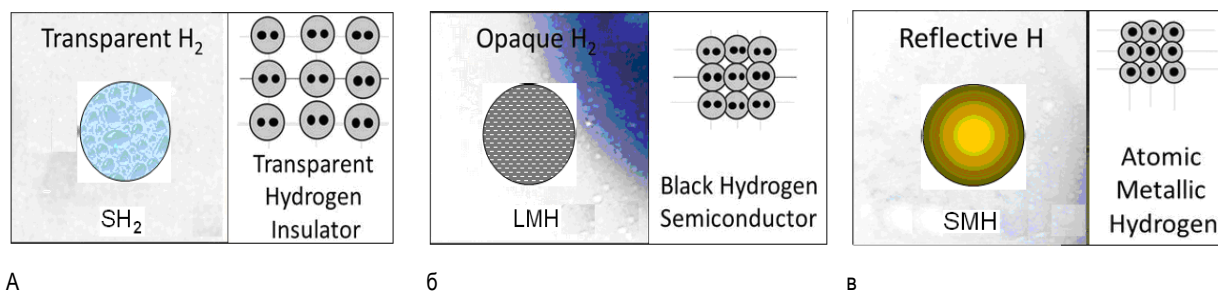


Рис. 2. Схематическая иллюстрация эволюции отражательной способности водорода с давлением (см., [7] и ссылки там)

Обсуждение и выводы

Представленные выше результаты позволяют разрешить противоречие возникшее в связи с обсуждением вопроса о существовании ВТСП в гидридах при высоких давлениях [2, 3, 8]. Как следует из анализа представленных выше данных, резистивный переход при $T \sim 200$ К является по природе магнитным (типа АФ ВСП) [5], а не сверхпроводящим, как это рассматривается в работе [2]. На это указывает сравнительный анализ резистивных и магнитных данных, а также данных по ЯМР для этих систем [6]. Спад сопротивления является результатом «отключения» рассеяния электронов проводимости на ЛММ (амплитудных флуктуациях локальной спиновой плотности) при температурах ниже резистивного перехода. Однако, в отличие от купратов и пниктидов, остаточный магнитный вклад сохраняется до $T \sim 40$ К, где возможен реальный сверхпроводящий переход. Такая картина не

согласуется с выводами о фононной природе резистивного перехода [2]. АФ-упорядочение в системе возникает как следствие предсказанного ферромагнетизма чистого металлического водорода при таких высоких давлениях [4, 6, 7]. Сообщение о получении металлического водорода были представлены недавно (см., напр., [6]) (рис. 2).

Литература

1. N.W.Ashcroft // Phys.Rev.Lett. V.21, 1748 (1968).
2. A.P.Drozdov et al. // Nature V.525, 73 (2015).
3. L.S.Mazov // arXiv: 1510.00123 (2015).
4. J.E.Hirsch // Phys.Lett. V.141, 191 (1989).
5. Л.С. Мазов // ФНТ Т.17, 1372 (1991).
6. L.S.Mazov // Euro.Phys.J. V.85, 08003 (2018).
7. Л.В.Келдыш, Ю.В.Копяев // ФТТ Т.6,354 (1964)
8. J.E. Hirsch & F.Marsiglio // Physica C V.584, 1358866 (2021).

О природе и ключевой роли псевдощели в ВТСП. 30 лет спустя

Л.С. Мазов

ФИЦ «Институт прикладной физики РАН», Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*mazov@ipmrasl.ru

Представлен краткий обзор работ по исследованию псевдощелевого состояния в ВТСП-купратах. Показано, что это состояние обусловлено магнитным (АФ ВСП) фазовым переходом, обнаруженным нами в 1991 г. Рост T_c происходит за счет двух механизмов: 1) рост плотности состояний на краях псевдощели (Келдыш-Копаяев) и 2) обмен виртуальными СТ-экситонами в страйп-наноструктуре (планарный «сэндвич Гинзбурга») в CuO_2 -плоскости (Литтл-Гинзбург).

Введение

В недавно опубликованном обзоре [1] о проблеме псевдощели в ВТСП-купратах собран обширный материал по физическим свойствам этих материалов. Однако, как прямые исследования щелевых особенностей в электронном спектре, так и косвенные исследования с помощью эффекта Нернста не позволили однозначно определить природу псевдощели и ее роль в достижении ВТСП в купратах. Аналогичная ситуация наблюдается и в поиске новых, адекватных теорий появления псевдощели и вообще ВТСП в купратах [2]. Здесь представлен 30-летний обзор данных, однозначно устанавливающих природу и роль псевдощели в ВТСП-купратах.

Природа псевдощели в ВТСП

Псевдощель (PG) в допированных купратах – это энергетическая щель, возникающая на симметричных участках поверхности Ферми (ср. «дуги Ферми» [1]) (рис.1) при магнитном (AF SDW) фазовом переходе (ФП) [3,4] (рис.2б) за счет ($e-h$)-спаривания в нормальном состоянии купратов. Остальная часть поверхности Ферми остается свободной для сверхпроводящего ($e-e$)-спаривания ($T_c < T_m = T^*$), так что при $T < T_c$ PG-щель сосуществует со сверхпроводящей (SC) щелью (SDW+SC). Результат [3,4] был получен на основе детального анализа доступных в то время магниторезистивных данных для совершенных монокристаллов ВТСП (рис.2б). Затем выводы только подтверждались в последующих экспериментах (см., напр. наш мини-обзор, открывающий книгу [5]). В 1997 г. к аналогичному выводу об AF SDW в нормальном состоянии купратов пришел R.A.Klemm [6] из группы А.А.Абрикосова в ANL на основании анализа данных ряда других экспериментов. Этот магнитный переход начинается при $T < T_{SDW}^{onset}(H) \approx T^*(H)$ и

заканчивается при $T_{SDW}^{order}(H) \geq T_c^{onset}(H)$. Этот результат для купратов был экспериментально подтвержден только недавно [7] (рис.2а). Ввиду несоизмеримости с постоянной решетки, ВСП сопровождается ВЗП с половинным периодом и, следовательно, волной плотности (ВП). Важной особенностью этой структуры является ее динамический (флуктуирующий с частотой ~ 1 ТГц) характер. Поэтому ее детектирование возможно только быстрыми и локальными методиками. Поэтому прямые свидетельства магнитного перехода в PG-состоянии купратов с помощью рассеяния поляризованных нейтронов были получены только в 2006 г. (см. [8]) (рис. 2в).

Ключевая роль псевдощели в ВТСП

Последующий анализ показал, что поведение купратов может быть описано в рамках известной мо-

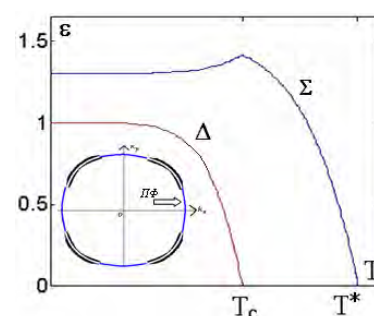


Рис. 1. Диэлектрическая щель (псевдощель) на части поверхности Ферми в нормальном состоянии ВТСП [8]

дели фазового перехода металл-диэлектрик (Келдыш, Копаяев, 1964) в системах с сосуществованием диэлектрического ($e-h$) и сверхпроводящего ($e-e$) спаривания. При понижении температуры первым происходит диэлектрический переход (рис.1) с образованием при $T = T^*$ диэлектрической щели (псевдощели) на симметричных участках поверх-

ности Ферми (вставка на рис.1). Роль псевдощели является ключевой и состоит, во-первых, в росте плотности состояний на ее краях и, следовательно, в умеренном росте критической температуры сверхпроводящего перехода T_c в системе [9]. Причем имеется «сильная корреляция» этих температур - подавление T^* влечет за собой понижение T_c , исчезновение псевдощели приводит к подавлению ВТСП. Термодинамика такого диэлектрического перехода аналогична термодинамике сверхпроводника (SC) [9]. Во-вторых, в псевдощелевой фазе (область магнитного (AF SDW) фазового перехода в CuO_2 -плоскости) формируется страйп-наноструктура, геометрические и оптические параметры которой лежат в области оптимальных параметров «сэндвича Гинзбурга» (в поперечном сечении). И, т.о., псевдощелевое состояние создает возможность резкого роста T_c за счет экситонного механизма Литтла-Гинзбурга. Кроме того, концепция псевдощели (частичная диэлектризация поверхно-

сти Ферми [9]) в нормальном состоянии системы предвосхитила принципиальные особенности наблюдаемого (так называемого "аномального") поведения ВТСП-купратов: две D- и SC-щели при $T < T_c$, спад T^* и максимум в зависимости T_c от концентрации носителей и давления, подавление T_c немагнитными примесями, и т.д.

Использование в нашем анализе фундаментальной зависимости Блоха-Грюнауизена, наблюдаемой для всех металлов, включая магнитные (см., напр., [3,5]), устраняет «сложность и запутанность, возникающие при объяснении вопросов, связанных с природой этого уникального явления» [1] (псевдощели в купратах). Эта зависимость позволяет явно разрешить магнитный и сверхпроводящий переходы в поперечном магнитном поле и корректно получить все критические параметры оптимально допированных купратов без дополнительных приближений (допущений).

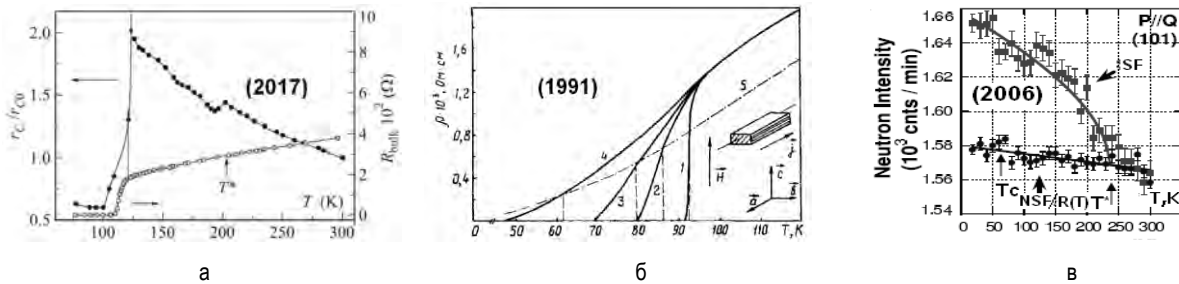


Рис. 2. Псевдощелевая область в нормальном состоянии ВТСП. а) электронно-топологический переход Лифшица [7]; б) магнитный (АФ ВСП) фазовый переход б) (электроны проводимости [3]); в) (поляризованные нейтроны [8])

Обсуждение и выводы

Представленные выше результаты демонстрируют, что свидетельства магнитного (типа АФ ВСП) фазового перехода в нормальном состоянии купратов с образованием энергетической щели (псевдощели) на части поверхности Ферми, полученные нами в 1991 г., позволяют однозначно и самосогласованно объяснить поведение допированных купратов на (H,T) -плоскости. Рост плотности состояний на краях этой щели приводит к умеренному росту T_c . Кроме того, появление в псевдощелевом состоянии страйп-наноструктуры в CuO_2 -плоскости, с геометрическими и оптическими параметрами, близкими к оптимальным параметрам сэндвича Гинзбурга, приводит к резкому росту T_c за счет мобильных, планарных экситонов с переносом заряда (СТ-экситонов). Затяжная дискуссия в литературе о природе и роли псевдощели в купратах, связана,

в частности, с игнорированием магнитной природы этих ВТСП-соединений.

Литература

1. С.И.Веденеев // УФН Т.109, 938 (2021).
2. J.Zaanen // Nature Phys. V.2, 138 (2006).
3. Л.С. Мазов // ФНТ Т.17, 1732 (1991).
4. L.S. Mazov // Progress in HTSC, v.32 (WS, Singapore, 1992), P.635-641.
5. L.S. Mazov // in Superconductivity Research at the Leading Edge (Ed. P.S.Lewis, Nova Sci. Publ., Inc., NY, 2004), pp.1-27.
6. R.Klemm // Int.J.Mod.Phys. B V.12, 2920 (1998).
7. В.И.Соколенко, В.А.Фролов // Письма в ЖЭТФ Т.105, 621 (2017).
8. В.Fauque // Phys.Rev.Lett. V.96, 197001 (2006).
9. Проблема ВТСП (под ред. В.Л. Гинзбурга, Д.А.Киржница, М.. Наука, 1977. – 400 с.).
10. L.S. Mazov // J.Supercond..NM. V.20, 579 (2007).

Фемтосекундная динамика псевдощелевой фазы оксидов меди

Л.С. Мазов

ФИЦ «Институт прикладной физики РАН» Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*mazov@ipmrasl.ru

На основании имеющихся результатов фемтосекундных исследований динамики оптических свойств оксидов меди в широком диапазоне энергий (0,5–2 эВ) проведен детальный анализ их поведения в псевдощелевой (PG) фазе. Показано, что полученная картина согласуется с моделью фазового перехода металл-диэлектрик Келдыша-Копаяева, которая реализуется в купратах как магнитный (AF SDW) фазовый переход в CuO_2 -плоскости с энергетической щелью (PG-щелью) на симметричных участках поверхности Ферми. Рост плотности состояний на краях этой PG-щели приводит к умеренному росту T_c . Резкий рост T_c обусловлен экситонным механизмом ВТСП Литтла-Гинзбурга (за счет мобильных, планарных СТ-экситонов с энергией $\sim 2\text{эВ}$) в страйп-наноструктуре в CuO_2 -слоях этих соединений.

Введение

Хотя динамика псевдощелевой фазы в нормальном состоянии оксидов меди ниже температуры открытия псевдощели T^* изучается более тридцати лет, она остается горячей темой в физике конденсированного состояния до сих пор (см., напр., [1, 2]). Однако, несмотря на множество экспериментальных данных, современные теории не могут однозначно объяснить природу псевдощелевой фазы, и вопрос остается открытым [1,2]. Ранее нами было продемонстрировано, что в псевдощелевой фазе возникает как волна зарядовой, так и спиновой плотности, несоизмеримые с постоянной решетки, а значит, и волна плотности (модуляция решетки) [3,4]. В результате ниже температуры начала этого перехода в проводящих CuO_2 -слоях легированных оксидов меди образуется планарная наноструктура, состоящая из периодически чередующихся проводящих (зарядовых) и полуизолирующих (спиновых) страйпов. Принципиальной особенностью псевдощелевой фазы оксидов меди купратов является её динамический (флуктуационный) характер с характерным временем ~ 1 пс. Из-за динамической природы этой наноструктуры детальное изучение ее электронных и оптических свойств возможно только с использованием локальных и быстрых методов.

Временные масштабы процессов термализации в оксидах меди

Появление в последнее время сверхбыстрых лазерных источников с ультракороткими, когерентными и перестраиваемыми световыми импульсами с длительностью от нескольких до нескольких сотен фемтосекунд [1] дает новую возможность более

детально изучить ключевую динамику оксидов меди. Изучение процессов термализации, характеризующихся различными временными шкалами, может выявить взаимодействие между различными степенями свободы, такими как колебания решетки, магнитные возбуждения и т. д., которые сильно взаимосвязаны в частотной области (см. рис.1).

Фемтосекундная динамика PG-фазы

Сверхбыстрая динамика фазы псевдощели (PG) изучалась методом накачки-зондирования с временным разрешением с параметрами на рис. 2б, хотя переходные сигналы, связанные с PG, зависят от энергии и поляризации зондирующего луча.

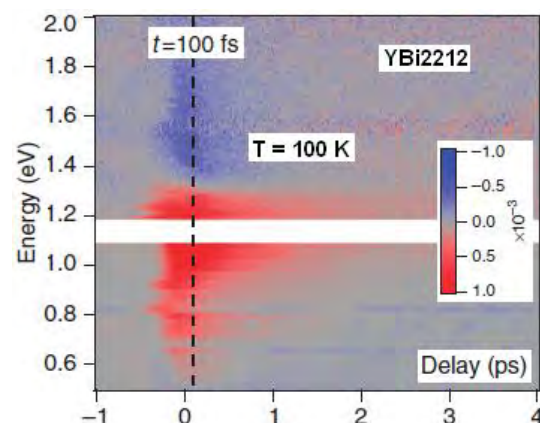


Рис. 1. Фемтосекундная динамика оптических свойств псевдощелевой фазы оксидов меди. [6]

был получен эффект двойной смены знака относительной отражательной способности. Смена знака происходит при энергии $\sim 1,1$ эВ, время релаксации в области отрицательных значений (PG-фаза) ~ 500 фс, а выше T^* время релаксации около $\sim 0,8$ пс, что является типичным болометрическим эффектом в

металле. Такая картина согласуется с результатами резистивного анализа [3,4]. Ниже T_c одновременно регистрировались два различных сигнала, что свидетельствует о сосуществовании состояний PG (AF SDW) и СП (1, 6,7).

Однако временное разрешение ~ 100 фс не позволяет широкополосным (0,5-2 эВ) экспериментам напрямую исследовать возможные эффекты запаздывания сверхбыстрого электрон-бозонного взаимодействия. Эксперимент по нестационарной отражательной способности, сочетающий использование чрезвычайно коротких световых импульсов (9-13 фс) с широким доступным спектральным окном, простирающимся от инфракрасной до видимой области (0,75-2,4 эВ), позволяет импульсивно увеличить кинетическую энергию небольшой части носителей заряда, в то время как второй широкополосный импульс исследует мгновенную скорость оптического рассеяния, индуцируя оптические пе-

реходы носителей заряда с участием бозонов в зоне проводимости [1]. Отсюда следует, что динамика носителей заряда в зоне проводимости может быть эффективно описана взаимодействием с короткодействующими АФ-флуктуациями на временном масштабе ~ 16 фс. Такой вывод действительно согласуется с картиной, следующей из резистивных данных, приведенных в [3,4].

Временной масштаб релаксации высокоэнергетических электронных возбуждений и динамики рекомбинации квазичастиц через электрон-электронное, электрон-фононное или электрон-спиновое рассеяние позволяет выявить наиболее важные взаимодействия в системе - возникновение кооперативных явлений, вызванных возбуждениями решетки и тонкое взаимодействие между квазичастицами и бозонными коллективными возбуждениями из-за различных временных масштабов и спектральных характеристик.

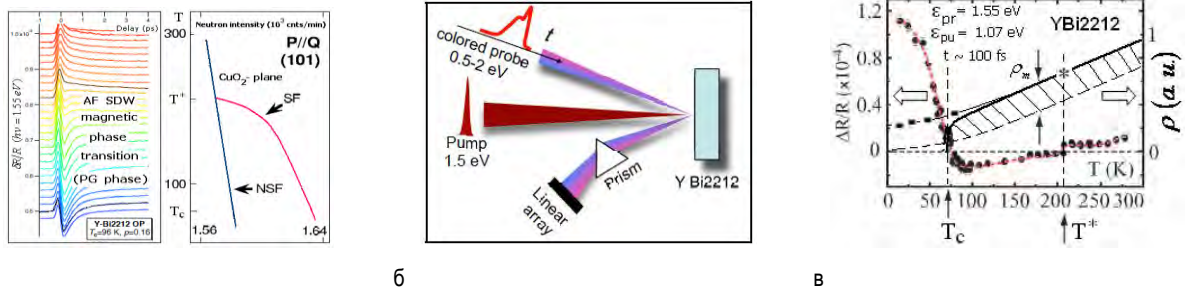


Рис. 2. Псевдощелевая фаза купратов: а) сверхбыстрые оптические [7] и нейтронные [5] характеристики; б) схема оптической установки [6]; в) сверхбыстрые оптические [7] и магниторезистивные [3,4] характеристики

Обсуждение и выводы

Таким образом, псевдощелевая фаза в купратах соответствует модели фазового перехода металл-диэлектрик Келдыша-Копаяева с частичной диэлектризацией ПФ. Он реализуется в купратах как магнитный (АФ ВСП) фазовый переход, (электронно-топологический переход Лифшица), имеющий динамическую природу. Рост T_c в этой модели обусловлен увеличением плотности электронных состояний на краях ВСП-диэлектрической щели (псевдощели). С другой стороны, в результате магнитного (АФ SDW) фазового перехода в CuO_2 -плоскостях формируется страйп-наноструктура, которая служит «сэндвичем Гинзбурга» (в планарной геометрии). Повышение T_c в такой модели связано с сохранением в полуизолирующих, спиновых страйпах в CuO_2 -плоскости мобильных, планарных СТ-экситонов с характерной энергией ~ 2 эВ.

Литература

1. C. Giannetti *et al.* // *Advance in Phys.*
2. С.И.Веденеев // УФН Т.109, 938 (2021).
3. Л.С.Мазов // ФНТ Т.17, 1372 (1991).
4. L.S. Mazov // *Phys.Rev. B V.70, 054501* (2004).
5. В.Fauque // *Phys.Rev.Lett. V.96, 197001* (2006).
6. F. Cilento *et al.* // arXiv: 1303.2893.
7. S. Dal Conte *et al.* // *Science V. 335, 1600* (2012).
8. Y.H. Liu *et al.* // arXiv: 0802.2994.
9. Проблема ВТСП (под ред. В.Л.Гинзбурга и Д.А.Киржница, М., Наука, 1977 г. – 400 с.)
10. L.S.Mazov // *Int.Conf.on Ultrafast Opt.Sci. (Lebedev Inst., Moscow, 2021) Book of Absrt., 87.*

Влияние отжига на критический ток сверхпроводящих YBCO мостиков, пересекающих бикристаллическую границу

Д.В. Мастеров*, С.А. Павлов, А.Е. Парафин

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

*masterov@mail.ru

В работе представлены результаты исследования влияния отжига на критический ток YBCO джозефсоновских контактов, получаемых методом задающей маски на бикристаллической подложке. Обнаружено сильное, более чем в два раза, увеличение критического тока джозефсоновского контакта. Это открывает возможности по управлению ВАХ джозефсоновских контактов.

Введение

Для достижения высокой чувствительности широкополосных детекторов гигагерцового диапазона необходимо подбирать оптимальные параметры плотности критического тока (J_c) и сопротивления (R_n) джозефсоновских контактов в нормальном состоянии [1]. В настоящей работе исследовалась возможность управления величиной J_c джозефсоновских контактов, изготовленных на бикристаллических подложках $Zr_{1-x}Y_xO_2$ (YSZ – фиаанит) с симметричной границей и углом разориентации 24° в плоскости [001].

Методика эксперимента

YBCO-мостики изготавливались следующим образом. Первоначально на исходную бикристаллическую подложку YSZ методом лазерного напыления наносился подслоя эпитаксиального диоксида церия. Затем на подложке методом задающей маски (ЗМ), который подробно описан в наших предыдущих работах (см., например, [2]), формировалось три ряда по десять мостиков. Ширина мостиков: 3; 5; 7; 10 и 50 мкм. Первый и третий ряды были расположены на монокристаллических частях подложки («берегах»). Мостики среднего (второго) ряда пересекают бикристаллическую границу и, таким образом, включают область слабой связи, с пониженными величинами T_c и J_c . Напыление пленки YBCO методом магнетронного напыления проходило в два этапа. После первого напыления толщина пленки составила 100 нм, после второго – 200 нм. Метод ЗМ позволяет изучать зависимость электрофизических параметров мостиков с фиксированными размерами от толщины пленки YBCO, так как топологический рисунок структуры определяется при формировании ЗМ перед первым напы-

лением YBCO и при последующих напылениях не изменяется [3].

После каждого напыления YBCO проводились отжиги полученной структуры при температуре $T = 500^\circ\text{C}$ при давлении кислорода 27 Па в течение 5 мин. После чего в камеру отжига напускался кислород до атмосферного давления, и структура остывала до комнатной температуры. Измерения величины J_c мостиков при температуре $T = 77\text{ K}$ проводились как непосредственно после напыления YBCO, так и после отжигов.

Результаты

На Рис.1 представлено изображение во вторичных электронах одного из мостиков исследуемой структуры. Пленка YBCO имеет развитый рельеф поверхности в ней, присутствуют преципитаты CuO и Y_2O_3 , что характерно для пленок с высокими электрофизическими характеристиками.

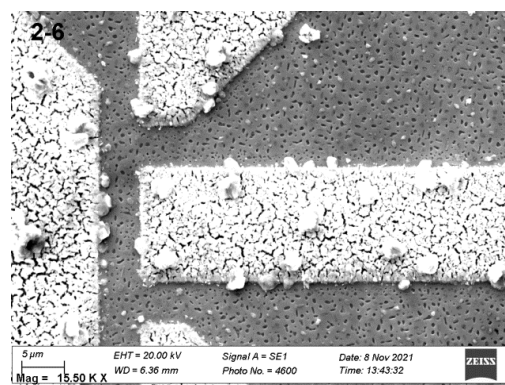


Рис. 1. YBCO-мостик шириной 5 мкм, полученный методом ЗМ

В Табл. 1. представлены величины критического тока и плотности критического тока для трех мо-

стиков разной ширины, пересекающих бикристаллическую границу. Видно, что повышение критического тока при используемых режимах отжига очень существенно - может быть пятикратным для мостиков 5 и 7 мкм и составляет минимум 25% для мостика 50 мкм после второго напыления. Полученные величины критического тока $1,25 \cdot 10^5$ А/см² для мостиков шириной 5 и 7 мкм сопоставимы с лучшими мировыми результатами для джозефсоновских контактов на бикристаллических подложках с такой разориентацией [4].

Таблица 1. Характеристики мостиков шириной 7, 10 и 50 мкм, пересекающих бикристаллическую границу

Операция	Крит. ток, мА / Плотность крит. тока, 10 ⁵ А/см ²		
	7	10	50
1-е напыление	0,150 / 0,21	0,175 / 0,18	1,1 / 0,22
Отжиг	0,750 / 1,07	1,0 / 1,0	2,8 / 0,56
2-е напыление	1,0 / 0,71	1,5 / 0,75	5,6 / 0,56
Отжиг	1,75 / 1,25	2,5 / 1,25	7,0 / 0,7

В Табл. 2 для сравнения представлены величины критического тока контрольных мостиков, расположенных вне бикристаллической границы.

Таблица 2. Характеристики мостиков шириной 5 и 7 мкм, вне бикристаллической границы

Операция	Крит. ток, мА / Плотность крит. тока, 10 ⁶ А/см ²	
	5	7
1-е напыление	24 / 4,8	34 / 4,9
Отжиг	27 / 5,4	40 / 5,7
2-е напыление	47 / 4,7	66 / 4,7
Отжиг	48 / 4,8	69 / 4,9

Видно, что влияние отжигов на эти мостики гораздо менее значительно – максимум 16% для мостика

шириной 7 мкм. Причем после второго напыления YBCO, как плотность критического тока мостиков, так и степень влияния на нее отжига уменьшаются. Отметим, что абсолютные значения плотности критического тока мостиков $\sim 5 \cdot 10^6$ А/см² при T = 77 К высоки.

Кроме того, было обнаружено влияние отжига и на величину R_n джозефсоновских контактов. Однако этот вопрос в настоящий момент требует более детальной проработки.

Выводы

Обнаружено сильное влияние отжига на параметры YBCO мостиков, пересекающих бикристаллическую границу. Критический ток такого джозефсоновского контакта в результате отжига может возрастать в несколько раз, тогда как критический ток мостиков, расположенных вне бикристаллической границы изменяется слабо. Это открывает возможности по управлению ВАХ джозефсоновских контактов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-79-10384.

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

Литература

1. V.V. Pavlovskiy, I.I. Gundareva, O.Y. Volkov *et al.* // Appl. Phys. Lett, V. 116, 082601 (2020).
2. D.V. Masterov, A.E Parafin, L.S. Revin *et al.* // SUST, V. 30, 025007 (2017).
3. Д.В. Мастеров, С.А. Павлов, А.Е. Парафин *и др.* // ЖТФ, Т. 90, 1677 (2020).
4. H. Hilgenkamp, J. Mannhart // Rev. Mod. Phys., V. 74, 485 (2002).

Особенности эпитаксиального роста YBCO при осаждении в локальные окна в задающей маске

Д.В. Мастеров, С.А. Павлов, А.Е. Парафин*

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

*parafin@ipmras.ru

Представлены результаты исследования эпитаксиальных пленок YBCO, полученных методом лазерного распыления, при осаждении YBCO в локальные окна задающей маски. Проведены исследования морфологии поверхности полученных структур методом электронной микроскопии, измерены электрические характеристики сверхпроводящих мостиков: температура сверхпроводящего перехода и плотность критического тока.

Введение

При изготовлении электронных приборов на основе пленок высокотемпературного сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ (YBCO) приходится учитывать противоречие между сверхпроводящими свойствами и морфологией пленки. Пленки YBCO с лучшими электрофизическими характеристиками, как правило, содержат крупные структурные дефекты различных типов, не позволяющие формировать из таких пленок элементы схемы микронного и субмикронного размеров. Компромисс в данном случае достигается тем, что используются пленки с приемлемой морфологией, но имеющие пониженные электрофизические параметры.

Авторами предложен и развивается метод задающей маски (ЗМ) для изготовления планарных структур на основе пленок YBCO. По сравнению с другими методами получения YBCO-структур данный метод имеет ряд преимуществ, описанных в работах [1-5]. Важное преимущество - возможность формировать заданную топологию YBCO структуры с бездефектными областями микронных размеров в нужных местах при сохранении высоких электрофизических параметров сверхпроводника.

Технология формирования YBCO структур методом задающей маски

Принципиальной особенностью метода ЗМ является осаждение YBCO на заключительном этапе изготовления структуры в локальные области. Для этого предварительно на подложке создается топология требуемой структуры - задающая маска, в которой вскрыты локальные окна. В локальных окнах при осаждении YBCO растет сверхпровод-

ник, на поверхности маски формируется изолирующая область. В процессе исследований были использованы следующие варианты маски, задающей топологию структуры. 1. Однослойная маска - аморфный оксид церия толщиной 1.5 мкм, осаждаемый при комнатной температуре на подложку из сапфира с эпитаксиальным подслоем церия. 2. Двухслойная маска - сначала на подложку из сапфира напыляется аморфный оксид церия 100 нм без нагрева подложки, затем - 50 нм оксид церия при температуре эпитаксиального роста. 3. Маской является поверхность сапфировой подложки, а локальные области для эпитаксиального роста YBCO представляют собой "острова" из эпитаксиального оксид церия толщиной 50 нм, лежащие на поверхности сапфира. 4. Маска, полученная осаждением YBCO без нагрева подложки.

Осаждение применяемых материалов проводилось методом лазерного распыления (эксиммерный лазер, смесь KrF , $\tau = 27$ нс) керамической стехиометрической мишени, соответственно, CeO_2 или YBCO. Эпитаксиальный рост CeO_2 проводился при температуре 950°C , при осаждении YBCO температура роста (T_d) варьировалась от 835°C до 888°C .

Морфология YBCO структур, полученных методом лазерного осаждения в локальные окна

Мы проследили динамику изменения морфологии пленки YBCO при осаждении в локальные окна задающей маски при изменении температуры роста, используя разные варианты ЗМ.

Характерные изменения в морфологии поверхности YBCO пленки при уменьшении температуры роста

продемонстрированы на Рис.1. Структуры сформированы по двухслойной маске. На структурах с другими вариантами задающей маски морфология изменяется примерно так же.

Оказалось, что при снижении T_d до 851°C поверхность пленки YBCO в локальных областях – узких

мостиках свободна от дефектов. Важно, что этот эффект воспроизводился от процесса к процессу.

При дальнейшем снижении T_d до 835°C поверхность пленки YBCO в локальных областях также свободна от дефектов.

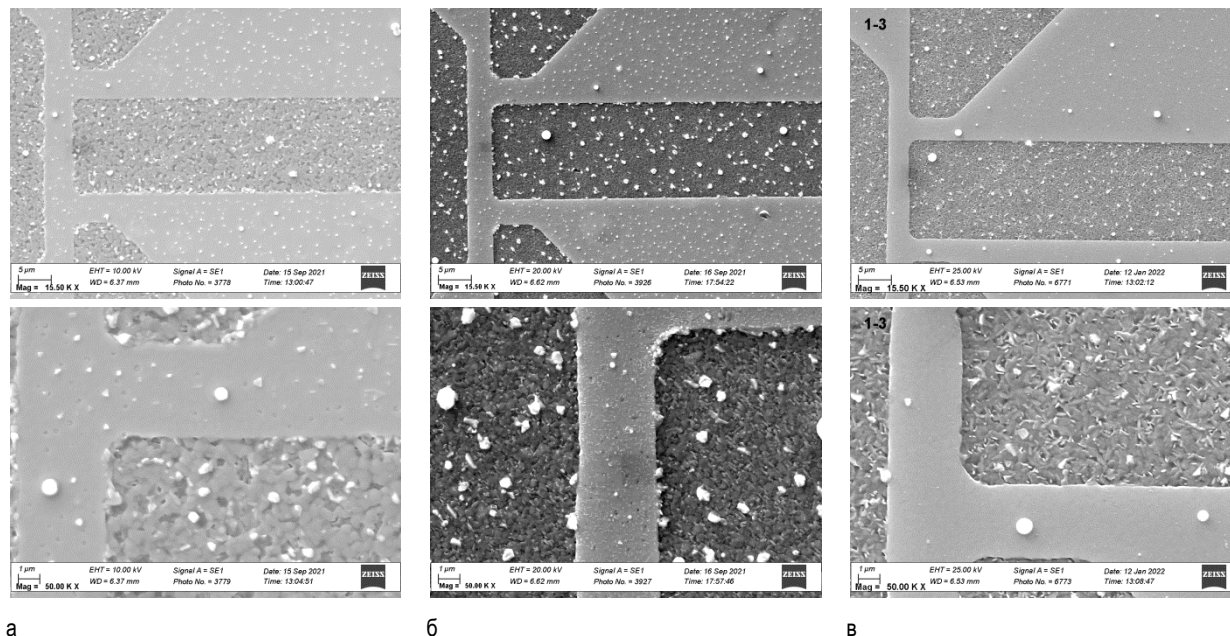


Рис. 1. Фотографии поверхности структур, изготовленных по двухслойной маске при увеличении 15'500 и 50'000 (Carl Zeiss EVO 10): а - L476 при $T_d = 888^\circ\text{C}$, б - L474 при $T_d = 866^\circ\text{C}$; в - L500 при $T_d = 851^\circ\text{C}$

Выводы

При осаждении YBCO на структуру с задающей маской методом лазерного распыления могут быть получены локальные области гладкой пленки размером в несколько микрометров, обладающие, вместе с тем, высокими электрическими характеристиками: плотность критического тока более $3\text{МА}/\text{см}^2$ и критическая температура около 88K .

Наблюдаемый эффект дает возможность формировать топологию YBCO структуры с гладкими областями микронных размеров в тех местах, где должны быть расположены критические элементы сверхпроводящей схемы. Поэтому применение метода задающей маски совместно с методами ионного травления или ионной имплантации может быть перспективно для создания структур с элементами субмикронных размеров.

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».

Литература

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

Оптимизация параметров YBaCuO джозефсоновского контакта для повышения отклика при широкополосном детектировании

Е.А. Матрозова^{1,2}, Л.С. Ревин^{1,2,*}

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

² Лаборатория сверхпроводниковой нанoeлектроники, НГТУ, ул. Минина, д. 24, Нижний Новгород, 603950.

* rls@ipmras.ru

Проведен численный расчёт для экспериментальных параметров, представленных в ряде работ по YBaCuO детекторам. Даны рекомендации по оптимизации параметров джозефсоновских переходов с целью получения наибольшей чувствительности.

Введение

При изготовлении джозефсоновских контактов величина $I_C R_N$ ограничена технологическими условиями и подходами. Задача увеличения этого параметра является важной и трудной [1] – [2], а исследование зависимости $I_C R_N$ от параметров напыления, свойств подложки и электрофизических свойств YBaCuO пленки актуальна до сих пор. Тем не менее, есть методы подготовки образцов, применимые в общем для всех бикристаллических переходов с любым технологическим циклом изготовления, которые позволяют подбирать параметры перехода.

Методы моделирования

В расчётах рассматривались экспериментальные данные, представленные в работах по YBaCuO детекторам [3] – [8].

Таблица 1. Экспериментальные данные

T, К	F, ГГц	I_c , мкА	R_N , Ом	$I_c R_N$, мВ	r_V , В/Вт
77	614	80	1.5	0.12	300
75	690	220	4.1	0.9	16000
80	500	28	4.8	0.13	20000
77	300	98	5.8	0.57	170
77	200	60	1.2	0.072	-
77	400	510	1.0	0.51	-

Анализ и сравнение результатов Таблицы 1 затруднен из-за некоторого отличия в рабочей температуре и частоте внешнего воздействия. Также не во всех работах указывается если полученная чувствительность рассчитана на основе падающей мощности или поглощенной.

Тем не менее, для численного анализа максимально приближенного к реальности, в дальнейшем мы будем использовать параметры образцов из данных работ.

Численный анализ проводился на основе резистивной модели джозефсоновского контакта по Формуле 1.

$$I = I_C \sin \varphi + \frac{V}{R_N} + C \frac{dV}{dt} + I_{mw} \sin(2\pi F_{mw} t) + I_F \quad (\Phi 1)$$

Здесь φ – фаза, I_C – критический ток, R_N – сопротивление, V – напряжение, I_F – тепловые флуктуации. Простой гармонический сигнал с амплитудой I_{mw} и частотой $F_{mw} = \omega_{mw} / 2\pi$ описывает внешнее излучение с мощностью $P_{mw} = I_{mw}^2 R_N / 2$.

Для исследования отклика r_V рассматривался режим смещения током. График зависимости r_V от параметров приведен на Рисунке 1. Кружками отмечены экспериментальные значения из работ, приведенных в Таблице 1. Полученные характеристики показали хорошее соответствие экспериментальным данным.

Моделирование показало, что чувствительность существенно зависит от величины параметра затухания α , определяемого по Формуле 2.

$$\alpha = \frac{1}{R_N} \sqrt{\frac{\hbar}{2eI_C C}} \quad (\Phi 2)$$

Зависимость чувствительности от частоты для разных значений параметра затухания α приведена на Рисунке 2.

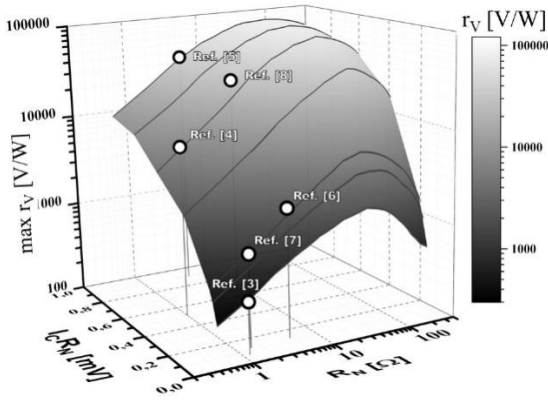


Рис. 1. Зависимость величины отклика Γ_V от параметров $I_C R_N$ и R_N

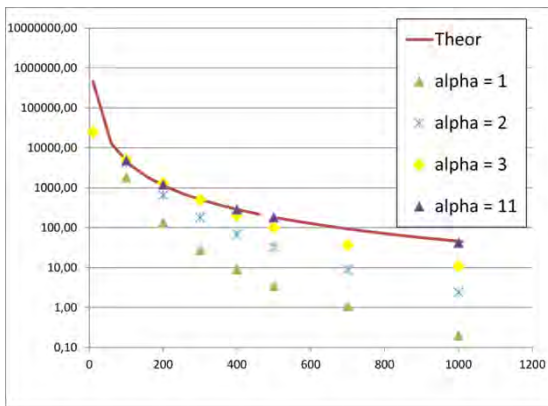


Рис. 2. Зависимость чувствительности от частоты для разных α

Зависимость чувствительности от R_N для различных значений α и частоты 800 ГГц приведена на Рисунке 3.

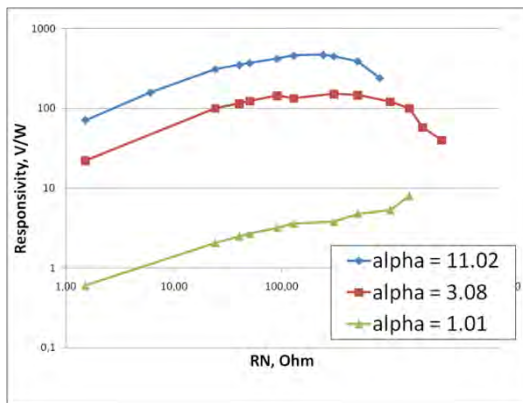


Рис. 3. Зависимость чувствительности от R_N для разных α при $F = 800$ ГГц

Результаты

Численное моделирование YBaCuO джозефсоновского контакта показало хорошее соответствие экспериментальным данным. Было показано, что с увеличением частоты широкополосный отклик падает, при этом, чем выше значение $I_C R_N$, тем больше отклик. Кроме того, была показана существенная зависимость чувствительности контакта от параметра затухания α . Подбор контакта с большим значением α позволяет получать большую чувствительность, этот эффект особенно выражен на высоких частотах. Следует отметить, что с уменьшением α максимум становится более пологим, размазанным, но сдвигается в область больших R_N . Подбор параметров бикристаллического перехода влияет не только на чувствительность широкополосного детектора. Это становится особенно важным для случая интеграции детектора в антенну. Кроме того, такой подход позволяет уменьшать внутренние шумы, что ведет к улучшению МЭШ на порядок и более.

Работа выполнена при поддержке РФФ (проект № 20-79-10384).

Литература

1. A.N. Vystavkin et al. // Rev. Phys. Appl. V. 9, 79 (1974).
2. H. Kanter, F.L. Vernon // Phys. Lett. 35A, 349 (1971).
3. M. Kawasaki, P. Chaudhari, A. Gupta // Phys. Rev. Lett., V. 68, 1065 (1992).
4. M.A. Tarasov, D. Golubev, V. Shumeiko et al. // J. Exp. Theor. Phys. Letters, V. 86, 454, (1998).
5. M.V. Lyatti; D.A. Tkachev; Yu.Ya. Divin, // Techn. Phys. Lett., V.32, 860 (2006).
6. G.A. Ovsyannikov, I.V. Borisenko et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond, V. 15, 533 (2005).
7. J. Du, K. Smart, L. Li, K.E. Leslie et al. // Supercond. Sci. Technol., V. 28, 084001 (2015).
8. M.A. Tarasov, E.A. Stepanyov, A.S. Kalabukhov et al. // J. Exp. Theor. Phys. Letters, V. 86, 718, (2008).

Исследование MEGA болометра диапазона 600–700 ГГц с чернотельным излучателем

А.В. Меренков^{1,*}, С.В. Шитов^{1,2}, Т.М. Ким¹, В.И. Чичков¹, А.В. Устинов^{1,3}

1 Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Ленинский проспект 4, 119049, Москва, Россия,

2 Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Моховая 11, 125009, Москва, Россия,

3 Physikalisches Institut, Karlsruhe Institute of Technology (KIT), 76131 Karlsruhe, Germany.

*merenkov.alexey92@gmail.com

Впервые измерен отклик и чувствительность болометрического детектора на основе сверхпроводящего мостика из гафния размером $2,5 \times 2,5$ мкм при температуре 400 мК, интегрированного с высокочастотным планарным резонатором и двухщелевой антенной диапазона 600 – 700 ГГц, с применением чернотельного излучателя. Тестовый термодинамический сигнал генерировался на расстоянии 10 мм от детектора внутри криостата резистивной пленкой из сплава Fe/Cr/Ni на сапфировой подложке и фокусировался иммерсионной полусферической линзой из сапфира. Чернотельный излучатель нагревался в диапазоне 1 – 15 К, и его воздействие, измеренное на частоте резонатора 1,5 ГГц, позволило определить коэффициент преобразования мощности +5,5 дБ и определить шумы болометра, приведенные к выходу антенны, как 3×10^{-17} Вт/ $\sqrt{\text{Гц}}$, что с точностью до погрешности измерений совпадает с теоретическим значением.

Введение

В последнее время наблюдается резкий рост интереса к изображающим детекторам терагерцового диапазона на основе сверхпроводящих материалов [1 - 4]. Предложенная нами технология RFTES детектора [5] с электронным газом при сверхнизких температурах [6] основана на температурной нелинейности высокочастотного импеданса сверхпроводника вблизи критической температуры, что аналогично TES детектору на постоянном токе [1]. Быстродействие RFTES принципиально выше TES, что обусловлено малой теплоемкостью электронного газа, а чувствительность нано-размерных мостиков аналогична HEDD (10^{-20} Вт/ $\sqrt{\text{Гц}}$) [3]. Мультиплексирование RFTES аналогично MKID [2], и является одной из самых удобных технологий. При этом амплитудный отклик резонатора снижает влияние фазовых шумов, превосходя HEDD по эксплуатационным характеристикам, так как не нуждается в SQUID-усилителе. Детекторы с электронным охлаждением [4] конструктивно сложнее, их трудно сопоставлять с технологией RFTES. Ниже представлены результаты тестирования MEGA-детектора с микроволновой абсорбцией электронного газа (Microwave Electron Gas Absorption) с использованием чернотельного излучателя.

Методика эксперимента

Экспериментальные исследования проводились в рефрижераторе растворения замкнутого цикла с ба-

зовой температурой нижней ступени 20 мК в диапазоне температур 300-500 мК. Ее стабильность обеспечивалась PID регулятором резистивного моста. Датчиком температуры выступал термометр на основе оксида рутения. Экспериментальная установка состоит из высокочастотного тракта, обеспечивающий выход в рабочий режим детектора и считывание сигнала, и источника широкополосного чернотельного излучения, который модулирует несущую на частоте 1,5 ГГц. Высокочастотное смещение подавалось через аттенюаторы с общим ослаблением 30 dB для подавления фоновых шумов 300 К. Буферный усилитель был установлен на ступени 3 К. В ходе эксперимента векторный анализатор цепей регистрировал коэффициент пропускания цепи S_{21} , в которую последовательно включен измеряемый чип, установленный в детекторный блок на плоскую поверхность полусферической иммерсионной линзы, $D = 10$ мм, $H = 6,5$ мм; антенна помещалась в фокус линзы. Мощность излучения черного тела рассчитывалась по формуле Планка для одной поляризации, полагая полное согласование апертуры черного тела с пучком антенны, так как антенна является поляризованной. Коэффициент черноты был оценен с помощью программы электромагнитного моделирования и составил 65%. Для определения падающей мощности использовалась не номинальная 600 - 700 ГГц, а максимально возможная полоса антенны, 550 – 750 ГГц, что гарантировало оценку собственных шумов детектора сверху. Двухщелевая антенна теряет в задний лепесток диаграммы

направленности около 20% принимаемой мощности; отражения на поверхности просветленной линзы не учитывались. Коэффициент передачи излучения на микромостик был примерно оценен в 43%. Полная мощность, излучаемая ЧТ в используемом диапазоне температур не превышает 100 пВт, поэтому ИК фильтры не требуются. Паразитный отклик детектора при нагреве поглотителя не превосходил 0,02 дБ и был включен в доверительный интервал данных S_{21} .

Источник широкополосного излучения (рис. 1а) монтировался к медной штанге, отводящей тепло на ступень испарения криостата. Нагреваемым черным телом являлась тонкая резистивная пленка 1000 Ом/кв из сплава Fe/Cr/Ni, нанесенная магнетронным распылением на сапфировую подложку. Ее разогрев осуществлялся источником тока, а температура фиксировалась полупроводниковым термометром, прикрепленным на тыльную сторону подложки. Постоянная времени нагрева и охлаждения составили порядка 1 с (рис. 1б).

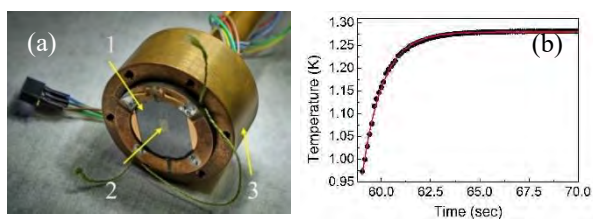


Рис. 1. Источник широкополосного излучения (а): 1 – резистивная пленка на сапфировой подложке; 2 – термометр; 3 – корпус-теплоотвод. Кривая нагрева излучателя (б) с постоянной времени 1,1 с

Результаты и обсуждение

Эквивалентная мощность шума, приведенная ко входу детектора (NEP), определяется как отношение спектральной плотности на выходе детектора к коэффициенту преобразования. Спектральная плотность шума, полученная с помощью прямого преобразования Фурье из шумовой дорожки на центральной частоте резонатора с учетом нормировки на ко-

эффициент преобразования, представлена на Рис. 2. Измеренное значение NEP практически совпадает со значением, рассчитанным из физических параметров чипа. Рабочая температура зависит от критической температуры мостика, и при толщине 80 нм составила 400 мК, что позволяет использовать сорбционный рефрижератор.

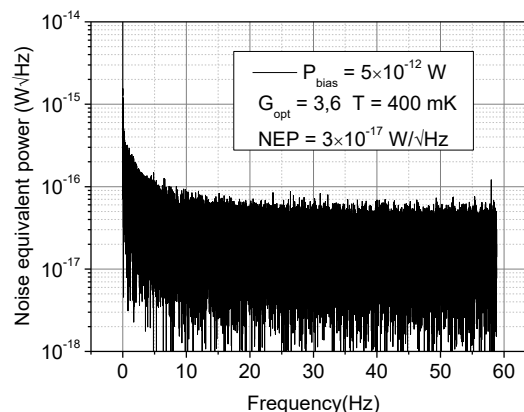


Рис. 2. Спектральная плотность шума, приведенная к оптическому выходу детектора

Работа поддерживалась проектом РФФИ № 20-37-90094 и грантом НИТУ МИСиС № K2-2020-016.

Литература

1. S.F. Lee, J.M. Gildemeister, W. Holmes *et al.* // *Applied Optics*, vol. 37, pp. 3391-3397 (1998).
2. D.K. Day, H.G. LeDuc, B.A. Mazin, et al. // *Nature*, vol. 425, pp. 817–821 (2003).
3. B.S. Karasik, D. Olaya, J. Wei et al. // *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 17, pp. 293-297 (2007).
4. L.S. Kuzmin, A.L. Pankratov, A.V. Gordeeva *et al.* // *Commun. Phys.* 2, 104 (2019).
5. S.V. Shitov // *Tech. Phys. Lett.*, v.37, p. 932 (2011) <https://doi.org/10.1134/s1063785011100117>
6. A.V. Merenkov, S.V. Shitov, V.I. Chichkov *et al.* // *Tech. Phys. Lett.*, vol. 44, p. 581 (2018) <https://doi.org/10.1134/S106378501807012X>

Компьютерное моделирование наноскопических фазово-неоднородных состояний и фазовых диаграмм ВТСП купратов и никелатов

А.С. Москвин^{1,2*}, Ю.Д. Панов¹, В.А. Улитко¹

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

² Институт физики металлов УрО РАН, 620108, Екатеринбург, Россия

*alexander.moskvin@urfu.ru

35-летний опыт исследования купратных сверхпроводников показывает, что основные характеристики фазовой диаграммы могут быть получены только с учетом мезоскопического статического/динамического разделения фаз как ключевого свойства этих материалов. В данной работе мы рассматриваем предложенную ранее модель зарядовых триплетов, которая позволяет дать адекватное описание широкого набора однородных и неоднородных «полуклассических» и квантовых фазовых состояний $\text{CuO}_2/\text{NiO}_2$ -плоскостей в купратах и никелатах.

Введение

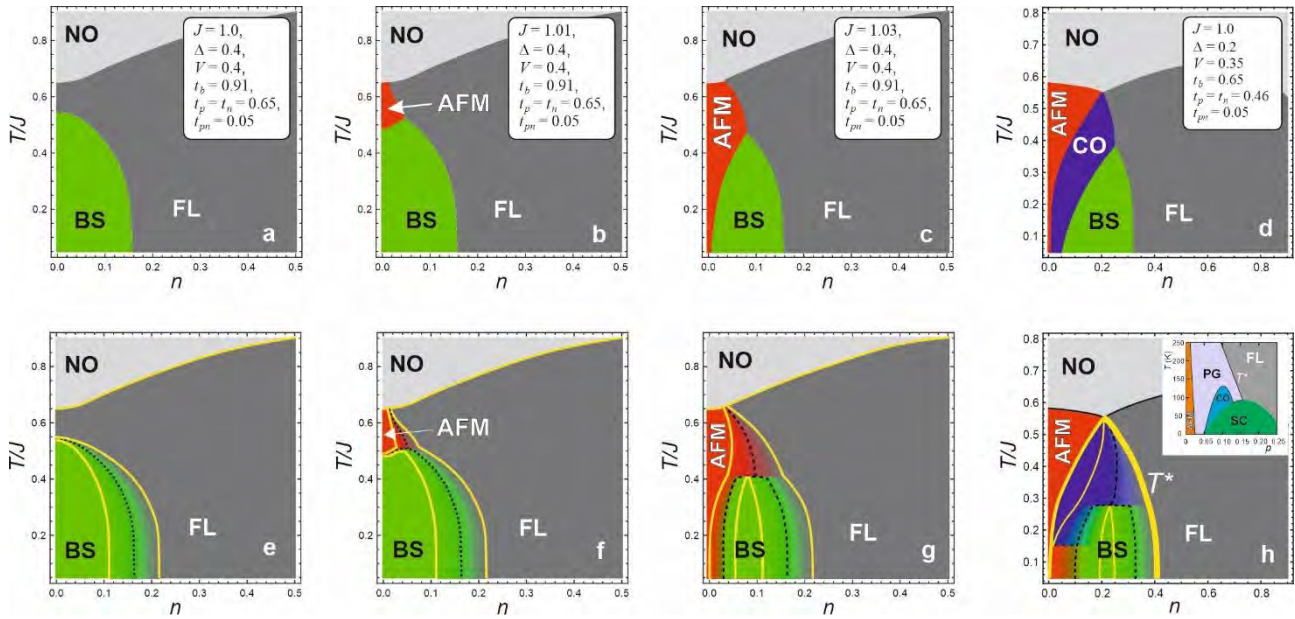
Сегодня отсутствует консенсус относительно теоретической модели, позволяющей в рамках единого сценария описать полную T - x (T - n , T - p) фазовую диаграмму купратов, включая псевдощелевую фазу, фазу странного металла, механизм ВТСП, разнообразие статических и динамических фазовых состояний. Недавние открытия аномальных свойств купратов и никелатов с T' -структурой [1, 2], то есть без апексного кислорода, включая неожиданное обнаружение ВТСП в родительских составах, во-первых, указывают на важную роль апексного кислорода, а, во-вторых, указывают на необходимость отказаться от общепринятого представления о родительском составе как об антиферромагнитном изоляторе Мотта-Хаббарда. Скорее всего, следует ввести более универсальное определение «родительской» системы плоскостей $\text{CuO}_2/\text{NiO}_2$ с номинальной конфигурацией $3d^9$ для позиций Cu/Ni , или «половинным заполнением», которая в зависимости от параметров «внеплоскостного» потенциала и электрон-решеточной релаксации, может находиться в различных состояниях, от антиферромагнитного или немагнитного изолятора, ферми-металла до высокотемпературного сверхпроводника. В данной работе для описания фазовых состояний плоскостей $\text{CuO}_2/\text{NiO}_2$ мы рассматриваем предложенный ранее гамильтониан модели зарядовых триплетов [3-6], который позволяет описать широкий набор как «полуклассических», так и чисто квантовых фазовых состояний $\text{CuO}_2/\text{NiO}_2$ -плоскостей, включая эффект разделения фаз.

Модель зарядовых триплетов

CuO_4 -центры в CuO_2 -плоскостях могут находиться в трёх близких по энергии различных валентных зарядовых состояниях: $[\text{CuO}_4]^{7-,6-,5-}$ (номинально $\text{Cu}^{1+,2+,3+}$) [3-6]. Этот зарядовый триплет можно формально связать с тремя состояниями псевдоспина $S = 1$ соответственно и использовать известные методы спиновой алгебры для «неквазичастичного» описания системы сильнокоррелированных многоэлектронных центров со смешанной валентностью в «узельном» (CuO_4 -кластер!) представлении. Сверхпроводимость в системе зарядовых триплетов связывается с квантовым переносом локальных композитных бозонов – пар дырок, локализованных на $\text{CuO}_4/\text{NiO}_4$ -кластере. Эффективный гамильтониан системы зарядовых триплетов, включает учет локальных и нелокальных корреляций, трех типов коррелированного одночастичного переноса, двухчастичного переноса и гейзенберговского спинового обмена [3-6].

Фазовые состояния модели

Анализ частных вариантов общей модели зарядовых триплетов (атомный предел, предел больших отрицательных U , «бесспиновый» предел) в рамках приближения молекулярного поля и построения Максвелла, классического и квантового Монте-Карло [5, 6] позволяет продемонстрировать формирование и особенности разделения фаз, структуру доменных границ, как правило являющихся центрами формирования новых фазово-неоднородных состояний.



Анализ полуклассических фазовых состояний полной модели мы проводим в рамках приближения эффективного поля [4–6] с последующим построением Максвелла, что позволяет численно найти границы областей разделения фаз, в частности линии фазовых переходов «третьего рода» и построить фазовые диаграммы $\text{CuO}_2/\text{NiO}_2$ -плоскости («2D-диаграммы») при различных энергетических параметрах модели с учетом их зависимости от степени допирования. На Рисунке приведены несколько вариантов MFA-фазовых диаграмм для плоскостей $\text{CuO}_2/\text{NiO}_2$, полученных в рамках двух-подрешеточной модели с взаимодействием ближайших соседей и параметрами эффективного гамильтониана (см. детали в [6]), подобранными из условия визуального согласия с типичной для купратов или никелатов T - p фазовой диаграммой, величина которых считалась независимой от степени допирования. Использование построения Максвелла показало, что упорядоченные однородные фазы (антиферромагнитный изолятор AFMI, зарядовое упорядочение CO, бозонный сверхпроводник BS, и ферми-металл FL) неустойчивы относительно разделения фаз. Переходы первого и второго рода на Рисунке 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]. Температура T^* (панель h) ограничивает область разделения фаз и может служить температурой «псевдощели». Очевидно, что как фазовые 2D-, так и особенно, 3D-диаграммы реальных (bulk) купратов/никелатов с «неизовалентным» замещением

($\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, ...) будут существенно модифицироваться с учетом примесного кулоновского потенциала, как некоторого «внешнего» инициатора электронной неоднородности. Неизовалентные примеси могут служить центрами пиннингования различных топологических дефектов типа скирмионов или цилиндрических доменов (bubbles) [4]. Предварительные модельные расчеты, проведенные нами классическим методом Монте-Карло на больших квадратных решетках, показывают возможность формирования областей локальной сверхпроводимости вблизи таких примесей даже в исходной антиферромагнитной диэлектрической матрице.

Работа выполнена в рамках проекта Госзадания МОН РФ № FEUZ-2020-0054.

Литература

1. M. Naito, Y. Krockenberger, A. Ikeda, H. Yamamoto // *Physica C*, V.523, 28-54 (2016).
2. D. Li, K. Lee, B. Y. Wang *et al.* // *Nature (London)*, V. 572, 624 (2019).
3. A.S. Moskvina // *Phys. Rev.*, V. 84, 075116 (2011).
4. A.S. Moskvina, Y.D. Panov // *J. Supercond. Nov. Magn.*, V. 32, 61 (2019).
5. A.S. Moskvina, Y.D. Panov // *Condens. Matter*, V. 6, 24 (2021).
6. A. S. Moskvina, Y. D. Panov // *JMMM*, V.6, 24 (2022).

О причине внутреннего противоречия теории сверхпроводимости

А.В. Никулов

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, 142432 г. Черноголовка, Московская обл.

nikulov@iptm.ru

До открытия эффекта Мейснера в 1933 году переход сверхпроводника в нормальное состояние во внешнем магнитном поле считался необратимым термодинамическим процессом, при котором затухание тока происходит с выделением джоулева тепла. Но если этот переход считать необратимым процессом, то эффект Мейснера является экспериментальным свидетельством процесса, обратного необратимому термодинамическому процессу. Такой процесс запрещен вторым законом термодинамики. Поэтому сверхпроводящий переход стали считать фазовым переходом после 1933 года, при котором не может быть выделения джоулева тепла. Однако в теориях сверхпроводимости, созданных после 1933 года в рамках равновесной термодинамики, выделение джоулева тепла предполагается, что делает эти теории внутренне противоречивыми. Автор публикаций прошлого года, первым указавший на это противоречие, утверждает, что ложным (не соответствующим экспериментальным результатам) в признанных теориях сверхпроводимости является предсказание выделения джоулева тепла. В данном докладе будет доказано, что это предсказание соответствует экспериментальным результатам. Ложным является изменение представление о сверхпроводящем переходе после 1933 года. Переход сверхпроводника во внешнем магнитном поле не может быть фазовым переходом.

Введение

Теории сверхпроводимости, теория Гинзбурга-Ландау (ГЛ) [1] и теория Бардина — Купера — Шриффера (БКШ) [2], по праву считаются выдающимся достижением физики двадцатого века. Но эти теории внутренне противоречивы, так как с одной стороны эти теории созданы в рамках обратимой термодинамики, а с другой стороны в них предполагается генерация джоулева тепла. Противоречие очевидно, так как генерация джоулева тепла является необратимым термодинамическим процессом. Поэтому вызывает удивление, что на это противоречие было обращено внимание только в прошлом году [3-5].

История появления противоречия

Сверхпроводимость была открыта в 1911 году как идеальная проводимость. Электродвижущая сила Фарадея индуцирует в поверхностном слое идеального проводника электрический ток при увеличении внешнего магнитного поля от $H = 0$ до $H = H_2$, см. Рис.1 в [6]. При увеличении магнитного поля до критического значения $H_2 > H_c(T)$ происходит переход в нормальное состояние, экранирующий ток затухает и магнитное поле проникает вглубь сверхпроводника. Обратный переход в состояние с идеальной проводимостью в постоянном магнитном поле $H_2 < H_c(T)$ не должен сопровождаться появлением экранирующего тока, согласно известным законам физики.

Поэтому до 1933 года сверхпроводящий переход считался необратимый термодинамический процесс: «*В то время предполагали, что в магнитном поле переход является существенно необратимым, так как сверхпроводник рассматривали как идеальный проводник (в смысле, рассмотренном в гл. II), в котором при разрушении сверхпроводимости поверхностные токи, связанные с полем, затухают с выделением джоулева тепла*» [7].

Эта точка зрения является вполне естественной, так как хорошо известно, что в нормальном состоянии сопротивление не равно нулю $R > 0$ и электрический ток I затухает с выделением джоулева тепла, с мощностью $R I^2$. Но если переход из сверхпроводящего в нормальное состояние является необратимым термодинамическим процессом, при котором происходит выделение джоулева тепла, то эффект Мейснера свидетельствует о перехода обратном необратимому термодинамическому процессу при котором тепловая энергия превращается в кинетическую энергию поверхностных токов. Возможность такого обратного процесса запрещена вторым законом термодинамики.

Физики в тридцатые годы понимали необходимость избежать выделения джоулева тепла, чтобы не было противоречия со вторым законом термодинамики. Известный физик W. H. Keesom писал в 1934 году, что «*it is essential that the persistent currents have been annihilated before the material gets resistance, so that no Joule-heat is developed*» [8]. Но

следующие поколения физиков не были в достаточной мере озабочены этой проблемой, чтобы объяснить как *the persistent currents*, т. е. электрический ток в сверхпроводящем состоянии, может исчезнуть до появления сопротивления.

Сверхпроводящий переход не может быть фазовым переходом

Поэтому появилось противоречие, на которое обратил внимание автор [3-5]. Он утверждает, что его теории сверхпроводимости [9], в отличие от теорий ГЛ [1] и БКШ [2], объясняет как *the persistent current* может исчезнуть до появления сопротивления. Но такое объяснение не имеет смысла так как эффект Литтла-Паркса [10] и другие наблюдения *the persistent current* в кольцах с ненулевым сопротивлением [11,12] свидетельствуют о том, что ток не затухает даже после появления сопротивления [6]. Это парадоксальное явление может быть описано [13] в рамках теории ГЛ [1] именно потому, что признанные теории сверхпроводимости предсказывают выделение джоулева тепла.

Так как выделение джоулева тепла не может быть при фазовом переходе, то сверхпроводящий переход нельзя считать фазовым переходом, т. е. обратимым термодинамическим процессом [6]. Изменение представления о сверхпроводящем переходе после открытия эффекта Мейсснера в 1933 году было не только необоснованным, но и вводящим в заблуждение. Оно противоречит логике, так как процесс диссипации кинетической энергии электрического тока в нормальном состоянии не может зависеть от того как этот ток появился в сверхпроводящем состоянии [6].

Как понимал W.H. Keesom [8], при переходе объемного сверхпроводника из состояния Мейсснера в нормальное состояние источник мощности, поддерживающий постоянное магнитное поле в соленоиде, совершает работу в два раза большую энергии магнитного поля в объеме сверхпроводника в нормальном состоянии. Половина этой работы создает энергию магнитного поля. В какую энергию превращается вторая половина работы вместе с кинетической энергией экранирующего тока, если они не превращаются в джоулево тепло? Ответить на этот вопрос невозможно, так как избыточная работа (*the surplus work* [8]) совершается каждый раз в цикле: охлаждение сверхпроводника в нулевом

магнитном $H = 0$ поле ниже температуры сверхпроводящего перехода от $T_1 > T_c$ до $T_2 < T_c$ — увеличение магнитного поля от $H = 0$ до $H = H_2$ — нагрев от $T_2 < T_c$ до $T_1 > T_c$ — уменьшение магнитного поля от $H = H_2$ до $H = 0$, см. Рис.1 в [6].

W.H. Keesom и другие физики поспешили сделать вывод, что эффект Мейсснера мог сделать необратимый термодинамический процесс обратимым, не приняв во внимание, что рассмотренный выше цикл происходит одинаково в сверхпроводнике и идеальном проводнике. Они не приняли также во внимание, что электродвижущая сила Фарадея, индуцируемая при изменении магнитного потока, совершает работу над внешними телами, что не может быть при фазовом переходе.

Литература

1. В. Л. Гинзбург, Л.Д. Ландау // ЖЭТФ Т. 20, 1064 (1950).
2. J. Bardeen, L.N. Cooper, and J. R. Schrieffer // Physical Review 106, 162 (1957).
3. J. E. Hirsch // EPL 130, 17006 (2020).
4. J. E. Hirsch // Physica C 576, 1353687 (2020).
5. J. E. Hirsch // Int. J. Mod. Phys. B 34, 2050175 (2020).
6. A. V. Nikulov // Physica C 589, 1353934 (2021); arXiv:2110.00386.
7. D. Shoenberg // Superconductivity. Cambridge Univ. Press: London, 1952; Д. Шенберг // Сверхпроводимость. ИЛ 1955.
8. W. H. Keesom and J. A. Kok // Physica 1, 595 (1934).
9. J. E. Hirsch // Superconductivity Begins With H. World Scientific, 2020.
10. W. A. Little and R. D. Parks // Phys. Rev. Lett. 9, 9 (1962).
11. N. C. Koshnick, H. Bluhm, M. E. Huber, K. A. Moler // Science 318, 1440 (2007).
12. А. А. Бурлаков, В. Л. Гуртовой, С. В. Дубонос, А. В. Никулов, В. А. Тулин // Письма в ЖЭТФ 86, 589 (2007).
13. A. V. Nikulov // Phys. Rev. B 64, 012505 (2001).

Сверхпроводящие фазы и вторая джозефсоновская гармоника в туннельных контактах между диффузными сверхпроводниками

А.С. Осин^{1,*}, Я.В. Фоминов^{1,2}

¹ Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка

² Лаборатория физики конденсированного состояния, Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва.

*alexos@itp.ac.ru

Мы рассматриваем планарный джозефсоновский SIS-контакт между диффузными сверхпроводниками (S) через диэлектрический туннельный барьер (I) и строим полностью самосогласованную теорию возмущений по контактансу границы. В результате мы находим поправку к первой гармонике джозефсоновского тока и вычисляем вторую джозефсоновскую гармонику. В случае произвольной температуры наша теория исправляет имевшиеся ранее в литературе результаты для несинусоидального ток-фазового соотношения в джозефсоновских туннельных контактах, полученные с помощью предположения о форме решения. Также наша теория возмущений описывает различие между фазами параметра порядка и аномальных функций Грина. Доклад основан на работе [1].

Постановка задачи

Рассматривается планарный контакт двух диффузных сверхпроводников (S), выполненных из одного и того же материала, разделенных тонкой малопрозрачной диэлектрической прослойкой, интерфейсом (I), т.н. SIS-контакт, в котором фаза параметра порядка $\Delta(x) = |\Delta(x)|\exp[i\varphi(x)]$ испытывает заданный скачок на границе между сверхпроводниками $\delta\varphi$. Как известно, в такой системе течет бесдиссипативный ток (джозефсоновский ток) куперовских пар, который в главном порядке зависит от скачка фазы параметра порядка на границе синусоидальным образом. Наша задача заключалась в том, чтобы определить зависимость тока от данного скачка фазы $\delta\varphi$, его амплитуду, значение модуля и фазы параметра порядка, а также других переменных, описывающих сверхпроводимость в системе, таких как угловая переменная $\theta(x)$ и фаза аномальной функции Грина $\chi(x)$, которые зависят от координаты.

Основное содержание

В рамках поставленной задачи данная физическая система описывается уравнениями Узделя. Данные уравнения и соотношение на ток, который вычислялся в рамках поставленной задачи, имеют вид:

$$\frac{D}{2} \frac{d^2 \theta}{dx^2} + |\Delta| \cos(\chi - \varphi) \cos \theta - \omega \sin \theta - \frac{D}{4} \sin 2\theta \left(\frac{d\chi}{dx} \right)^2 = 0, \quad (\Phi 1)$$

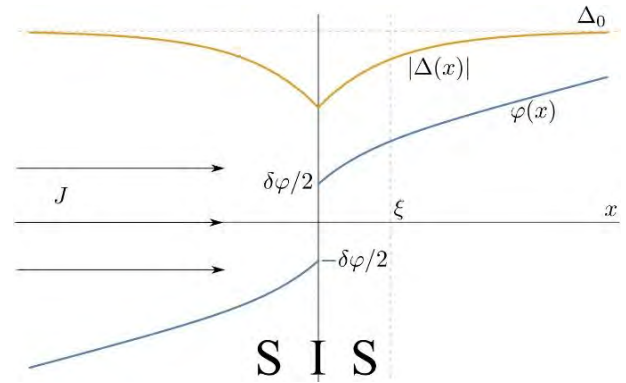


Рис. 1. Схематичный рисунок SIS-контакта

$$\frac{D}{2} \frac{d}{dx} \left(\frac{d\chi}{dx} \sin^2 \theta \right) = |\Delta| \sin(\chi - \varphi) \sin \theta, \quad (\Phi 2)$$

$$|\Delta| = \pi \lambda T \sum_{|\omega| < \omega_D} e^{i(\chi - \varphi)} \sin \theta, \quad (\Phi 3)$$

$$J = 2\pi v_0 S D T e \sum_{|\omega| < \omega_D} \frac{d\chi}{dx} \sin^2 \theta. \quad (\Phi 4)$$

Здесь D – коэффициент диффузии, ω – мацубаровская частота, λ – константа связи БКШ, v_0 – плотность состояний на уровне Ферми в нормальном состоянии, T – температура, S – площадь интерфейса, ω_D – частота Дебая.

Кроме того, наличие интерфейса требует применения граничных условий. Ввиду малой прозрачности барьера мы использовали граничные условия Куприянова-Лукичева:

$$\frac{d}{dx} \theta(x = \pm 0) = \pm \frac{gN}{2\sigma} \sin 2\theta_{x=0} (1 - \cos \delta\chi), \quad (\Phi 5)$$

$$\frac{d}{dx} \chi(x = \pm 0) = \frac{g_N}{\sigma} \sin \delta\chi, \quad (\text{ф6})$$

Здесь g_N – кондактанс интерфейса на единичную площадь, σ – проводимость материала сверхпроводника в нормальном состоянии, $\delta\chi$ – скачок фазы аномальной функции Грина на границе.

Система уравнений (ф1) – (ф6) решалась аналитически в туннельном пределе, т.е. при условии малости параметра $\alpha = \xi g_N / 2\sigma$, ξ — длина когерентности. Решение задачи было получено по теории возмущений по параметру α для неизвестных функций в уравнениях Узаделя до второго порядка при произвольных температурах ниже критической. С подробным решением задачи можно ознакомиться в работе [1].

В первом порядке теории возмущений (ТВ) по параметру α уравнения на плотность конденсата, переменные θ и $|\Delta|$, можно решать независимо от уравнений на токовые переменные, φ и χ . В результате нам удалось получить поправку к параметру порядка за счет эффекта близости, а также воспроизвести известный теоретический результат: в главном порядке по параметру туннельности границы текущий через систему ток пропорционален синусу скачка фазы параметра порядка на границе $\delta\varphi$.

Во втором порядке теории возмущений мы получили, что на границе поправка к скорости конденсата равна 0. Из этого следует, что ток в системе можно посчитать, используя лишь результаты первого порядка теории возмущений. В результате нам удалось получить не только первую гармонику в соотношении Джозефсона (зависимости тока от скачка фазы параметра порядка на границе), но и вторую гармонику. Формула для тока имеет вид

$$J = \frac{\pi \Delta_0 G_N}{2e} \tanh\left(\frac{\Delta_0}{2T}\right) \times \sin \delta\varphi [1 - 4\alpha(1 - \cos \delta\varphi)V(T)] \quad (\text{ф7})$$

где G_N – кондактанс границы, V – положительное число, которое зависит от температуры. С его видом можно ознакомиться в работе [1]. Полученный ответ справедлив для любых температур меньше критической. В пределе температур, близких к критической, данный ответ совпадает с результатом, полученным в работе [2].

Вид формулы для тока (ф7) в туннельном пределе был ранее получен в работе [3], в которой решалась более общая задача, включавшая рассмотренную нами как частный случай при некоторых значениях входных параметров. При этом в работе [3] использовался анзац, который приводит к правильному порядку ответа, но неправильному численному значению коэффициента $V(T)$.

Во втором порядке ТВ нам удалось получить количественные характеристики различия фазы параметра порядка и фазы аномальной функции Грина. Было установлено что фазы аномальных функций Грина, как и их скачки на интерфейсе, нетривиальным образом зависят от ω и не совпадают с фазой параметра порядка. Решение данной задачи в аналитическом виде можно найти в работе [1], где ответ представлен неявно через решение интегрального уравнения на поправки во втором порядке теории возмущений к скачкам фаз аномальных функций Грина на границе. Здесь мы приведем графики для соответствующих величин при нулевой температуре.

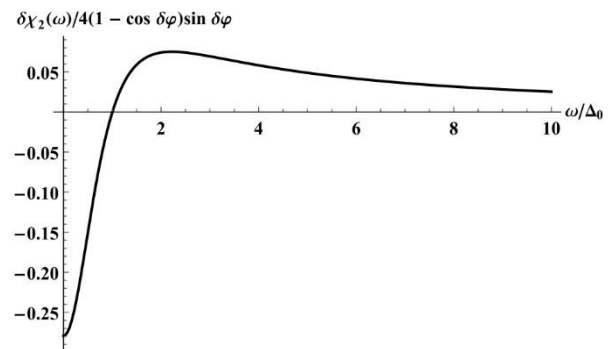


Рис. 2. Зависимость от ω поправок во втором порядке теории возмущений к скачкам фаз аномальных функций Грина

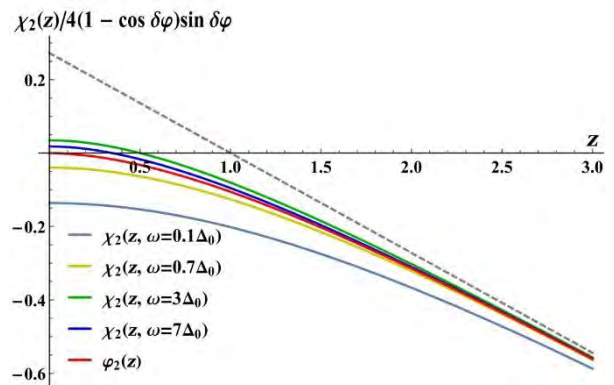


Рис. 3. Зависимость от координаты фаз аномальных функций Грина для различных ω

Литература

1. A.S. Osin, Ya. V. Fominov // Physical Review B, V. 104, 064514 (2021).
2. М.Ю Куприянов // Письма в ЖЭТФ, Т. 56, 414 (1992).
3. A. A. Golubov and M. Yu. Kupriyanov // JETP Lett. V. 81, 335 (2005).

Взаимовлияние эффекта близости и эффекта локализации

П.М. Островский^{1,2}, Я.В. Фоминов^{2,3,*}, П.А. Иоселевич^{3,2}

¹ Max-Planck-Institute for Solid State Research, Stuttgart, Germany.

² Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка.

³ Лаборатория физики конденсированного состояния, Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва.

*fominov@itp.ac.ru

Исследовано взаимовлияние сверхпроводящего эффекта близости и локализационных эффектов. Для этого рассмотрен квази-одномерный многоканальный нормальный провод, присоединенный к сверхпроводящему резервуару, и вычислена плотность состояний в проводе как функция энергии и координаты. Сверхпроводящий эффект близости приводит к подавлению локальной плотности состояний в проводе вблизи контакта. В проводе предполагались выполненными условия диффузного предела (длина свободного пробега предполагалась малой по сравнению с геометрическими размерами). Были рассмотрены случаи ортогональной и симплектической симметрии провода. Граница между сверхпроводником и нормальным проводом предполагалась прозрачной.

Рассмотренная система показана на рис. 1. В отсутствие локализационных эффектов в нормальном проводе имеет место сверхпроводящий эффект близости, и решение может быть найдено из квазиклассических уравнений Узаделя. Характерными масштабами энергии и длины в этом случае являются сверхпроводящая щель Δ_{sc} и длина когерентности $\xi_{sc} = \sqrt{D/\Delta_{sc}}$. Здесь D — коэффициент диффузии в нормальном проводе. В результате эффекта близости в нормальном проводе наводятся сверхпроводящие корреляции.

Для локализационных эффектов характерная длина — это длина локализации $\xi_{loc} = \pi\nu D$, где ν — электронная плотность состояний в нормальном проводе (на единицу длины) на энергии Ферми. Соответствующая энергия имеет вид $\Delta_{loc} = D/\xi_{loc}^2$.

В общем случае может быть реализован как предел сильного эффекта близости (при условии $\xi_{sc} \ll \xi_{loc}$ или $\Delta_{sc} \gg \Delta_{loc}$), так и противоположный предел сильной локализации (при условии $\xi_{sc} \gg \xi_{loc}$ или $\Delta_{sc} \ll \Delta_{loc}$). Действительно, длина локализации может быть оценена как $\xi_{loc} \sim NL$, где N — число проводящих каналов в проводе. В грязном пределе имеют место соотношения $\xi_{sc} \sim l/\sqrt{\Delta\tau} \gg l$, поэтому при не слишком большом числе каналов N длина локализации может быть меньше длины когерентности ξ_{sc} . С ростом поперечного сечения провода N растет, и локализационные эффекты в конце концов станут относительно слабыми, что соответствует соотношению $\xi_{sc} \ll \xi_{loc}$. Нами получен ряд точных ре-

зультатов для плотности состояний, справедливых при произвольном отношении ξ_{loc}/ξ_{sc} .

Результат одновременного действия эффекта близости и эффектов локализации зависит также от энергии, на которой изучается плотность состояний. Эффект близости «действует» на энергиях ниже Δ_{sc} . Обычная квазиклассическая теория этого эффекта, основанная на уравнении Узаделя, полностью пренебрегает локализационными эффектами. Уравнение Узаделя предсказывает, что локальная плотность состояний подавляется на расстояниях $x < \sqrt{D/E}$. Если энергия опускается ниже Δ_{loc} , этот масштаб начинает превосходить длину локализации ξ_{loc} , и становятся важны интерференционные эффекты. Как следует из наших вычислений, при настолько низких энергиях масштаб эффекта близости определяется величиной $\sim \xi_{loc} \ln(E/\Delta_{loc})$ (см. рис. 2).

Интерференционные эффекты чувствительны к симметрии задачи. Когерентное распространение куперовских пар в нормальном проводе требует наличия симметрии обращения времени. Если при этом сохраняется спин электрона, то нормальная часть системы принадлежит ортогональному классу симметрии (а вся система, включающая также и сверхпроводник, относится к классу симметрии CI). Другой возможностью является нормальный провод с сильным спин-орбитальным взаимодействием, нарушающим спиновую симметрию, но сохраняющим симметрию обращения времени. Такая ситуа-

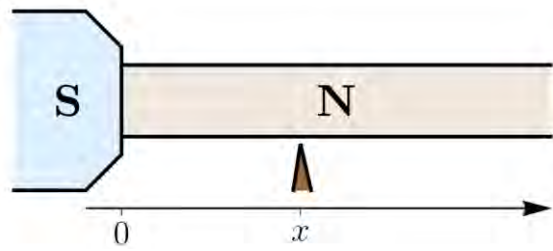


Рис. 1. Схематическое изображение рассматриваемой системы. Провод из нормального металла присоединен к объемному сверхпроводнику. Локальная плотность состояний на расстоянии x от границы может быть вычислена теоретически, а также измерена экспериментально методами туннельной спектроскопии

ция относится к симплектическому симметричному классу в нормальной части контакта и к классу DIII для всей системы (вместе со сверхпроводником). В этом случае необходимо различать системы с четным или нечетным числом каналов в нормальном проводе. Известно, что в симплектических проводах с нечетным числом каналов нет полной локализации. Вместо этого, один канал остается топологически защищенным и идеально проводящим на всех расстояниях. Мы показали, что эффект близости

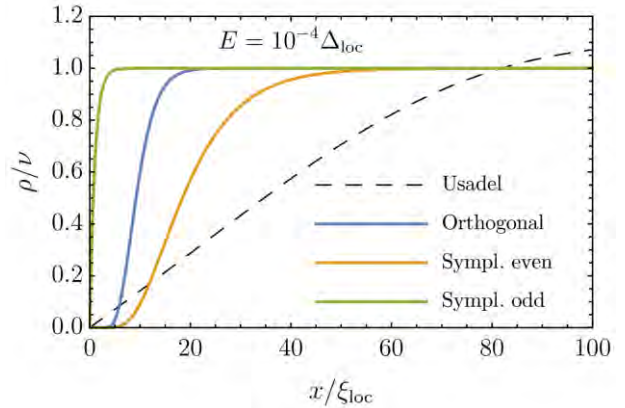


Рис. 2. Локальная плотность состояний в нормальном проводе на малых энергиях как функция расстояния от границы. Разные кривые соответствуют разным классам симметрии. Квазиклассический результат (следующий из уравнения Узаделя) показан штриховой кривой

также чувствителен к этому топологическому свойству на энергиях ниже Δ_{loc} . В обычных симплектических проводах с четным числом каналов плотность состояний подавляется на расстояниях до $2\xi_{loc} \ln(E/\Delta_{loc})$, в то время как в нечетном случае соответствующее расстояние — лишь ξ_{loc} без логарифмического множителя (см. рис. 2).

Работа поддержана Программой фундаментальных исследований НИУ ВШЭ.

Влияние бифуркационного осциллятора на осцилляции Раби трансмон кубита

Д.С. Пашин *, М.В. Бастрасова

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

*pashindmi@gmail.com

Изучено влияние измерительного бифуркационного осциллятора на процесс инициализации трансмон кубита Раби импульсами. Проведен анализ влияния коэффициента связи и начального состояния измерительного осциллятора на процесс возбуждения кубита в рамках микроволновой техники и на эволюцию запутанности в системе. Показано, что для уменьшения эффекта обратного действия на осцилляции Раби кубита число квантов измерительного осциллятора должно быть наименьшим.

Введение

Сверхпроводниковые квантовые системы в настоящее время активно исследуются и выступают перспективной элементной базой для построения квантового компьютера, сверхчувствительных сенсоров, усилителей с предельными (квантовыми) характеристиками, квантовой электроники и т.д. За счет макроскопических свойств джозефсоновских контактов схемы на их основе (бифуркационный, параметрический усилитель и т.д.) ведут себя как нелинейные осцилляторы [1]. Как известно, при классическом рассмотрении нелинейный осциллятор, возбуждаемый периодической силой, при определенных параметрах демонстрирует бифуркационное поведение, то есть обладает двумя устойчивыми колебаниями с различной амплитудой и фазой. Это позволяет использовать такие осцилляторы для считывания состояний перспективных трансмон кубитов [2].

Влияние запутанности

Для инициализации состояния кубита с помощью управляющего поля, часто используют микроволновую технику Раби. Поскольку в рассматриваемой системе кубит непрерывно взаимодействует с измерительным осциллятором, необходимо проанализировать влияние этого взаимодействия на динамику среднего значения проекции кубита $\langle \sigma(t) \rangle = \langle \psi(t) | \sigma_z | \psi(t) \rangle$. Выяснено, что эта проекция может зависеть не только от коэффициента связи λ , но и от начального состояния измерительного осциллятора. Для удобства описания введем величину характеризующую неточность осцилляций Раби при воздействии на кубит резонансного τ_R импульса:

$$F = \frac{1}{2\tau_R} \int_0^{\tau_R} |\langle \sigma(t) \rangle - \langle \sigma(t, \lambda=0) \rangle| dt, \quad (1)$$

где длительность 2π -импульса Раби определена как $\tau_R = 2\pi / \Omega$, а Ω — частота кубита.

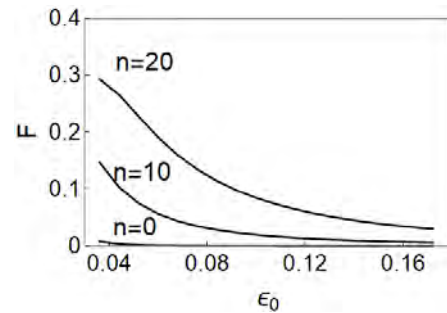


Рис. 1. Зависимость величины F от амплитуды управляющего поля кубита ϵ_0 в единицах $\hbar\Omega$ для различных средних значений числа квантов начального состояния измерительного осциллятора

Так как во время инициализации кубита Раби импульсами оператор взаимодействия с измерительным осциллятором не коммутирует с общим гамильтонианом системы, то общее состояние системы окажется запутанным:

$$|\psi(t)\rangle = \sum_n (a_n(t) |\uparrow\rangle \cdot |n\rangle + b_n(t) |\downarrow\rangle \cdot |n\rangle), \quad (2)$$

где $|\uparrow\rangle$ и $|\downarrow\rangle$ обозначают состояния кубита, а $|n\rangle$ — состояния осциллятора в Фоковском базисе. Для такой системы может быть посчитана мера запутанности в виде энтропии фон Неймана:

$$S = -\eta_+ \ln \eta_+ - \eta_- \ln \eta_-, \quad (3)$$

где

$$\eta_{\pm} = \frac{1}{2} (1 \pm \sqrt{(1-2s)^2 + 4 \sum_n a_n b_n^* \sum_m a_m^* b_m})$$

$$\text{и } s = \sum_n |a_n(t)|^2.$$

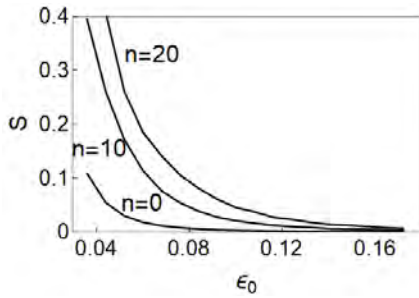


Рис. 2. Зависимость энтропии фон Неймана системы сразу после воздействия 2π -импульса Раби на кубит от амплитуды управляющего поля кубита ϵ_0 в единицах $\hbar\Omega$ для различных средних значений числа квантов начального состояния измерительного осциллятора

Запутанность кубита с измерительным осциллятором и величина F демонстрируют качественно одинаковое поведение. На рис.1 и рис.2 продемонстрировано уменьшение этих величин с ростом амплитуды Раби-импульса ϵ_0 . Это можно объяснить тем, что длительность 2π -импульса уменьшается с ростом амплитуды $\tau_R \sim 1/\epsilon_0$, а следовательно, уменьшается и рассматриваемое время подсистем.

Другим важным результатом является уменьшение F и S с уменьшением среднего значения числа квантов начального состояния измерительного осциллятора.

В работе проведен анализ влияния измерительного осциллятора на эффективность управления состоянием кубита в рамках микроволновой техники Раби, а также проведены численные расчеты энтропии фон Неймана при различных параметрах управляющего поля, коэффициента связи и температуры.

Благодарности

Работа поддержана грантом Президента РФ МК-2740.2021.1.2.

Литература

1. M. Kjaergaard *et al.* // *Annu. Rev. Condens. Matter Phys* 11, 369 (2020)
2. V. Schmitt, X. Zhou, K. Juliusson *et al.* // *Physical Review A*, V. 90, 062333 (2014).

Влияние контактного сопротивления интерфейса YBCO/Au на транспортные и СВЧ свойства массивов джозефсоновских контактов из высокотемпературных сверхпроводников

Е.Е. Пестов^{1,2,*}, М.Ю. Левичев¹, Д.В. Мастеров¹, А.Е. Парафин¹, С.А. Павлов¹, С.К. Хоршев³, Н.В. Рогожкина³

¹ Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603087.

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

³ ННПО им. М.В. Фрунзе, пр. Гагарина, 174, Нижний Новгород, 603009.

*pestov@ipmras.ru

В работе изучено влияние контактного сопротивления интерфейса структуры YBCO/Au на транспортные свойства массивов бикристаллических джозефсоновских контактов из высокотемпературных сверхпроводников встроенных в копланарную линию передач. Исследованы ВАХ джозефсоновских структур изготовленных с помощью различных технологий: *in situ* и *ex situ* с отжигом в атмосфере кислорода. Полученные результаты могут быть использованы для создания квантового генератора переменного напряжения на основе джозефсоновских контактов из высокотемпературных сверхпроводников.

Введение

Самые точные и воспроизводимые эталоны постоянного напряжения основаны на сверхпроводящих джозефсоновских переходах [1]. 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 [2]. В синтезаторе цепочка джозефсоновских контактов управляется импульсами тока, которые позволяют генерировать переменный сигнал произвольной формы с квантовой точностью. В то же время, массивы бикристаллических джозефсоновских контактов из высокотемпературных сверхпроводников привлекательны для построения квантового синтезатора сигнала. Однако для уменьшения разброса характерных напряжений цепочки бикристаллических джозефсоновских переходов необходимо шунтировать слоем нормального металла. Поэтому для создания микросхем на основе высокотемпературных сверхпроводников требуется низкое контактное сопротивление $\rho_c \sim 10^{-6} \div 10^{-8}$ Ом·см² на интерфейсе между сверхпроводником и металлом.

Образцы и эксперимент

В работе исследуется влияние контактного сопротивления интерфейса структуры YBCO/Au на транспортные свойства массивов бикристаллических джозефсоновских контактов из высокотемпературных сверхпроводников встроенных в копланарную линию передач. На Рис. 1 показан фотошаблон такой микросхемы. Цепочка джозефсоновских контактов формируется меандром шириной 10 мкм, проходящим через бикристаллическую границу. Размеры копланарной линии передач были выбраны так, чтобы ее волновое сопротивление и импеданс нагрузки был равен 50 Ом. Для уменьшения проникновения СВЧ мощности в измерительный тракт был использован фильтр в виде высокоомных электродов *NbN* (Рис. 1). Для изготовления микросхем были выращены пленки высокотемпературного сверхпроводника YBCO толщиной 250-300 нм, которые затем покрывались тонким слоем золота толщиной 30 нм. Первая двухслойная структура была изготовлена на подложке Al_2O_3 в ИФМ РАН *ex situ* с последующим отжигом при температуре 500°С в атмосфере кислорода. Вторая структура на бикристаллической подложке YSZ была выращена в фирме *Theva* (Германия). Пленка золота в этом случае наносилась *in situ* при температуре 100°С в одном

вакуумном цикле с пленкой *YBCO*. Создание массивов джозефсоновских контактов из двухслойных структур *YBCO/Au* было выполнено с помощью стандартной фотолитографии и травления ионами аргона.

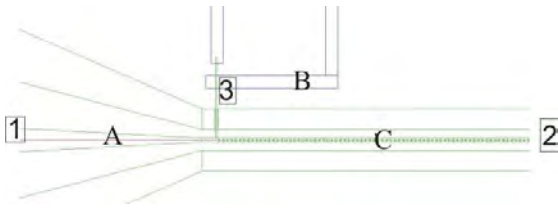


Рис. 1. Фотошаблон для массива джозефсоновских контактов из высокотемпературных сверхпроводников встроенных в копланарную линию передач. (А - копланарная линия передач; В – электроды из *NbN* для пропускания тока и измерения напряжения; С - меандр)

В первом случае ВАХ структуры имеет наклон в области малых токов из-за растекания тока из золота в ВТСП. Сопротивление растекания R_p равно 50 мкОм. Используя формулу:

$$R_p(d) = \frac{1}{w_0} \sqrt{\frac{\rho_c \rho_m}{d_m}} \exp\left(-\frac{d}{\sqrt{\rho_c d_m / \rho_m}}\right) \quad (\phi 1),$$

где w_0 – ширина ВТСП полоска, ρ_m -удельное сопротивление золота, d_m – толщина золота, d – расстояние между электродами тока и напряжения и считая, что $\rho_m \cong 10^{-6}$ Ом·см, можно оценить величину контактного сопротивления $\rho_c \cong 1.4 \cdot 10^{-7}$ Ом·см² при температуре 77 К в случае *ex situ* образцов.

В случае *in situ* образцов на ВАХ цепочки бикристаллических джозефсоновских переходов наблюдается участок с критическим током, а при облучении СВЧ сигналом возникают ступени Шапиро (Рис. 2). Из ВАХ можно определить сопротивление шунта бикристаллического джозефсоновского контакта $R_s = 0.1$ Ом. Используя формулу для R_s [3]:

$$R_s = \frac{1}{w} \sqrt{\frac{\rho_c \rho_m}{d_m}} \quad (\phi 2),$$

где w – ширина меандра, можно определить величину контактного сопротивления $\rho_c \cong 3 \cdot 10^{-8}$ Ом·см² при температуре 77 К для пленок *Theva*.

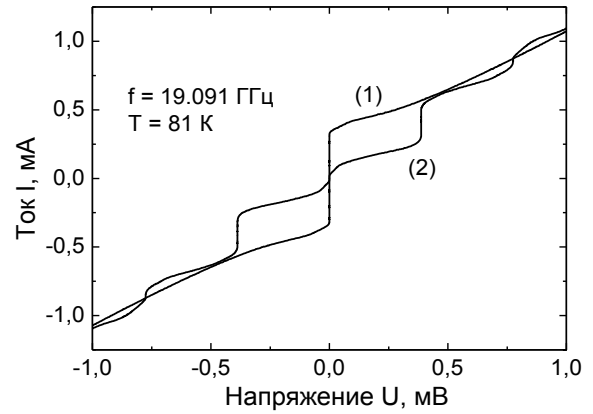


Рис. 2. ВАХ цепочки из 10 джозефсоновских контактов изготовленных на бикристаллической подложке *YSZ* без облучения (1) и при облучении (2) сигналом на частоте $f = 19.091$ ГГц при температуре 81 К

Следует отметить, что структура, изготовленная *in situ*, имеет низкое значение контактного сопротивления, что позволяет получать шунтированные джозефсоновские переходы высокого качества (Рис. 2). Однако, несмотря на высокое значение контактного сопротивления *ex situ* структур, этот метод остается также привлекательными с точки зрения более широких технологических возможностей. Поэтому в дальнейшем планируется получение *ex situ* структур с более низким контактным сопротивлением.

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».

Литература

1. A. I. Pashkovsky, A. N. Subbotin, N. V. Rogozhkina *et al.* // IEEE Trans. Instr. Meas., V. 68, 2113 (2019).
2. S. P. Benz and C. A. Hamilton // APL, V. 68, 3171 (1996); O. F. Keiler, J. K. Kohlmann, F. Muller // Supercond. Sci. Technol., V. 20, S318 (2007).
3. А. А. Голубов, М. Ю. Куприянов // ЖЭТФ., Т. 105, 1442 (1994).

Медленные магнитные поляритоны в джозефсоновском переходе с антиферромагнитной прослойкой

Н.И. Ползикова^{1*}, С.Г. Алексеев¹, А.О. Раевский², С.А. Никитов¹

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

² Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино, Московской обл., 141190

*polz@cplire.ru

Теоретически исследовано взаимодействие медленных магнитных поляритонов с волной джозефсоновского тока в структуре сверхпроводник – антиферромагнитный диэлектрик- сверхпроводник. Медленный магнитный поляритон образуется в результате резонансного взаимодействия замедленных электромагнитных волн Свайхарта с колебаниями намагниченности. Его взаимодействие с джозефсоновским током проявляется в резонансных особенностях на вольт-амперной характеристике перехода, что дает возможность детектировать магнитную динамику антиферромагнетика, возбуждаемую током в субтерагерцовой области частот.

Введение

В последнее время антиферромагнитные (АФМ) материалы привлекают значительное внимание как альтернатива ферромагнитным (ФМ) материалам для применения в магнетике и спинтронике [1, 2]. Развитие антиферромагнитной спинтроники обусловлено, в частности, значительно более высокими собственными частотами АФМ-резонансов и спиновых волн, лежащими в области субтерагерц и выше, по сравнению с частотами ФМ-возбуждений, лежащими в гигагерцовом диапазоне. В то же время большой фундаментальный и практический интерес представляет создание и изучение мультиферроидных материалов и композитных микро- и наноструктур, в которых сосуществуют два и более параметров порядка, например, магнитное и сверхпроводящее (СП) упорядочения. В композитных структурах влияние АФМ-среды с нулевой или малой статической намагниченностью на параметр порядка СП оказывается пренебрежимо малым по сравнению с влиянием ФМ-среды. При этом взаимодействие переменной намагниченности АФМ с электромагнитными полями в структуре АФМ – СП приводит к специфическим высокочастотным явлениям. Ранее, в работе [3], мы рассмотрели резонансное взаимодействие замедленных электромагнитных волн Свайхарта с колебаниями намагниченности в АФМ-прослойке, расположенной между двумя СП (Рис.1), приводящее к образованию связанных волн – медленных магнитных поляритонов. Целью настоящей работы является теоретическое исследование взаимодействия медленных магнитных поляритонов с

волной джозефсоновского тока в такой структуре и его влияния на вольтамперную характеристику (ВАХ) СП перехода.

Постановка задачи

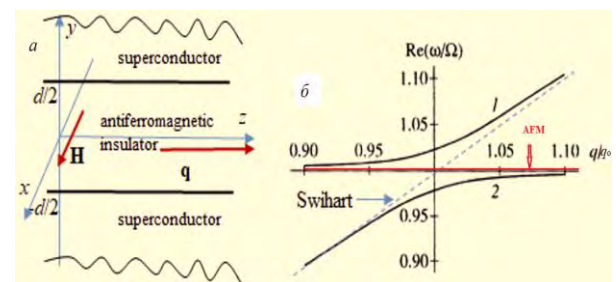


Рис. 1. Структура СП-АФМ-СП и направление основных векторов (а), спектр магнитных поляритонов (б)

Два полубесконечных СП, разделены слоем одноосного АФМ-диэлектрика с двумя идентичными магнитными подрешетками с намагниченностью M_0 . Внешнее магнитное поле лежит в плоскости раздела и перпендикулярно оси анизотропии $\mathbf{n} \parallel z$ (Рис. 1а). В такой структуре существует замедленная электромагнитная ТМ-волна Свайхарта с частотой $\omega = c_s q$, где $c_s = c[\epsilon d / (d + 2\lambda_L)]^{1/2}$, c - скорость света, ϵ - диэлектрическая проницаемость АФМ, λ_L - лондоновская глубина проникновения [4]. При ее синхронизме с собственными колебаниями в АФМ (соответствующими полюсу компоненты тензора магнитной проницаемости $\mu_{xx} = 1 + 4\pi(M_0/H_E)\Omega^2 / (\Omega^2 - \omega^2)$) происходит образование связанных волн – медленных магнитных поляритонов [3]. Здесь $\Omega^2 = 2\gamma^2 H_E H_A$, γ - гиромангнитное отношение, H_E и H_A – поля обмена и

анизотропии в АФМ. Мы рассматриваем два типа анизотропии: «легкая ось» и «легкая плоскость», для которых в данной конфигурации $\mu_{xx} \neq 0$. На рис.1б показан закон дисперсии поляритона в виде двух ветвей ω_1 (1) и ω_2 (2):

$$\omega_{1,2}^2 = \left[(1 + \eta)\Omega^2 + (c_s q)^2 \right] / 2 \pm \sqrt{\left[(1 + \eta)\Omega^2 + (c_s q)^2 \right]^2 - 4\Omega^2(c_s q)^2} / 2 \quad (1)$$

Здесь $\eta = 4\pi(M_0/H_E)(d/(d+2\lambda_L))$ - параметр связи. Для типичных материальных параметров структуры в точке максимального взаимодействия: $\omega_{1,2} \sim \Omega = 10^{12} \text{ c}^{-1}$, $q = q_0 = \Omega/c_s = 10^3 \text{ см}^{-1}$, $\omega_1 - \omega_2 = \Omega \sqrt{\eta}$.

Если толщина диэлектрика сравнима с длиной когерентности СП, то возможно резонансное взаимодействие медленных поляритонов с колебаниями джозефсоновского тока. Это взаимодействие описывается системой связанных уравнений для фазы параметра порядка $\varphi = \varphi_0 + \varphi_1(z, t)$ и прецессии намагниченности $m_x(z, t)$. Связь этих уравнений определяется параметром η , а их решения ищутся в виде $\varphi_1(z, t)$, $m_x(z, t) \sim \exp[i(\omega t - qz)]$, где частота и волновое число связаны с постоянными напряжением V и магнитным полем H соотношениями Джозефсона $V = \hbar\omega/(2e)$, $H = \hbar c q/(2ed)$.

Результаты и обсуждение

Резонансное взаимодействие между поляритоном и волной джозефсоновского тока $J_J = J_1 \sin(\omega t - qz + \varphi_1)$. проявляется в особенностях вольт-амперной характеристики (ВАХ) перехода. Последняя находится в результате усреднения тока по времени и координате : $J(V, H) = \langle\langle J_J \rangle\rangle$ [5]. На рис.2 а представлена ВАХ «длинного» перехода в приведенных координатах H/H_c и V/V_c , где $V_c = \hbar\Omega/(2e)$ и $H_c = \Phi_0\Omega/(4\pi c_s \lambda_L)$ –напряжение на переходе и магнитное поле, соответствующие кроссоверу законов дисперсии в точке (Ω, q_0) (или (1, 1) на рис. 1 б). ВАХ имеет две ветви, которые при заданном магнитном поле проявляются в виде двух всплесков тока (рис.2 б). Положение одного из них по напряжению меняется с полем (вдали от кроссовера линейно, как при резонансе с волной Свайхарта), положение другого слабо зависит от поля и определяется частотой АФМ-резонанса.

В туннельном СП переходе конечной длины L устанавливается система стоячих электромагнитных волн и величины $q_1(z, t)$, $m_x(z, t)$ можно представить в виде разложения по собственным модам перехода [5]. В нашем случае на ВАХ получаются два типа резонансов при напряжениях $V_{1,2} = \hbar\omega_{1,2}(q_n)/(2e)$, где частоты $\omega_{1,2}(q_n)$ находятся из соотношения (1) при $q = q_n = \pi n/L$. Вдали от АФМ-частоты Ω эти резонансы проявляются в виде эквидистантно расположенных ступенек Фиске на ВАХ [5]. По изменению этой регулярной структуры и появлению дополнительного резонанса на ВАХ возможно детектирование возбуждения магнитной динамики АФМ в субтерагерцовой области частот.

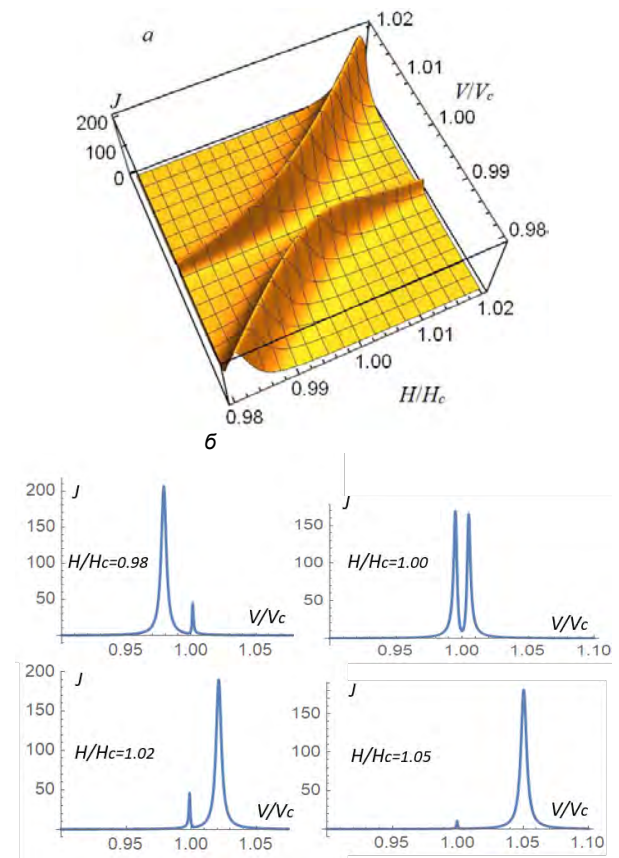


Рис. 2. 3D зависимость $J(V, H)$ для бесконечно длинного перехода (а). ВАХ перехода при различных значениях внешнего магнитного поля (б)

Работа выполнена в рамках государственного задания и при частичной поддержке гранта РФФИ 20-07-01075 А.

Литература

1. T. Jungwirth, X. Marti, P. Wadley, J. Wunderlich // Nature Nanotechnology, V. 11, 231 (2016).
2. A.Yu. Sharaevskaya, D.V. Kalyabin, E.N. Beginin, *et al.* // JMMM, V. 475, 778 (2019).
3. А.С. Бугаев, Н.И. Ползикова, А.О. Раевский // РЭ, Т. 43, 729 (1998).
4. J.S. Swihart // J. Appl. Phys., V.32, 461 (1961).
5. И.О. Кулик, И.К. Янсон. Эффект Джозефсона в сверхпроводящих туннельных структурах. М.: Наука, 1970.

Сверхпроводящие свойства тонких пленок нитрид ниобия на буферном слое оксида гафния

Н.В. Порохов*, М.В. Шибалов, А.М. Мумляков, Е.В. Зенова, М.А. Тархов

Институт нанотехнологий и микроэлектроники РАН, Ленинский пр-т., д.32, г Москва, 119991.

*nporokhov@gmail.com

В данной работе представлен комплексный анализ морфологических, микроструктурных и электрофизических параметров тонких пленок NbN показывающий влияние буферного слоя HfO₂ на сверхпроводящие свойства пленок NbN, полученных методом реактивного магнетронного осаждения. Экспериментально обнаружено влияние буферного слоя HfO₂ на сверхпроводящие свойства нитрида ниобия. Впервые было продемонстрировано, что сверхпроводящие свойства пленок нитрида ниобия на буферном слое HfO₂ имеют высокие сверхпроводящие параметры, а именно T_c ~ 13 К (при толщине пленки примерно 30 нм) и высокую плотность критического тока примерно 10⁷ А/см².

На сегодняшний день материал нитрид ниобия (NbN) широко применяется для создания сверхпроводниковых нано электронных устройств различного функционального назначения, таких как однофотонные детекторы SNSPD, болометры и смесители ТГц диапазона на горячих электронах и пр. Улучшение сверхпроводящих свойств тонких пленок NbN позволяют повысить эффективность наноэлектронных устройств, поэтому большой интерес представляет исследование влияния буферного слоя на сверхпроводящие свойства пленок NbN, на такие важные параметрами как плотность критического тока (J_c) и критическая температура сверхпроводящего перехода (T_c). В работах [1,2] продемонстрировано существенное влияние буферного слоя оксида магния (MgO) на сверхпроводящие параметры пленки NbN, однако гигроскопичность MgO приводит к быстрой деградации свойств таких пленок. В качестве альтернативного материала для буферного слоя может быть использован оксид гафния (HfO₂). Оксид гафния имеет поликристаллическую структуру с ничтожно маленьким размером зерна ~ 0,20 нм, что может существенным образом повлиять на процесс роста нитрида ниобия на этапе формирования зародышей роста.

В ходе работы была получена серия экспериментальных образцов представляющие многослойную структуру Si(n-type)/SiO₂/HfO₂/NbN с различной толщиной слоя HfO₂. На пластину монокристаллического кремния n - типа размером 4 дюйма осаждался аморфный оксид кремния толщиной 500 нм PECVD методом из кремнийсодержащего прекурсора и кислорода, далее, без разрыва вакуума, ме-

тодом атомно слоевого осаждения формировался слой диэлектрика HfO₂. Далее осаждалась пленка NbN, заданной толщины 28 нм, методом реактивного магнетронного осаждения ниобиевой мишени в газовой смеси аргона и азота.

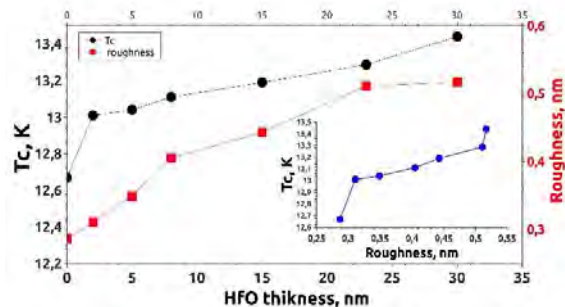


Рис. 1. Зависимости критической температуры сверхпроводящего перехода и параметра шероховатости R_a от толщины буферного слоя HfO₂. На вставке представлена зависимость критической температуры от параметра шероховатости

Морфологический анализ образцов, методом атомно-силовой микроскопией, показал существенное влияние, незначительного по толщине слоя HfO₂ равный 2 нм, на морфологию поверхности пленки NbN. Параметр шероховатости R_a - среднее арифметическое отклонение значения высоты от средневзвешенного значения, увеличился почти в два раза с увеличением толщины буферного слоя HfO₂ рисунок 1. Так же проводились измерения на предмет влияния толщины буферного слоя на электрофизические свойства пленок NbN. Критическая температура перехода определялась в жидком гелии методом экранирования электромагнитного

поля сверхпроводником. На рисунке 1 представлена зависимость критической температуры перехода пленки NbN от толщины буферного слоя HfO₂. Появление тонкого буферного слоя, увеличивает температуру перехода на 0,5 К, далее с увеличением толщины буферного слоя температура перехода монотонно увеличивается. Полученные результаты позволяют построить зависимость критической температуры перехода от шероховатости поверхности NbN (вставка рисунок 1)

Известно, что более шероховатая поверхность формируется за счет увеличения размера зерна пленки[4]. Предполагается, что с увеличением толщины подслоя HfO₂ возрастает значение среднего размера кристаллитов HfO₂, что, в свою очередь, приводит к возрастанию степени шероховатости поверхности.

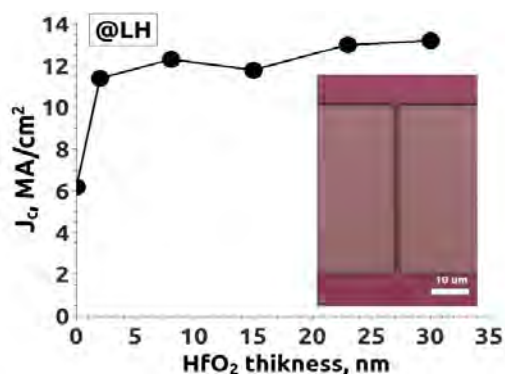


Рис. 2. Зависимость критической плотности тока от толщины буферного слоя оксида гафния

Для исследования влияния буферного слоя на критическую плотность тока были сформированы структуры типа микромост (вставка рисунок 2) с шириной полоски 1 мкм. Охлаждение всех исследуемых образцов производилось в криостате замкнутого цикла Гиффорда-МакМагона. В качестве температуры, при которой исследовалась зависимость J_c от толщины буферного слоя выбрана точка кипения жидкого гелия 4,2 К. На рисунке 2 изображена зависимость плотности критического тока (J_c) от толщины буферного слоя оксида гафния. Наличие тонкого буферного слоя (2 нм) приводит к существенному возрастанию критической плотности тока в 2 раза, дальнейшее увеличение толщины буферного слоя приводит к незначительному росту критической плотности тока. В данных исследованиях наблюдается однообразие поведения критической температуры перехода в сверхпроводящее состояние и критической плотности тока при наличии буферного слоя оксида гафния. Данный

факт свидетельствует о существенном влиянии буферного слоя на характеристики пленки NbN.

Рентгенофазовый анализ и микроструктурный анализ полученных пленок, показал отсутствие различий в структуре пленок NbN рисунок 3. Отсутствие различий обусловлено большим значением FWHM для пиков (>1.5°) ввиду малого размера кристаллитов (~5-7 нм) и возможного наличия внутренних напряжений.

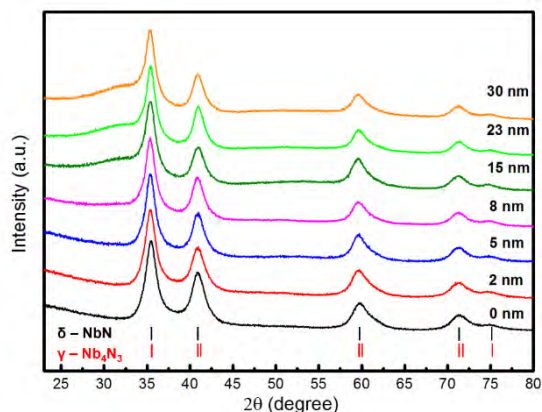


Рис. 3. Рентгеновские дифрактограммы при скользящем падении пучка Grazing (GIXRD) в зависимости от угла 2θ для серии образцов Si(110)/SiO₂/HfO₂(X нм)/NbN с различной толщиной буферного слоя HfO₂. Черные линии указывают на пики для δ-NbN и красные на γ-Nb₄N₃

В работе представлен анализ пленок NbN полученных на буферном слое HfO₂ различной толщины. Установлено, что незначительная толщина буферного слоя HfO₂ существенно влияет на электрофизические (плотность критического тока) и морфологические свойства пленок NbN. Из-за малого размера кристаллитов пленок, изменений в кристаллических решетках NbN, в зависимости от толщины буферного слоя HfO₂, не установлено.

Литература

1. Wang Z. et al. // J. Appl. Phys.79,7837 (1996).
2. Villegier C. et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond.11,68 (2001).
3. Balog M. and Schieber M. // Thin Solid Films 41, 247 (1977).
4. Olaya J.J., Huerta L., Rodil S.E., Escamilla R., Superconducting niobium nitride films deposited by unbalanced magnetron sputtering // Thin Solid Films, vol. 516, pp. 8768–8773, (2008).

Электромагнитный эффект близости в многослойных структурах сверхпроводник – ферромагнетик

А.В. Путилов^{1*}, С.В. Миронов¹, А.С. Мельников¹, А.И. Буздин²

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

² University Bordeaux, LOMA UMR-CNRS Talence Cedex, France.

*alputilov@ipmras.ru

Показано, что в многослойных структурах сверхпроводник (S) / ферромагнетик (F) спонтанное магнитное поле, индуцированное в S слоях за счет электромагнитного эффекта близости, может быть существенно усилено по сравнению с ранее исследованным случаем двуслойных S/F структур. Эффект наблюдается для структур с намагниченностью, лежащей в плоскости слоев, как для ферромагнитного, так и для антиферромагнитного упорядочения. Для структур конечных размеров масштаб спада магнитного поля вглубь структуры существенно зависит от взаимной ориентации поверхности образца, нормали к плоскостям слоистой структуры и направлению намагниченности в ферромагнитных слоях. Полученные в расчетах распределения магнитного поля и сверхпроводящих токов позволяют интерпретировать результаты измерений методом рассеяния медленных нейтронов Nb/Gd сверхрешеток.

Введение

Эффект близости и обратный эффект близости, связанные с проникновением куперовских пар через интерфейс между сверхпроводником (S) и ферромагнетиком (F), приводят к интересным термодинамическим и транспортным явлениям в S/F системах. Недавно был предсказан новый механизм обратного эффекта близости, приводящий к возбуждению дальнедействующих спонтанных сверхпроводящих токов и магнитных полей внутри S слоя на масштабах порядка лондоновской глубины λ от S/F границы (так называемый электромагнитный эффект близости) [1]. Этот эффект заключается в том, что куперовские пары, проникая из сверхпроводящей области в ферромагнетик, взаимодействуют с намагниченностью $4\pi M$, формируя при этом экранирующие мейсснеровские токи. Эти токи создают свое магнитное поле, проникающее в сверхпроводник и экранируемое на масштабах порядка лондоновской глубины проникновения λ , которая, как правило, существенно превышает длину когерентности ξ_s . В данной работе показано, что электромагнитный эффект близости может быть существенно усилен в многослойных структурах, состоящих из чередующихся S и F слоев, по сравнению с двуслойными структурами. Это усиление вызвано аддитивными вкладами в магнитное поле от разных слоев. Насыщение спонтанного магнитного поля происходит, если толщина структуры становится сравнимой с величиной λ .

Основные результаты

Наиболее простая конфигурация магнитного поля реализуется в многослойных S/F структурах, состоящих из одинаковых слоев сверхпроводника толщины $d_s \ll \lambda$ и ферромагнетика толщины $d_f \ll \lambda$ с намагниченностью, лежащей в плоскости слоев (для простоты рассматривается случай структуры в форме прямоугольного параллелепипеда с гранями, ориентированными как показано на рис. 1). Для расчета распределения магнитного поля с учетом электромагнитного эффекта близости используется соотношение Лондонов между сверхпроводящим током j_s и магнитным векторным потенциалом A : $j_s(r) = -(c/4\pi)\lambda^{-2}(r)A(r)$. Для такого соотношения уравнение Максвелла принимает вид:

$$\text{rot rot } A + \lambda^{-2}A = 4\pi \text{ rot } M$$

Показано, что для структуры, все геометрические размеры которой существенно превышают величину λ , вдали от краев среднее магнитное поле отсутствует: поле намагниченности F слоев, в среднем, полностью компенсируется полем, индуцированным мейсснеровским током, текущим вдоль поверхности структуры. Магнитное поле в S слое при этом составляет величину $B = -4\pi M_0 d_f / d$, а в F слое $B = 4\pi M_0 d_s / d$, где $d = d_s + d_f$.

Вблизи границы структуры масштаб, на котором происходит спадание среднего магнитного поля вглубь структуры, зависит от ориентации грани

относительно S/F плоскостей и направления вектора намагниченности. Для грани, параллельной плоскости слоев (отмечена на рис. 1 цифрой I) масштаб спада спонтанных токов составляет $\lambda_0 = \langle \lambda^2 \rangle^{-1/2}$. Для граней, перпендикулярной плоскости слоев и параллельной намагниченности (отмечены цифрой II), масштаб спада составляет $\langle \lambda^2 \rangle^{1/2}$. Вблизи граней типа III в приповерхностной области с характерной толщиной d присутствует магнитное поле и соответствующие ему сверхпроводящие токи. В отличие от предыдущих случаев, усредненные по периоду структуры магнитное поле и сверхпроводящий ток отсутствуют.

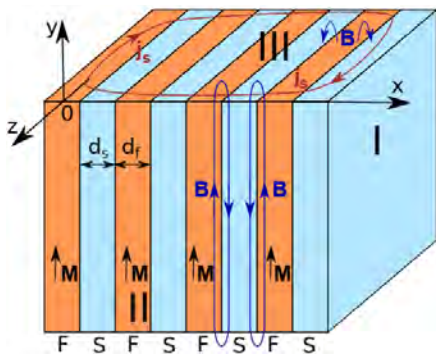


Рис. 1. Схематическое изображение многослойной S/F структуры. Три возможных ориентации граней относительно вектора намагниченности и плоскостей структуры отмечены цифрами I, II, III

Для расчета распределения магнитного поля и токов в структуре с конечным числом периодов был использован подход, основанный на матричной связи между величинами (A_n, B_n) и (A_{n+1}, B_{n+1}) при смещении на период структуры перпендикулярно плоскости слоев. Граничные условия определяются равенством магнитного поля на внешних границах сверхрешетки внешнему полю (которое предполагалось равным нулю). В расчетах предполагалось, что в сверхпроводнике $\lambda = \lambda_s = 120$ nm, при этом в ферромагнетике профиль $\lambda(x)$ находился в рамках теории Узеделя. Полученное распределение $\lambda(x)$ изображено на вставке рис. 2b, оно соответствует $\lambda_0 = 126$ nm.

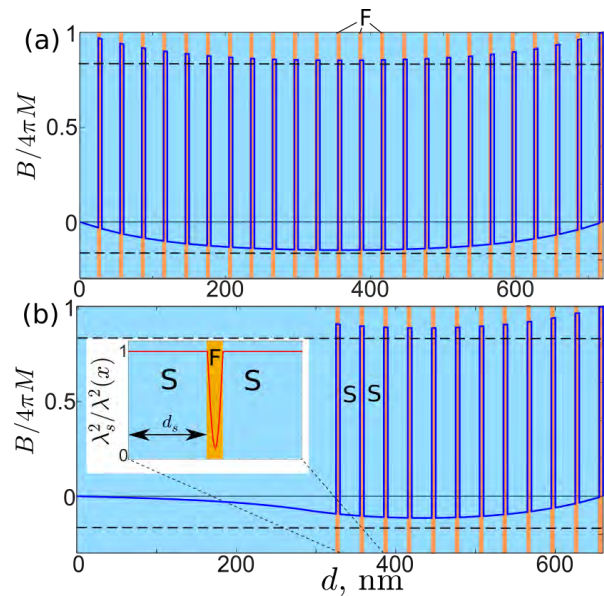


Рис. 2. Распределение магнитного поля в многослойной структуре, $d_s = 25$ nm, $d_f = 5$ nm. (a) Структура, состоящая из $N = 24$ периодов, ограничена вакуумом. (b) Структура состоит из $N = 12$ периодов, граничит с толстым сверхпроводником ($D = 300$ nm)

На рис. 2a показан результат расчета магнитного поля в структуре, состоящей из $N = 24$ периода. Получено, что вдали от краев магнитное поле приближается к значениям, соответствующим безграничной структуре (указаны пунктиром). Также был выполнен расчет распределения магнитного поля в многослойной структуре ($N = 12$), находящейся в контакте с толстым сверхпроводником толщиной $D = 300$ nm (рис. 1b).

Показано, что на границе толстого сверхпроводника магнитное поле составляет $B = -4\pi M_0 d_f \lambda_0 / d(\lambda_0 + \lambda_s)$, что существенно превышает величину спонтанного поля в S/F бислоях [1].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 20-12-00053).

Литература

1. S.V. Mironov, A.S. Mel'nikov, and A.I. Buzdin, Appl. Phys. Lett. 113, 022601 (2018).

Температура перехода из бегущего состояния в режим фазовой диффузии в джозефсоновских переходах

Л.С. Ревин^{1, 2,*}, А.Л. Панкратов^{1, 2, 3, §}, А.В. Гордеева^{1, 2}, А.А. Яблоков^{1, 2}, Л.С. Кузьмин^{2, 4}

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

2 Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева, Нижний Новгород.

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

4 Чалмерский технологический университет, Гётеборг, Швеция.

*rls@ipmras.ru, §alp@ipmras.ru

Анализ проводился на основе измерений гистограмм токов переключения алюминиевых джозефсоновских контактов из сверхпроводящего состояния в резистивное. Обнаружено существенное различие в поведении среднеквадратического разброса токов переключения в зависимости от температуры для разных структур. Для каждой структуры найдена температура $T_{\text{turn-over}}$, при которой наблюдается перегиб функции $\sigma(T)$, свидетельствующий о изменении динамики фазы джозефсоновского контакта и переходе из режима фазовой диффузии в режим бегущего состояния. Для проведения анализа с большей статистикой использовались данные экспериментов других научных групп. В результате получена сводная таблица параметров структур и величин $T_{\text{turn-over}}$. Получена теоретическая зависимость данной температуры от характеристик джозефсоновских переходов и условий проведения измерений.

Введение

Джозефсоновский переход с малым затуханием, переключающийся из своего метастабильного состояния с нулевым напряжением в стабильное состояние с конечным напряжением, в последнее время всё чаще рассматривается в качестве устройства считывания для сверхпроводящих систем квантовых битов и сверхслабых сигналов во многих экспериментах.

Часто бывает выгодно уменьшить критический ток I_c детектирующего перехода, чтобы повысить чувствительность измерения. Тем не менее, физика, управляющая явлениями переключения переходов с малым I_c , отличается от таковых с большими I_c .

В данной работе исследуется изменение динамики джозефсоновской фазы в зависимости от температуры для переходов с малым I_c .

Экспериментальные результаты

Анализ проводился на основе экспериментальных измерений 5 образцов СИС-контактов с различными параметрами. Измерения гистограмм, среднего тока переключения и дисперсии для разных образцов демонстрируют переход из классического режима в режим фазовой диффузии при различных значениях температуры, Рисунок 1.

По зависимости $\sigma(T)$ можно определить температуру перехода $T_{\text{turn-over}}$ из одного режима в другой. Так, для образца SIS55-4 (верхний левый график) наблюдается классическая зависимость: среднеквадратичный разброс гистограмм переключения падает с понижением температуры. Для образца SIS44-1 наблюдается перегиб функции $\sigma(T)$ при температуре 460 ± 100 мК; для образца SIS34-3 - при температуре 180 ± 25 мК. Для образца SIS55-2 во всем диапазоне температур доминирует режим фазовой диффузии.

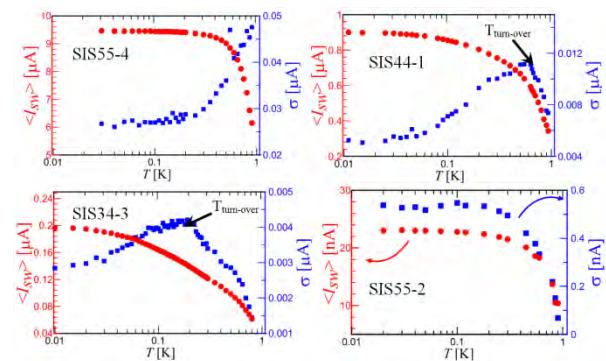


Рис. 1. Зависимость среднего тока переключения (левая ось) и среднеквадратичного отклонения (правая ось) от температуры для четырех образцов

Для проведения анализа с большей статистикой использовались данные экспериментов других

научных групп. В результате сводная таблица параметров и величин $T_{\text{turn-over}}$ выглядит следующим образом, Таблица 1, где $Q = \omega_p RC$.

Таблица 1. Сводная таблица параметров джозефсоновских переходов.

Номер образца	I_c , μA	R_n , Ω	C , pF	Q	T , mK
SPC73	0.145	1600	0.01	3.36	130
SIS34-3	0.16	1200	0.02	3.74	180
SIS44-1	0.9	235	0.135	3.1	460
Ref [1]	0.2	500	0.1	3.9	530
Ref [2]	0.513	612	0.045	2.5	310
Ref [3]	0.48	315	0.077	3.34	500
Ref [4]	1.65	70	0.3	2.71	1560
Ref [5]	1.91	65	0.3	2.71	1600

Основной вопрос - влияние параметров самого СИС-контакта на значение температуры перехода. Поскольку для режима фазовой диффузии отсутствует универсальная теория, в большинстве работ по близкой тематике для анализа используют численный расчет.

В работе проводилось численное моделирование в рамках модели резистивно-шунтированного перехода. Кроме того, приводится аналитическая формула для описания температуры перехода в

зависимости от добротности, скорости развертки тока и I_c .

Работа выполнена при поддержке РФФ № 19-79-10170.

Литература

1. J. M. Kivioja, T. E. Nieminen, J. Claudon, O. Buissou, F.W.J. Hekking, and J. P. Pekola // *Phys. Rev. Lett.* 94, 247002 (2005).
2. Y. Yoon, S. Gasparinetti, M. Möttönen, J.P. Pekola // *J. Low Temp Phys* 163, 164–169 (2011).
3. H. F. Yu, X.B. Zhu, Z. H. Peng, Ye Tian, D. J. Cui, G. H. Chen, D. N. Zheng, X. N. Jing, Li Lu, S.P. Zhao, S. Han // *Phys. Rev. Lett.* 107, 067004 (2011).
4. D. Massarotti, L. Longobardi, D. Stornaiuolo, L. Galletti, G. Rotoli, A. Kawakami, G.P. Pepe, F. Tafuri // *J. Supercond Nov Magn* 26, 835–838 (2013).
5. L. Longobardi, D. Massarotti, G. Rotoli, D. Stornaiuolo, G. Papari, A. Kawakami, G.P. Pepe, A. Barone, F. Tafuri // *Phys. Rev. B* 84, 184504 (2011).

Эффект Джоулева нагрева в Джозефсоновских контактах с графеновой прослойкой

М.Р. Саматов

МИЭМ НИУ ВШЭ, Таллинская 34, Москва, 123458

В данной работе приведены результаты исследования термоэлектрического транспорта в Джозефсоновских контактах с графеновой прослойкой. Рассмотрена СГС (сверхпроводник – графен – сверхпроводник) структура, выведены формулы описывающие процессы в структуре, по ним построены графики.

Введение

В 1962 году английский физик Брайан Дэвид Джозефсон предсказал эффект протекания сверхпроводящего тока в контакте сверхпроводник – изолятор – сверхпроводник. [1] Данное явление было названо в его честь, а все подобные структуры, в которых наблюдается данный эффект – Джозефсоновскими контактами.

Высокопрозрачные Джозефсоновские контакты обладают уникальными свойствами. Например, прозрачные переходы имеют несинусоидальное соотношение ток-фаза [2, 3] и содержат Андреевы уровни, которые могут быть использованы для квантовой обработки информации [4].

Основной целью данного исследования является теоретическое рассмотрение Джозефсоновского контакта с графеновой прослойкой. Вначале мы поговорим о рассматриваемом сверхпроводниковом контакте. Затем представим формулы и графики описывающие процессы в данном контакте.

СГС структура

СГС структура – соединение сверхпроводник – графен – сверхпроводник. Графен – двумерная аллотропная модификация углерода, представляющая собой полупроводник. Схема рассматриваемого Джозефсоновского контакта представлена на Рис. 1.

Данная СГС структура состоит из двух больших сверхпроводящих резервуаров, двух сверхпроводящих линий и графенового слоя. Температура резервуаров все время равна температуре окружающей среды.

Прикладывая напряжение на сверхпроводящие линии, потечет ток. В силу наличия сопротивления в

виде графенового перехода, сверхпроводящие линии вблизи контакта начнут разогреваться. При некотором значении критического тока (I_c) линии начнут переходить в нормальное состояние. Рассмотрим теоретическую модель Джоулева нагрева.

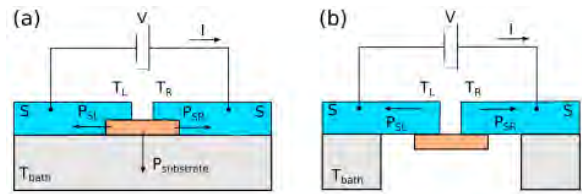


Рис. 1. (а) Схема Джозефсоновского контакта с участком нормального проводника, соединяющим два идентичные сверхпроводящие линии, полностью находящиеся в контакте с подложкой. (б) Схема Джозефсоновского контакта с графеновой прослойкой. Все Джоулево тепло выходит только через сверхпроводящие линии

Теория

Электрически ток через СГС структуру можно записать в виде:

$$I = \frac{V}{R} + \gamma \frac{\Delta_L(T_L) + \Delta_R(T_R)}{2eR} \quad (1)$$

Здесь второй член – это избыточный ток, а Δ – сверхпроводящая щель [5, 6] (Δ_L – слева от интерфейса, Δ_R – справа от интерфейса). Они зависят от температуры на контактах линий с центральной секцией. R – сопротивление интерфейса, V – напряжение, T_L , T_R – температура в левой и правой части, γ – безразмерная константа. Для короткого Джозефсоновского контакта с расстоянием между линиями $L_{jct} \ll \xi$ данную константу можно записать как [7]

$$\gamma = \frac{\sum_j \frac{\tau_j^2}{1 - \tau_j} \left(1 - \frac{\tau_j^2}{2\sqrt{1 - \tau_j}(2 - \tau_j)} \ln \frac{1 + \sqrt{1 - \tau_j}}{1 - \sqrt{1 - \tau_j}} \right)}{\sum_j \tau_j} \quad (2)$$

Чтобы найти зависимость температуры T_0 от напряжения V необходимо решить уравнение теплового баланса.

$$P(T_0, T_{bath}) = IV \quad (3)$$

Где мы вводим температуры окружающей среды T_{bath} и мощность охлаждения контакта P . Мощность Джоулева тепла отводится на сверхпроводящие линии, в то время как остальная ее часть направлена на фононы подложки и, возможно, в некоторые другие каналы охлаждения. Предполагаем, что сопротивление контакта намного больше сопротивления линий. Для нахождения формы обвала значений вблизи критических напряжений V_C можно линеаризовать уравнение 3 в виде

$$(T_0 - T_C)G_C^{th} = IV - I(V_C)V_C \quad (4)$$

где $G_C^{th} = dP(T_0, T_{bath})/dT_0|_{T_0=T_C}$ – теплопроводность выводов при критической температуре. Подставляя решение данного уравнения на T_0 в уравнение тока I и дифференцируя по V , получаем

$$\frac{dI}{dV} = \frac{1}{R} - \frac{4\theta(V_C - V)}{bR} \left(\frac{(b-4)}{\sqrt{bV_C^2 - (b-4)V^2}} + 2 \right) \quad (5)$$

где $\theta(x)$ – ступенчатая функция Хевисайда и

$$b = \frac{14\zeta(3)}{\pi^2\alpha^2} \frac{e^2 R G_C^{th}}{k_B^2 T_C}. \quad (6)$$

Заключение

По формуле 1 строим график зависимость тока от напряжения (Рис. 3). На графике красной линией показан закон Ома. Синяя линия – закон Ома с добавлением избыточного тока, $I = V/R + \alpha\Delta(0)/eR$.

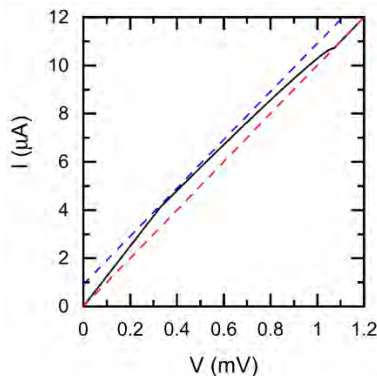


Рис. 3. График зависимости электрического тока от напряжения. Красная линия – закон Ома. Синяя линия – закон Ома с добавлением избыточного тока

Мы рассматриваем только диапазон напряжения $eV > 2\Delta$. На рисунке 4 представлена зависимость температуры от напряжения $T_0(V)$. На рисунке 5 мы

сравнили точное значение дифференциальной проводимости и аппроксимированным выражением (уравнение 5).

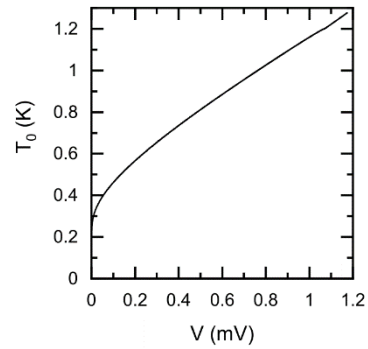


Рис. 4. График зависимости температуры от напряжения

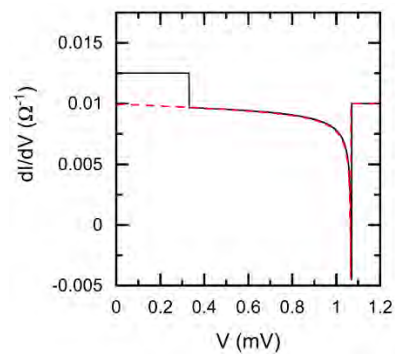


Рис. 5. Черная линия показывает точное решение для дифференциальной проводимости. Красная пунктирная линия – аппроксимированное выражение

Литература

1. B.D. Josephson. Possible new effects in superconductive tunneling // Phys. Lett. 1 (7): 251–253.
2. W. Haberkorn, H. Knauer, and J. Richter // Phys. Status Solidi A47, K161 (1978).
3. A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, and E. Il'ichev // Rev. Mod. Phys. 76, 411 (2004).
4. A. Zazunov, V. S. Shumeiko, E. N. Bratus, J. Lantz, and G. Wendin // Phys. Rev. Lett. 90, 087003 (2003).
5. Bardeen, J.; Cooper, L.N.; Schrieffer, J.R. Microscopic. Theory of Superconductivity // Physical Review. 106 (1): 162–164.
6. Bardeen, J.; Cooper, L.N.; Schrieffer, J.R. Theory of Superconductivity // Physical Review. 108 (5): 1175–1204.
7. A.V. Zaitsev // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 86, 1742 (1984) [Sov. Phys. JETP 59, 1015 (1984)].

Электрон-фононный перенос тепла в мезоскопическом сверхпроводнике с многоквантовым вихрем

А.В. Самохвалов^{1*}, И.А. Шерешевский¹, Н.К. Вдовичева¹, М. Taurin²,
И.М. Хаймович^{1,3}, А.С. Мельников¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия.

² Institute of Solid State Physics, Vienna University of Technology, Wiedner Hauptstrasse 8-10, 1040 Vienna, Austria.

³ Max Planck Institute for the Physics of Complex Systems, Nothnitzer Str. 38, 01187 Dresden.

*samokh@ipmras.ru

Приведены результаты исследования энергетической релаксации неравновесных квазичастиц в мезоскопическом сверхпроводящем диске с радиусом в нескольких длин когерентности, помещенного во внешнее магнитное поле H , перпендикулярное плоскости диска. С использованием стационарных уравнений Узаделя выполнены самосогласованные численные расчеты потока тепла от электронов (e) с температурой T к фононам (ph) с температурой $T_{ph} \ll T$ для вихревых состояний с различным значением орбитального момента (завихренности) L , формируемых полем H в диске. Показано, что при низких температурах $T \ll T_c$ (T_c - критическая температура сверхпроводящего перехода) на процесс рекомбинации сильно влияет взаимодействие подщелевых состояний квазичастиц, расположенных в нормальной сердцевине вихря и в области на краю диска, где спектральная щель E_g подавлена экранирующими токами. Предложена приближенная модель для вычисления e - ph теплового потока в мезоскопическом диске с многоквантовым вихрем, применимая для анализа неравновесного охлаждения квазичастиц ловушками, индуцированными магнитным полем в различных мезоскопических сверхпроводящих устройствах.

Избыточная концентрация неравновесных квазичастиц (НК), энергия которых превышает величину сверхпроводящей (СП) щели, является одним из основных факторов, ограничивающих работу и характеристики мезоскопических СП устройств (электронные турникеты, различные типы кубитов, резонаторы, детекторы фотонов и т.д. [1]), работающих при криогенных температурах. Для надежной работы таких устройств необходимо создать канал эффективной и быстрой релаксации этих паразитных неравновесных возбуждений. Наличие избыточных квазичастиц характеризуется эффективной электронной температурой T , которая превышает температуру фононной подсистемы T_{ph} . Горячие электроны обычно рассеивают тепло за счет взаимодействия с фононами. Жесткая энергетическая щель E_g в спектре квазичастиц сверхпроводника подавляет рекомбинацию горячих НК, делая скорость релаксации экспоненциально медленной ($\sim e^{-E_g/k_B T}$). Поэтому, для уменьшения плотности НК в устройствах были предложены различные варианты так называемых ловушек для квазичастиц (тонкие слои нормального металла или ферромагнетика [2], или ловушки в виде вихрей Абрикосова [3]). В целом, все варианты ловушек квазичастиц предполагают создание в системе области с подавленной СП щелью, которые усиливают процессы электрон-фононной релаксации. Упрощенная мо-

дель динамики квазичастиц и охлаждения электронов, предложенная в [4] для объяснения экспериментальных измерений характеристик НК в одноэлектронном СП транзисторе с нормальными металлическими электродами, хорошо работала только для состояний Мейсснера и одноквантового вихря.

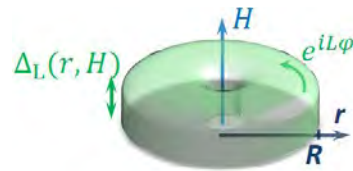


Рис. 1. Распределение параметра порядка $\Delta_L(r, H)$ в СП диске радиуса R с L - квантовым вихрем в центре

В докладе обсуждаются результаты теоретического исследования e - ph теплопереноса в диффузионном мезоскопическом СП диске, размер которого порядка нескольких длин когерентности ξ_0 . Предполагается, что внешнее магнитное поле \vec{H} , ориентированное перпендикулярно плоскости диска, формирует многоквантовый ("гигантский") вихрь в центре диска (Рис.1). С использованием стационарных уравнений Узаделя выполнены самосогласованные численные расчеты потока тепла $\dot{Q}_L(H)$ от электронов с температурой T к фононам с температурой $T_{ph} \ll T$ для вихревых состояний с различным значением орбитального момента (завихрен-

ности L , формируемых полем \vec{H} в диске. Сердцевина гигантского вихря и области вблизи края образца, где энергетическая щель E_g в спектре квазичастиц подавлена экранирующими токами Мейснера, образуют потенциальные ямы (ловушки) для квазичастиц, которые отвечают за перенос тепла. Спектральные характеристики (жесткая или мягкая щели в спектре) и локальная плотность состояний (LDOS) мезоскопического диска сильно зависят от взаимодействия подщелевых состояний, локализованных в сердцевине вихря и в области на краю образца [5] (см. Рис.2). Показано, что переходы между сверхпроводящими состояниями с различной завихренностью L вызывают резкие

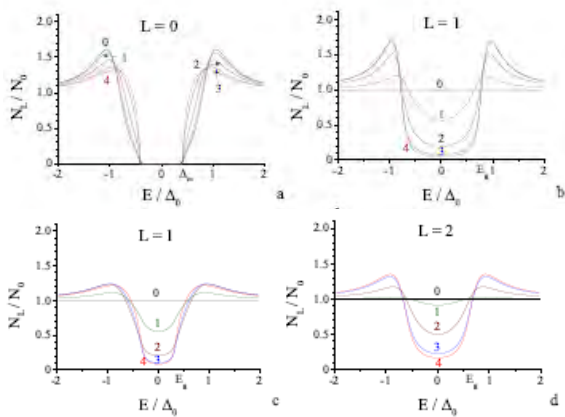


Рис. 2. Локальная плотность состояний $N_L(r, E)$ для разных расстояний $0 \leq r/\xi_0 \leq 4$ от центра вихря и значений магнитного поля $H = H_{0 \pm 1} = 2.24H_0$ (a,b) и $H = H_{1 \pm 2} = 3.38H_0$ (c,d), отвечающих переходам между состояниями с завихренностью $L = 0, 1$ и $L = 1, 2$, соответственно ($T = 0.1T_{cs}$, $R = 4\xi_0$). Мягкая щель E_g отвечает максимальному наклону $dN_L(R, E)/dE$ кривой

изменения (скачки) $\dot{Q}_L(H)$, связанные с входом/выходом вихрей при изменении магнитного поля (Рис.3). С увеличением магнитного поля при фиксированной завихренности L происходит плавный рост теплового потока от электронов к фононам $\dot{Q}_L(H)$ из-за увеличения экранирующих токов и уменьшения спектральной щели в плотности состояний. Таким образом, внешнее магнитное поле позволяет эффективно управлять величиной $e-ph$ теплового потока в мезоскопических сверхпроводниках в мейснеровском и вихревом состояниях.

Предложена приближенная полуколичественная модель, позволяющая аналитически рассчитать пространственное распределение потока тепла в диске $\dot{Q}_L(H, r)$ в состояниях с гигантским вихрем в центре диска. Выполненные численные расчеты

$e-ph$ релаксации хорошо согласуются с результатами, полученными из полуколичественной модели.

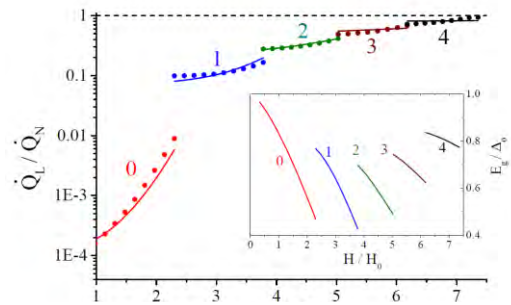


Рис. 3. Зависимость $e-ph$ теплового потока $\dot{Q}_L(H)$ от магнитного поля в СП диске радиуса $R = 4\xi_0$ при $T = 0.1T_{cs}$ (сплошные кружки). Цветными линиями показаны результаты подгонки с помощью приближенной полуколичественной модели. Вставка показывает зависимость мягкой щели E_g в спектре от магнитного поля. Цифры у кривых обозначают соответствующие значения завихренности $0 \leq L \leq 4$ ($Q_N = \Sigma VT^5$, V - объем диска, Σ - постоянная $e-ph$ взаимодействия)

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

Литература

1. J. M. Martinis, et al. // Phys. Rev. Lett. V.103, 097002 (2009); H. Paik, et al. // Phys. Rev. Lett. V.107, 240501 (2011); H. Wang, et al. // Appl. Phys. Lett. V.95, 233508 (2009); R. Barends, et al. // Appl. Phys. Lett. V.99, 113507 (2011); J. P. Pekola, et al. // Appl. Phys. Lett. V. 76, 2782 (2000); D. M. T. van Zanten, et al. // Phys. Rev. Lett. 116, 166801 (2016); I. M. Khaymovich, D. M. Basko // Phys. Rev. B V.94, 165158 (2016).
2. D. J. Goldie, et al. // Phys. Rev. Lett. V. 64, 954 (1990); Rajauria, S. et al. // Phys. Rev. B V. 85, 020505 (R) (2012);
3. J. T. Peltonen, et al. // Phys. Rev. B V.84, 220502 (R) (2011); S. Nakamura, et al. // Phys. Rev. Applied V.7, 054021 (2017).
4. M. Taupin, I.M. Khaymovich, et al. // Nat. Comm. V. 7, 10977 (2016).
5. A.V. Samokhvalov, et al. // Phys. Rev. B V.99, 134512 (2019).

Влияние геометрии планарного джозефсоновского перехода на его критические характеристики

О.В. Скрябина^{1, 2, 3*}, С.В. Бакурский^{3, 4}, А.Г. Шишкин^{2, 4},
Д.С. Баранов^{2, 3}, М.Ю. Куприянов³, В.С. Столяров^{2, 4}

1 Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, 142432

2 Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, 141700

3 НИИЯФ МГУ имени М. В. Ломоносова, Москва, 119234

4 Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, 127055

*oskrya@gmail.com

Планарные джозефсоновские переходы являются более предпочтительными с точки зрения масштабируемости сверхпроводящих устройств, чем традиционные многослойные структуры. Так, недавно нами были изучены планарные контакты на основе золотых нанопроводов, где мы продемонстрировали неинвариантность двух-точечной и четырех-точечной схем измерения. Продолжением данных исследований стало экспериментальное наблюдение избыточно сильного влияния геометрии электродов на критические ток и температуру перехода, причина которого уточняется.

Введение

Планарные джозефсоновские переходы являются более предпочтительными с точки зрения масштабируемости сверхпроводящих устройств, чем традиционные многослойные структуры [1, 2].

Не так давно нами были изучены планарные контакты на основе золотых нанопроводов [3], где мы продемонстрировали неинвариантность двух-точечной и четырех-точечной схем измерения. Логическим продолжением стало изучение аналогичных переходов с разной шириной контактов

Результаты

Здесь представлены некоторые результаты для образцов с четырех-контактной геометрией, представляющих собой золотые тонкие полоски толщиной 50 нм ($L = 33$ мкм, $w = 170 \pm 10$ нм), к которым подведены ниобиевые сверхпроводящие контакты. Структуры изготавливались с помощью электронной литографии и магнетронного напыления в два этапа. Пример рабочего образца приведен на Рис. 1. Весь набор структур имел одну и ту же длину слабой связи и отличался лишь толщиной центральных ниобиевых электродов.

С помощью исследования зависимостей $R(T)$ было показано, что сопротивление промежуточной части нанопровода слабо зависит от температуры, в то

время как основные изменения сопротивления определяются процессами в подэлектродной области (Рис. 2а). Реальное распределение падения напряжения в подэлектродной области определяется в свою очередь процессами растекания токов при температурах выше критической температуры ниобия $T_C = 7.7$ К, а также процессами конверсии тока.

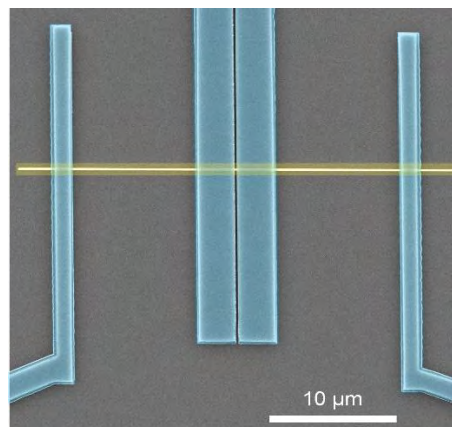


Рис. 1. SEM-изображение сверхпроводящего перехода Nb/Au/Nb

Сопротивление системы нелинейно зависит от ширины электрода даже в полностью нормальном состоянии выше критической температуры ниобия. Нелинейность $R(T)$ связана с растеканием нормального тока по большому электроду, что значительно снижает сопротивление в этой области. Узкие электроды шириной менее 1 мкм имеют значительное граничное сопротивление, поэтому ток

протекает в электрод в меньшей степени, в результате сопротивление изменяется практически линейно с шириной сверхпроводника.

При снижении температуры ниже критической температуры ниобиевых электродов растекание токов в системе меняется. В электродах большой ширины ток полностью втекает в них и преобразуется в сверхпроводящий ток, а сопротивление преобразования определяется зависимостью $(1 - T/T_C)^{-1/4}$, что приводит к падению сопротивления при $T = T_C = 7,7$ К. При задании сверхтока в системе измеряется сопротивление преобразования всего заданного тока, а при задании нормального тока в системе ток растекается по двум параллельным каналам – нормальному и сверхпроводящему, что приводит к уменьшению сопротивления система.

В этом же образце при дальнейшем понижении температуры сопротивление преобразования выходит на плато до тех пор, пока критический ток джозефсоновского перехода не станет больше тока, подаваемого в систему. При этой температуре сопротивление начинает резко падать до нуля, и переход переходит в сверхпроводящее состояние. В этом случае критическая температура перехода значительно снижается с уменьшением ширины электродов (Рис. 2b). При измерении критического тока джозефсоновских контактов также можно наблюдать уменьшение значения критического тока по мере уменьшения толщины электродов ниже 4 мкм (Рис. 2c).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ №20-69-47013

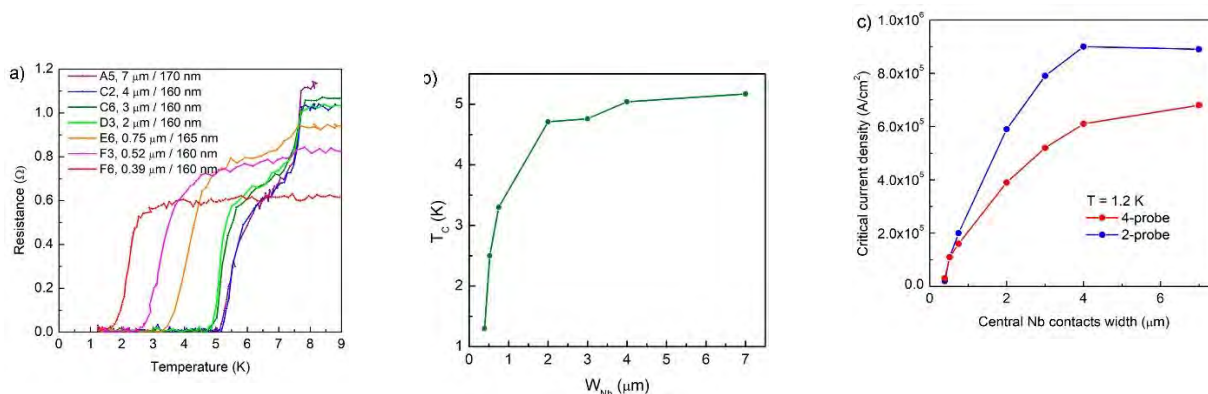


Рис. 2. а) $R(T)$ зависимости переходов Nb/Au/Nb. Легенда содержит наименование образца, ширину центральных контактов Nb и длину перехода. б) Критическая температура переходов в зависимости от ширины центральных электродов. в) Зависимость критической плотности тока от ширины центральных сверхпроводящих электродов для двух схем измерения, $T = 1,2$ К

Литература

1. R. N. Jabdaraghi, J. T. Peltonen, O.-P. Saira, and J. P. Pekola, Appl. Phys. Lett. 108, 042604 (2016).
2. Cesar Pascual Garcia and Francesco Giazotto, Appl. Phys. Lett. 94, 132508 (2009).
3. O. V. Skryabina et al, Scientific Reports volume 11, Article number: 15274 (2021).

Гигантский спин-вентильный эффект в структурах ИЖГ-Al

О.В. Скрябина, Л.С. Успенская *

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

*uspenska@issp.ac.ru.

Выполнены исследования природы магниторезистивных переключений в структурах ИЖГ/Al. Установлено, что эффект, наблюдаемый при повороте магнитного поля усиливается по мере увеличения пропускаемого по структуре тока и достигает тысяч процентов. Моделирование конфигурации магнитостатического поля показало, что эффект частично определяется именно изменением его конфигурации. Установлено, что инверсия тока также приводит к вариации сопротивления структур, что связано, по-видимому, с эффектами спин-орбитального взаимодействия на интерфейсе ферромагнетик-сверхпроводник.

Введение

Интенсивное развитие криоэлектроники и перспектива создания криогенного квантового компьютера подразумевает наличие всей архитектуры компьютера, способной работать при низких температурах. Это и элементы динамической памяти - кубиты, это и статическая память с возможностью ее перезаписи за ультракороткие времена, это и нового типа транзисторы, переключатели и многое другое. Развиваемый в последние годы новый подход включает использование магнитоэлектрических эффектов [1,2] в гибридных S/F наноструктурах для управления свойствами сверхпроводника. Широкое теоретическое и экспериментальное исследование таких структур объясняется и интересной физикой, предсказанием множества новых интересных явлений [3,4,5,6,7] и в силу многообещающих приложений в криоэлектронике в качестве бездиссипативных переключателей, реализуемых за счет поворота магнитного поля, тока или ультракороткими импульсами света, элементов криопамяти и т.д.

Однако во многих случаях эксперименты допускают неоднозначную трактовку результатов уже потому, что сравниваются состояния с намагниченностью в плоскости и перпендикулярной [8]. Разумеется, такая геометрия эксперимента соответствует необходимой смене ориентации вектора намагниченности от продольного к перпендикулярному. Однако при этом необходимо учитывать изменение конфигурации магнитостатических полей рассеяния и неизбежное перестроение магнитной доменной структуры ферромагнетика.

Постановка эксперимента и результаты

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований влияния близости магнитного диэлектрика ИЖГ на сверхпроводящие свойства алюминия. Алюминий - технологичный сверхпроводник с длиной когерентности $\xi \sim 130$ нм в пленках толщиной $h \sim 100$ нм, что делает удобным изготовление структур, именно он используется в кубитах. ИЖГ - магнитный диэлектрик с рекордно низким затуханием, гигагерцовыми скоростями переключения намагниченности магнитным полем или светом. Именно эти свойства материалов и определили их выбор.

Эксперименты выполнялись на полосках Al шириной 3 - 5 мкм и толщиной 80 нм, изготовленных методом магнетронного распыления непосредственно на пластинки ИЖГ, имеющих ориентацию (112). Поэтому в плоскости пластин располагалась всего одна ось легкого намагничивания $\langle 111 \rangle$, вдоль которой и была ориентирована намагниченность, чередуясь по направлению вдоль и против оси в соседних магнитных доменах, имеющих ширину ~ 100 мкм. Полоски Al располагались по центру доменов этих доменов вдоль и поперек намагниченности. Измерения сопротивления проводились стандартным 4-х точечным методом при токе 1 - 100 мкА.

Температура сверхпроводящего перехода структур зависела от их ориентации относительно намагниченности, а различие определялось в том числе силой тока, рис. 1а - 1в.

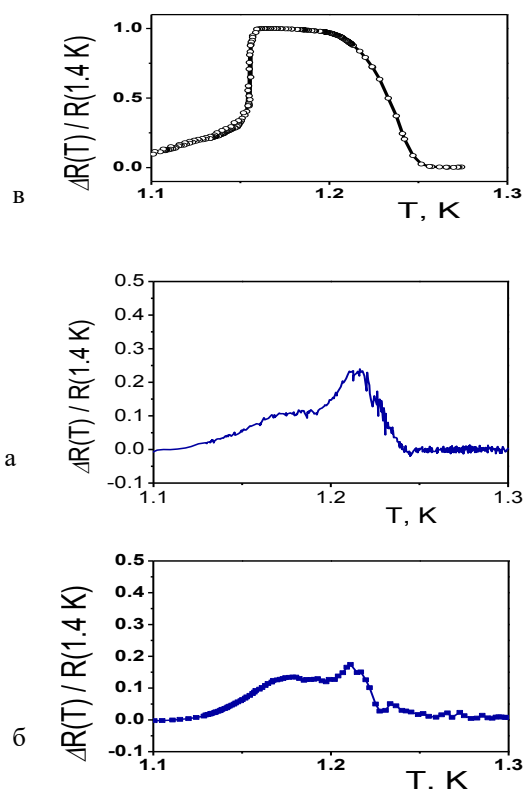


Рис. 1. Изменение сопротивления структуры при повороте магнитного поля в плоскости структуры на 90 град. при пропускании через структуру токов разной силы: а - 1 мкА, б - 10 мкА, в - 100 мкА

Инверсия направления тока также приводила к смещению перехода и, соответственно, изменению сопротивления структуры. Этот эффект слабее, но при токе в 100 мкА вполне наблюдаем, рис.2, и технически, в смысле приложений, легче достижим.

Нам удалось найти объяснение наблюдаемых эффектов. Расчет конфигурации магнитостатического поля, являющегося векторной суммой поля размагничивания пластинки ИЖГ и поля тока, текущего по узкой и тонкой полоске сверхпроводника, показал, что суммарное поле оказывается достаточным для наблюдаемого ориентационно-зависящего подавления сверх-проводимости [9]. Учет же спин-орбитального взаимодействия на интерфейсе сверхпроводник-ферромагнетик дал качественное объяснение эффекта при инверсии тока [10].

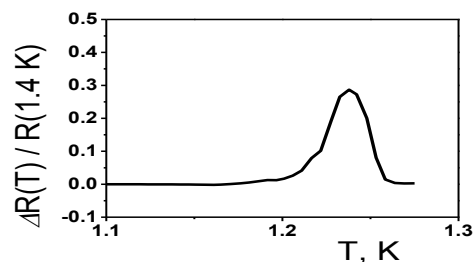


Рис. 2. Изменение сопротивления структуры при инверсии текущего через структуру тока силой 100 мкА

Эксперименты проводились на микроструктурах, что он должен сохраниться при уменьшении до субмикронных размеров. Эффект может быть использован для создания нового типа элементов низкотемпературной памяти, низкотемпературных переключателей, сенсоров магнитного поля.

Благодарности

Работа выполнена в ИФТТ РАН в рамках Госзадания при частичной поддержке проектом РФФИ 19-02-00316. Мы благодарим В.С. Столярова за помощь при изготовлении образцов для исследования.

Литература

1. V.M. Edelstein // *Physical Review Letters*, V. 75, 2004 (1995).
2. V.M. Edelstein // *Physical Review B*, V. 103, 094507 (2021).
3. V.O. Yagovtsev, N.G. Pugach, M. Eschrig // *Supercond. Sci. Technol.* V. 34 025003 (2021).
4. F.S. Bergeret, I.V. Tokatly // *Physical Review B*, V. 102, 060506 (2020).
5. Yu. Ikeda, Yo. Yanase // *Physical Review B*, V. 102, 214510 (2020).
6. M.A. Silaev, I.V. Bobkova, A.M. Bobkov // *Physical Review B*, V. 102, 100507 (2020).
7. A.B. Самохвалов, А.А. Копасов, А.Г. Кутлин, С.В. Миронов, А.И. Буздин, А.С. Мельников // *Письма ЖЭТФ*, Т.113, 34 (2021).
8. N. Banerjee, J.A. Ouassou, Y. Zhu et al. // *Physical Review B*, V. 97, 184521 (2018).
9. O.A. Tikhomirov, O.V. Skryabina, L.S. Uspenskaya // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, V. 535, 168071 (2021)
10. O.V. Skryabina, L.S. Uspenskaya // *Journal of Physics: Conference Series*, V. 2056, 012043 (2021).

Квантовая томография двухкубитных состояний в открытом волноводе

А.Н. Султанов¹, Я.С. Гринберг^{2,*}, А.А. Штыгашев²

¹ QTF Centre of Excellence, Department of Applied Physics, School of Science, Aalto University, FI-00076 Aalto, Finland

² Новосибирский Государственный Технический Университет, пр-т К. Маркса 20, Новосибирск, 630073, Россия

*yakovgreenberg@yahoo.com

Как известно, экспериментально измеряемая вероятность нахождения кубита в основном или возбужденном состоянии пропорциональна квадрату модуля его амплитуды. При этом вся информация о фазе этой амплитуды теряется. В настоящей работе показано, что разность фаз между амплитудами двухкубитных состояний $|e,g\rangle$ и $|g,e\rangle$ можно определить с помощью третьего вспомогательного кубита, частота которого периодически меняется со временем. При этом разность квадратов модулей двухкубитных состояний определенным образом зависит от разности фаз амплитуд двухкубитных состояний. Получено аналитическое выражение, определяющее эту зависимость, которое удовлетворительно согласуется с результатами численного моделирования исходных уравнений.

Введение

В контексте квантовых вычислений квантовая томография означает определение всех компонент матрицы плотности из измеренных величин [1]. Для двухкубитных состояний, являющихся суперпозицией состояний $|e,g\rangle$ и $|g,e\rangle$ эта проблема сводится к определению не только населенностей каждого из этих состояний, но также и разности фаз между ними. Между тем с экспериментальной точки зрения доступными для измерения являются только населенности. Поэтому для получения информации о недиагональных элементах матрицы плотности, измерению населенностей предшествуют дополнительные воздействия на систему.

В настоящей работе рассматривается одномерная цепочка из трех одинаковых кубитов, помещенная в открытый волновод. Расстояние между соседними кубитами одинаково и равно d . В начальный момент времени два крайних кубита находятся в суперпозиционном состоянии

$$|\Psi(0)\rangle = |\beta_1(0)\rangle e^{i\varphi_1} |e_1, g_3\rangle + |\beta_3(0)\rangle e^{i\varphi_3} |g_1, e_3\rangle \quad (1)$$

а центральный, вспомогательный кубит, находится в основном состоянии.

В настоящей работе показано, что с помощью модуляции частоты среднего кубита можно определить как амплитуды $\beta_1(0)$, $\beta_3(0)$, так и разность фаз $\varphi_1 - \varphi_3$ исходного состояния (1).

Исходные уравнения

Система описывается следующим гамильтонианом

$$H = H_0 + \sum_k \omega_k a_k^\dagger a_k + H_{\text{int}} \quad (2)$$

где

$$H_0 = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^3 \left(1 + \sigma_z^{(n)}\right) \Omega + \frac{1}{2} \left(1 + \sigma_z^{(2)}\right) f(t) \quad (3)$$

$$H_{\text{int}} = \sum_{n=1}^3 \sum_k g_k^{(n)} e^{ikx_n} \sigma_-^{(n)} a_k^\dagger + h.c. \quad (4)$$

В уравнении (3) два крайних кубита имеют одинаковые частоты Ω , тогда как частота центрального кубита $\Omega_C(t)$ может зависеть от времени $f(t) = \Omega_C(t) - \Omega$. Величина $g_k^{(n)}$ в (4) есть взаимодействие между n -м кубитом и электромагнитным полем в волноводе.

Ограничиваясь далее однофотонным приближением, запишем волновую функцию в следующем виде

$$|\Psi\rangle = \sum_{n=1}^3 \beta_n(t) e^{-i\Omega t} |n, 0_k\rangle + \sum_k \gamma_k(t) e^{-i\omega_k t} |G, k\rangle \quad (5)$$

где $|G, 1_k\rangle = |g_1, g_2, g_3\rangle \otimes |1_k\rangle$, $|1, 0_k\rangle = |e_1, g_2, g_3\rangle \otimes |0_k\rangle$, $|2, 0_k\rangle = |g_1, e_2, g_3\rangle \otimes |0_k\rangle$, $|3, 0_k\rangle = |g_1, g_2, e_3\rangle \otimes |0_k\rangle$, $\gamma_k(t)$ есть фотонная амплитуда, которая связана со спектральной плотностью спонтанного излучения.

Уравнения для амплитуд $\beta_n(t)$ и $\gamma_k(t)$ находятся из нестационарного уравнения Шредингера. Исключив затем из этих уравнений фотонную амплитуду $\gamma_k(t)$ по процедуре, описанной в [2], получим уравнения для кубитных амплитуд $\beta_n(t)$.

$$\begin{aligned} \frac{d\beta_1}{dt} &= -\frac{\Gamma}{2} \left(\beta_1 + \beta_2 e^{ikd} + \beta_3 e^{i2kd} \right) \\ \frac{d\beta_2}{dt} &= -if(t)\beta_2(t) - \frac{\Gamma}{2} \left(\beta_1 e^{ikd} + \beta_2 + \beta_3 e^{ikd} \right) \\ \frac{d\beta_3}{dt} &= -\frac{\Gamma}{2} \left(\beta_1 e^{i2kd} + \beta_2 e^{ikd} + \beta_3 \right) \end{aligned} \quad (6)$$

где $k = \Omega/v_g$ и v_g есть скорость спонтанного излучения кубита в волноводную моду.

Измерение разности фаз с помощью модуляции частоты среднего кубита

Здесь мы покажем, что с помощью модуляции частоты среднего кубита мы можем, измеряя амплитудные вероятности $|\beta_1(t)|^2$, $|\beta_3(t)|^2$, получить как начальные значения самих этих амплитуд $|\beta_1(0)|$, $|\beta_3(0)|$, так и разность фаз $\varphi_1 - \varphi_3$.

Решение системы уравнений (6) (для случая $kd=2\pi$) приводит к следующему соотношению для разности и суммы населенностей:

$$\begin{aligned} & |\beta_1(t)|^2 - |\beta_3(t)|^2 \\ &= \frac{1}{3} \left(|\beta_1(0)|^2 - |\beta_3(0)|^2 \right) e^{-\Lambda(t)} \cos U(t) \quad (7) \\ &+ \frac{2}{3} |\beta_1(0)| |\beta_3(0)| \sin(\varphi_1 - \varphi_3) e^{-\Lambda(t)} \sin U(t) \\ &|\beta_1(t)|^2 + |\beta_3(t)|^2 = \frac{1}{18} \left(e^{-\Lambda(t)} + 9 \right) \\ &+ \frac{2}{9} |\beta_1(0)| |\beta_3(0)| \cos(\varphi_1 - \varphi_3) \left(e^{-\Lambda(t)} - 9 \right) \quad (8) \end{aligned}$$

$$U(t) = \frac{2}{3} \int_0^t f(\tau) d\tau, \quad \Lambda(t) = \frac{1}{3\Gamma t} U^2(t) \quad (9)$$

Уравнения (7) и (8) получены для случая сильного затухания $\Gamma \gg U(t)$, что эквивалентно $\Gamma \gg f(t)$.

Из уравнений (7) и (8) вытекает протокол измерения требуемых параметров. Для π -модуляции ($U(t)=\pi$) из уравнения (7), зная измеренную левую часть и используя условие нормировки $|\beta_1(0)|^2 + |\beta_3(0)|^2 = 1$, определяем начальные амплитуды $|\beta_1(0)|$, $|\beta_3(0)|$. Затем для $\pi/2$ -модуляции ($U(t)=\pi/2$) из уравнения (7) находим $\sin(\varphi_1 - \varphi_3)$. И, наконец, из уравнения (8) находим $\cos(\varphi_1 - \varphi_3)$, что позволяет однозначно определить разность фаз $\varphi_1 - \varphi_3$.

Результаты численного моделирования протокола измерения начальных значений кубитных амплитуд и разности фаз показаны на Рис. 1.

Литература

[1] E. Toninelli, B. Ndagano, A. Valles et. al. Concepts in quantum state tomography and classical implementation with intense light: a tutorial, Adv. Opt. Photonics Vol.11, No. 1, 344254 (2019)

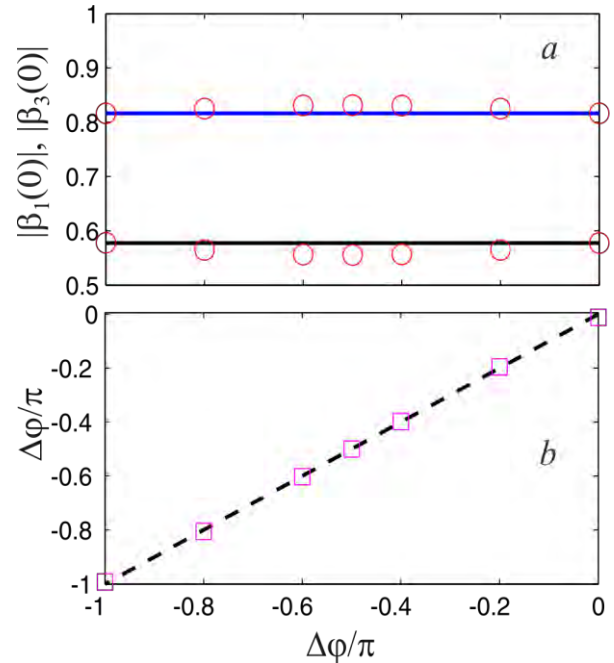


Рис.1. (а) Восстановление начальных амплитуд: $|\beta_1(0)|$ и $|\beta_3(0)|$ в зависимости от разности фаз, $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_3$. Достаточно воздействовать на систему π -сигналом модуляции. Черная и синяя линия – заданные начальные условия $|\beta_1(0)| = 1/\sqrt{3}$ и $|\beta_3(0)| = \sqrt{2/3}$; красные кружки – восстановленные значения $|\beta_1(0)|$ и $|\beta_3(0)|$ (b) Восстановление начальной разности фаз (ось абсцисс) в зависимости от вычисленной разности фаз (ось ординат). Восстановленные значения разности фаз показаны малиновыми квадратами. Эти значения получены путем совместного решения уравнений (7) и (8) для $\pi/2$ -сигнала модуляции. Относительная погрешность восстановления значения амплитуды начального состояния в данном расчете не превышает 4 % для первого кубита и 2 % для третьего кубита, а относительная погрешность восстановления разности фаз не превышает 1 %.

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

[2] Ya. S. Greenberg, A. A. Shtygashev, and A. G. Moiseev, Spontaneous decay of artificial atoms in a three-qubit system. Eur. Phys. J. B94, 221 (2021).

Микроволновой отклик на магнитные флуктуации в кристаллах EuFe_2As_2 вблизи температуры упорядочения

Ю.И. Таланов^{1,*}, И.И. Гимазов¹, Н.Н. Гарифьянов¹, Д.Е. Железнякова¹, К.С. Перваков², Г.Б. Тейтельбаум¹

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

² Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, Центр высокотемпературной сверхпроводимости и квантовых материалов им. В.Л. Гинзбурга, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.

*talantov@kfti.knc.ru

В работе исследован процесс перехода кристаллов EuFe_2As_2 в магнитоупорядоченное состояние. Изучалась область магнитных флуктуаций вблизи температуры упорядочения магнитных моментов европия ($T_m=19\text{K}$), путем измерений сопротивления кристаллов EuFe_2As_2 постоянному току, нерезонансного и резонансного (ЭСР) микроволнового поглощения.

Введение

Вопрос о влиянии магнитных корреляций на формирование сверхпроводимости в ВТСП материалах, купратных и железосодержащих, удерживает пристальное внимание исследователей на протяжении трех последних десятилетий. Многочисленные исследования показали, что существующие в широкой области температур и полей магнитные возбуждения (флуктуации) при изменении внешних условий (температура, давление) и/или допирования могут реализоваться в форме дальнедействующего магнитного упорядочения или сверхпроводящего состояния (см., например, обзор [1]).

Система EuFe_2As_2 - это материнское соединение для многих сверхпроводящих материалов. Сделать его сверхпроводником можно частичной заменой европия на щелочной металл (Na, K, Rb), железа - на кобальт и никель, мышьяка - на фосфор. Внешнее давление так же переводит EuFe_2As_2 в сверхпроводящее состояние при низких температурах. В то же время происходит изменение температуры магнитного упорядочения.

В своей работе мы исследовали процесс перехода кристаллов EuFe_2As_2 в магнитоупорядоченное состояние. Изучалось влияние магнитных флуктуаций вблизи температуры упорядочения магнитных моментов европия ($T_m=19\text{K}$) на транспортные свойства, нерезонансное микроволновое поглощение (МВП) и сигналы электронного спинового резонанса (ЭСР).

Результаты и обсуждение

Сопротивление кристаллических образцов измерялось стандартным четырехконтактным методом на постоянном токе величиной несколько миллиампер. Температурная зависимость сопротивления кристалла EuFe_2As_2 представлена на Рисунке 1. Зависимость имеет металлический характер: положительный наклон, который резко меняет свою величину при температуре структурного перехода T_s , где кристаллическая решетка из тетрагональной трансформируется в орторомбическую. Небольшой локальный максимум сопротивления наблюдается также в области магнитного фазового перехода T_m , обусловленного антиферромагнитным упорядочением ионов европия Eu^{2+} . В этой области появляются магнитные флуктуации, которые служат дополнительными центрами рассеяния носителей тока.

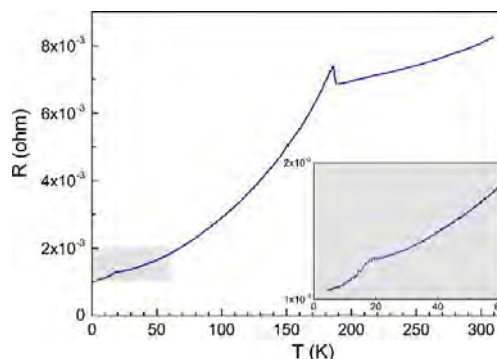


Рис. 1. Зависимость сопротивления кристалла EuFe_2As_2 от температуры. На вставке показана область магнитного перехода в увеличенном масштабе

Наличие магнитных флуктуаций приводит также к ускорению спиновой релаксации магнитных моментов ионов европия. В результате происходит значительное уширение сигналов ЭСР в области магнитного перехода (Рисунок 2).

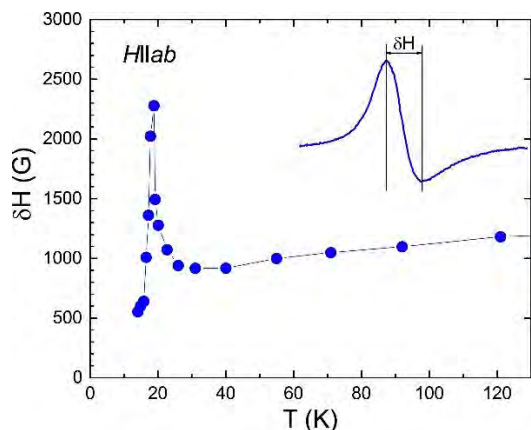


Рис. 2. Температурная зависимость ширины сигнала ЭСР ионов Eu^{2+} в кристалле EuFe_2As_2 . На вставке показано, как определялась ширина сигнала

За магнитными флуктуациями удобнее наблюдать с помощью микроволнового поглощения. Преимущество этого метода состоит в том, что не требуется записывать сигнал, используя развертку поля, как это происходит в случае ЭСР. Сигнал МВП регистрируется непрерывно в ходе изменения температуры.

В то же время чувствительность этого метода к короткоживущим магнитным и электронным возбуждениям достаточно высока, так как отклик системы регистрируется на высокой частоте, период которой может оказаться меньше времени жизни магнитных корреляций.

На Рисунке 3 представлены результаты измерения амплитуды микроволнового поглощения в кристалле EuFe_2As_2 при изменении температуры в интервале от 4.2 до 60К. Видно, что при высоких температурах, в отдалении от точки магнитного упорядочения, изменение амплитуды МВП отражает металлический ход сопротивления: $A_{\text{mwa}} \sim T^\alpha$ ($\alpha \approx 0.5 \div 1$). При приближении к температуре магнитного перехода поглощение резко возрастает и достигает максимума в точке $T_m \approx 19\text{K}$.

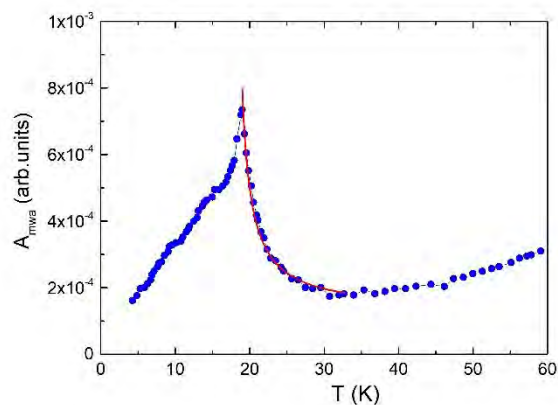


Рис. 3. Температурная зависимость амплитуды микроволнового поглощения в кристалле EuFe_2As_2 (синие точки). Сплошная кривая – расчет по формулам (1) и (2)

Для моделирования полученной зависимости $A_{\text{mwa}}(T)$ мы использовали стандартный метод описания температурной зависимости параметра порядка вблизи точки фазового перехода:

$$A_{\text{mwa}} = a + b \cdot T^{\frac{1}{2}} + A_{\text{cr}}(T) \quad (1)$$

В правой части уравнения первые два члена связаны с рассеянием на дефектах и фононах, а третий член отражает вклад критических флуктуаций параметра порядка. Вблизи точки перехода он может быть записан в виде:

$$A_{\text{cr}} \sim A_0 \cdot \tau^{-z\nu} \quad (2)$$

Здесь $\tau = (T - T_0)/T_0$, z – динамический критический индекс [2], ν – критический индекс корреляционной длины. Результат расчета с использованием уравнений (1) и (2) показан на Рисунке 3 сплошной линией. Такое моделирование приводит к следующим значениям основных параметров: $z\nu = 0.8$, $T_0 = 18.5\text{K}$. Полученная нами оценка произведения $z\nu$ близка по величине к значениям характерным для анизотропных магнетиков.

Работа поддержана Российским научным фондом, проект № 21-72-20153.

Литература

1. А.Е. Böhmer and A. Kreisel. \(\backslash\) J. Phys.: Condens. Matter **30**, 023001 (2018).
2. P. C. Hohenberg and B. I. Halperin. \(\backslash\) Rev. Mod. Phys. **49**, 435 (1977).

Сверхпроводящие пленки и туннельные переходы на основе алюминия

М.А. Тарасов^{1,*}, А.М. Чекушкин¹, М.Ю. Фоминский¹, Д.М. Захаров², А.А. Ломов²,
О.В. Девицкий^{3,4}, А.А. Гунбина⁵, Е.Т. Сохина^{6,7}, В.С. Эдельман⁷

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

2 Физико-технологический институт им. К.А. Валиева РАН, Нахимовский просп., 36, корп. 1, Москва, 117218.

3 Федеральный исследовательский центр Южный НЦ РАН, пр. Чехова, 41, Ростов-на-Дону, 344006.

4 Северо-Кавказский федеральный университет, ул. Пушкина, 1, Ставрополь, 355017.

5 Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, д. 46, Нижний Новгород, 603155.

6 НИУ Высшая школа экономики, Москва, Покровский бульвар 11, 109028.

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

*tarasov@hitech.cplire.ru

Описаны особенности сверхпроводимости в изготовленных различными методами пленках алюминия в зависимости от наличия примесей, толщины пленки, условий нанесения. Приведены результаты измерения методами рентгеновской дифракции и атомно-силовой микроскопии свойств поверхности и кристаллической структуры изготовленных пленок алюминия, оксида и нитрида алюминия. Изготовлены СИС, СИН, НИН переходы на основе алюминия с использованием теневого напыления и магнетронного распыления. Измерены вольтамперные характеристики. Обсуждаются перспективы улучшения характеристик алюминиевых СКВИД усилителей и СИНИС детекторов, работающих при температурах порядка 100 мК.

Введение

Интерес к квантовым компьютерам, кубитам, болометрам и усилителям с квантовой чувствительностью, приводит к смещению приоритетов современной сверхпроводниковой электроники от высокотемпературной сверхпроводимости к низкотемпературной. Здесь важную роль играет сверхпроводящий алюминий, сверхпроводящие линии передачи, резонаторы и туннельные переходы на его основе. В отличие от ниобия, для алюминия наличие примесей и уменьшение толщины пленки может приводить не только к подавлению сверхпроводимости, но и к ее усилению. Алюминий может превращаться из сверхпроводника первого рода в сверхпроводник второго рода. Появление абрикосовских вихрей существенно изменяет характеристики как линий передачи, так и активных элементов типа СИС, СИН и НИН переходов. Для туннельных переходов, помимо квазичастичного тока, необходимо учитывать также андреевский ток и токи утечки через вихревые структуры, влияние магнитного поля и перегрев транспортным током.

Пленки и туннельные переходы

Напыление пленок алюминия производилось методами термического испарения из нагреваемой током лодочки, электронно-лучевого испарения из

тигля и магнетронного распыления. Образцы пленок алюминия различной толщины и состава смеси были исследованы методами атомно-силовой микроскопии и рентгеновской дифрактометрии. Типичное АСМ изображение одной из алюминиевых пленок приведено на рис.1. Для туннельных переходов важное значение имеет высота профиля шероховатости поверхности от пика до впадины (peak-to-peak) R_{pp} , которое изменяется от 2 до 10 нм при толщине пленок от 3 до 130 нм при термическом напылении [1]. Магнетронное напыление позволяет получить более гладкие пленки с $R_{pp}=5$ нм для пленки 150 нм [2]. Проводимость и СВЧ свойства зависят от размера кристаллитов, которые сравнимы с толщиной пленки при термическом напылении и до 3 раз в плане больше при магнетронном. Температура сверхпроводящего перехода пленок толщиной 18 нм и 3 нм составила 1.5 К и 2.4 К. При напылении алюминия при трех значениях давления кислорода $(0-0.3-1) \cdot 10^{-5}$ мбар критическая температура изменялась как 1.2К – 2.4 К -0 К и сопротивление на квадрат пленки 20 нм как 1.6 Ом – 56 Ом – 150 кОм. С увеличением давления кислорода наблюдается возрастание сопротивления пленки с одновременным ростом критической температуры до 2.4 К. Более высокое давление кислорода приводит к переходу пленок в состояние диэлектрика. В структуре пленок с кислородом

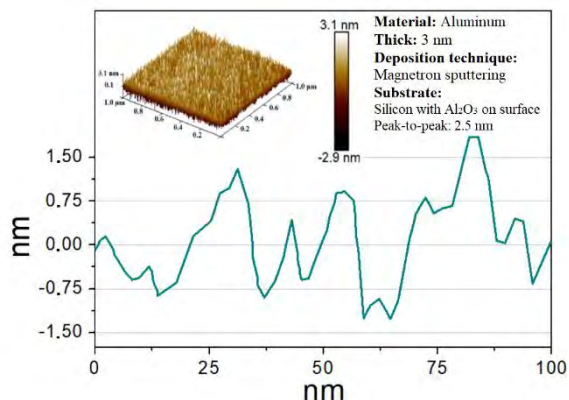


Рисунок 1. АСМ изображение пленки алюминия толщиной 3 нм

наблюдаются значительные искажения поверхности в виде провалов и дефектов, окруженные гребнями из алюминия. Эти особенности коррелируют с рентгенодифракционными параметрами пленок: фазового состояния, текстурированности кристаллической структуры и размера кристаллитов в пленке. Кристаллы алюминия (кубический, Fm3m) и его оксида (тригональный, R3-с) принадлежат к разным сингониям и имеют значительно отличающиеся параметры структуры: $a=b=c=0.405$ нм, $\alpha=\beta=\gamma=90^\circ$ и $a=b=c=0.518$ нм, $\alpha=\beta=\gamma=55.29^\circ$, соответственно. Магнетронные пленки оксида алюминия находятся в рентгеноаморфной фазе, поэтому при напылении пленок алюминия на его оксид растущие кристаллиты преимущественно имеют произвольную ориентацию. Для выяснения механизмов проводимости пленок мы исследовали зависимости от магнитного поля вольтамперных характеристик СИН переходов на их основе [3]. Чистый кристаллический алюминий является сверхпроводником первого рода с критической температурой 1.2 К, критическим полем 11 мТл, длиной когерентности 1.5 мкм и лондоновской глубиной проникновения магнитного поля 15-50 нм. Зернистая структура и загрязнения приводят к росту критической температуры до 2.4 К и критического поля до 30 мТл. Пленки начинают проявлять свойства сверхпроводника второго рода с высоким верхним критическим полем 28 мТл, длиной когерентности 110 нм, глубиной проникновения 300 нм. Уже в поле 4.65 мТл проводимость СИН перехода при нулевом смещении становится на три порядка выше, чем без поля. В сверхпроводнике второго рода в магнитном поле выше первого критического в пленку проникают абрикосовские вихри. Для длины когерентности 110 нм площадь вихря составит $0.04 \mu\text{м}^2$.

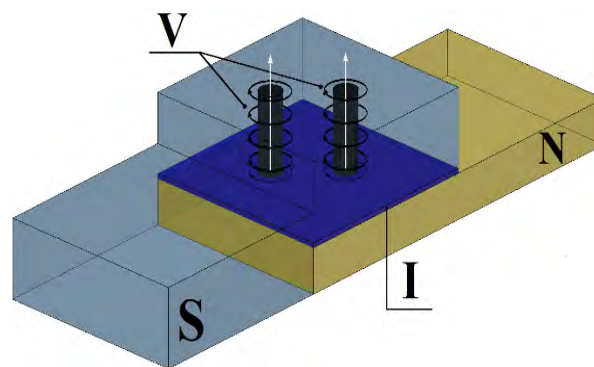


Рисунок 2. Схематическое изображение СИН перехода 1×1 мкм с двумя вихрями 0.2 мкм, где S сверхпроводящая пленка алюминия, I изолятор, N нормальный металл, V вихри

Проводимость в нуле смещения при этом возрастает на два порядка. Схематическое изображение СИН перехода с двумя абрикосовскими вихрями приведено на рис. 2. Для изготовления туннельных переходов верхний слой алюминия окисляли в атмосфере кислорода до получения удельного сопротивления порядка 1 кОм на $1 \mu\text{м}^2$. Свойства барьера, его прозрачность, сопротивление, плотность тока должны зависеть от качества поверхности диэлектрика. В случае атомарно гладкой пленки можно ожидать увеличение плотности тока, уменьшение сопротивления переходов и уменьшение паразитных утечек, связанных с микрозакоротками. Исследовано влияние величины магнитного поля на проводимость переходы с пленками различной толщины.

Результаты работы показывают, что оптимальными для СИС и СИН переходов являются пленки алюминия толще 300 нм, напыленные магнетроном. Дальнейшего улучшения характеристик можно добиться при использовании гетероэпитаксиальных пленок алюминия AlN и Al_2O_3 , выращенных на нагретой сапфировой подложке [4].

Литература

1. М.А. Tarasov, L.S. Kuzmin, N.S. Kaurova // Instrum. Exp. Tech. 52, 877 (2009).
2. М. Tarasov, A. Gunbina, M. Fominsky, et al. // Electronics 10, 2894 (2021).
3. М. Tarasov, V. Edelman // JETP Lett. 101, 740 (2015).
4. D.L. Medlin, K.F. McCarty, R.Q. Hwang, et al. // Thin Solid Films 299, 110 (1997).

Гауссова и негауссова статистика флуктуаций бозе-эйнштейновского конденсата в мезоскопической системе

С.В. Тарасов^{1, *}, Вл.В. Кочаровский¹, В.В. Кочаровский^{1, 2}

¹ Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950.

² Texas A&M University, 578 University Dr, College Station, TX 77843, USA

*serge.tar@gmail.com

Доклад посвящен аналитическому исследованию статистики, описывающей разбиение полного числа частиц удерживаемого мезоскопической ловушкой равновесного бозе-газа на числа заполнения конденсированной и неконденсированной фракции. Для идеального бозе-газа представлено исчерпывающее точное решение этой задачи, справедливое при произвольных параметрах системы и включающее всю критическую область фазового перехода Бозе-Эйнштейна. Явно продемонстрировано, что флуктуации параметра порядка — числа частиц в конденсате — для определенных удерживающих потенциалов даже в термодинамическом пределе имеют негауссов характер и в существенной мере зависят от наложенных на систему граничных условий. Для бозе-газа взаимодействующих частиц — системы, весьма похожей на сверхпроводящую, — при низких температурах в области применимости теории среднего поля Боголюбова-Попова показано, что флуктуации числа частиц в конденсате и вне него при определенных условиях могут наследовать негауссовы особенности статистики идеального газа. Найдены тепловой и квантовый вклады в статистику флуктуаций и её эволюция при переходе от режима идеального газа к пределу Томаса-Ферми с ростом интенсивности межчастичного рассеяния.

Задача о поиске вероятностного распределения, описывающего распределение числа частиц системы N_{tot} между конденсированной (N_0 частиц) и неконденсированной (N_{ex} частиц) фракциями бозе-газа в равновесных системах конечного размера при ненулевой температуре, интересна как с точки зрения построения микроскопических теорий критических явлений при фазовых переходах второго рода (бозе-конденсации или сверхпроводящем), так и с точки зрения быстро развивающихся тонких экспериментов с холодными газами. Эта задача на настоящий момент далека от полного разрешения, т.е. исчерпывающего описания флуктуаций для системы произвольного размера и с произвольным профилем удерживающего потенциала U_{tr} при любой температуре T и интенсивности межчастичного рассеяния g . Однако в широкой области параметров целый ряд фундаментальных и неожиданных свойства флуктуаций удастся обнаружить, выделить и объяснить.

Статистика флуктуаций идеального бозе-газа

Наш анализ основан на вычислении для равновесной системы с гамильтонианом \hat{H} характеристической функции $\Theta(u) = \text{Tr}(e^{iu\hat{N}_{\text{ex}}} e^{-\hat{H}/T})$, т.е. Фурье-образа вероятностного распределения числа частиц вне конденсата N_{ex} . При этом число частиц в кон-

денсате определяется как комплементарное, $N_0 = N_{\text{tot}} - N_{\text{ex}}$. Функция $\Theta(u)$ содержит полную информацию о статистике флуктуаций, особенности которой удобно анализировать, рассматривая кумулянты $\tilde{\kappa}_m = \partial \ln \Theta / \partial (e^{iu} - 1) |_{u=0}$, тесно связанные с центральными моментами распределения.

Для идеального газа с заданным ловушкой одночастичным энергетическим спектром $\{\epsilon_k\}$ (таким, что $\epsilon_0 \equiv 0$) характеристическую функцию $\Theta(u)$ легко вычислить при очень низких температурах системы, когда числа заполнения надконденсатных уровней фактически независимы (поскольку $N_{\text{tot}} \gg \langle N_{\text{ex}} \rangle$, то исчерпанием конденсата можно пренебречь):

$$\Theta(u) = \prod_{j>0} (1 - (e^{iu} - 1) / (e^{\epsilon_j/T} - 1))^{-1};$$

$$\tilde{\kappa}_m = (m - 1)! \sum_{j>0} (e^{\epsilon_j/T} - 1)^{-m}. \quad (1)$$

Кумулянты тоже вычисляются явно и имеют вид сумм вкладов отдельных возбужденных уровней.

Этот результат можно обобщить на случай произвольных температур [1,2], что позволило впервые дать точное описание системы в критической области, где среднееквадратичное отклонение числа частиц в конденсате порядка него самого и теории среднего поля принципиально неприменимы. Так, вероятностное распределение числа частиц вне конденсата ρ и статистическая сумма Z выражаются че-

рез низкотемпературное распределение $\rho^{(\infty)}$ (равное Фурье-образу $\Theta(u)$, уравнение (1)) и связанное интегральное распределение, $P^{(\infty)}(N) = \sum_{n=0}^N \rho^{(\infty)}(n)$:

$$\rho(N_{\text{ex}}) = \begin{cases} \rho^{(\infty)}(N_{\text{ex}})/P^{(\infty)}(N_{\text{tot}}), & N_{\text{ex}} \leq N_{\text{tot}}, \\ 0, & N_{\text{ex}} > N_{\text{tot}} \end{cases} \quad (2)$$

$$Z = P^{(\infty)}(N_{\text{tot}}) \prod_{k>0} (1 - e^{-\epsilon_k/T})^{-1}.$$

Выражения описывают в том числе и сильно негауссовы, асимметричные критические флуктуации.

Кумулянтный анализ характеристической функции (1) показывает, что анализируемая статистика может оказаться существенно негауссовой даже в низкотемпературном режиме. Так происходит, если спектр $\{\epsilon_k\}$ быстрорастущий, т.е. такой, что значение дисперсии (второго кумулянта) определяется в основном небольшой группой низкоэнергетических возбуждений. Центральная предельная теорема при этом неприменима к описанию газа, а вероятностные распределения негауссовы и зависят от граничных условий даже в термодинамическом пределе большой системы. Интересно, что канонический случай газа в ловушке – кубическом ящике, соответствует как раз таким негауссовым флуктуациям.

Некоторые особенности флуктуаций взаимодействующего бозе-газа

Межчастичное взаимодействие существенно усложняет анализ статистики бозе-газа даже в случае низких температур, когда система описывается теорией среднего поля Боголюбова-Попова, т.е. волновая функция конденсата $\phi(r)$ подчиняется уравнению Гросса-Питаевского, а квазичастицы — системе уравнений Боголюбова–де Жена. Нетривиальность задачи состоит в том, что исследуется статистика чисел частиц, тогда как хорошо определены в системе числа квазичастиц, связь которых с частицами может быть достаточно сложной. Ранее известные здесь аналитические результаты ограничены случаем однородной системы [3] или основаны на модельных предположениях о виде квазичастиц [4].

Нам удалось, используя методы преобразований Вигнера и явной ортогонализации волновых функций возбужденных состояний к конденсату, вычис-

лить характеристическую функцию числа частиц вне конденсата для неоднородной системы [5]:

$$\Theta(u) = 1/\sqrt{\det(1 - (e^{iu} - 1)\mathbf{G}_a)}. \quad (3)$$

Здесь \mathbf{G}_a есть корреляционная матрица нормально упорядоченных пар операторов $\hat{a}_k^\dagger, \hat{a}_k$, отвечающих рождению и уничтожению «одетых» конденсатом частиц, определенных «модифицированным» уравнением Шредингера (внешний потенциал дополнен слагаемым, учитывающим профиль конденсата):

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2M}\Delta + U_{\text{tr}} + g\langle N_0 \rangle |\phi|^2\right) f_k = \epsilon_k f_k. \quad (4)$$

Матрица \mathbf{G}_a выражается явно через средние числа квазичастиц, известные в равновесном состоянии, и матрицу преобразования Боголюбова, связывающего операторы квазичастиц и «одетых» частиц.

Кумулянты такой характеристической функции (3) имеют вид суммы вкладов от квазичастиц системы, и каждый содержит как чисто квантовую часть (ассоциированную с эффектами квантового истощения конденсата), так и тепловую. Выражения для последних оказываются близки к таковым для идеального газа, правда, газа не исходных частиц, а «одетых» конденсатом в соответствии с уравнением (4).

Развитие анализа обнаруживает существование двух возможных режимов флуктуаций — квантового, с гауссовыми распределениями, и теплового, способного наследовать негауссовы особенности низкотемпературных флуктуаций идеального газа. Эволюция статистики при непрерывном изменении интенсивности межчастичного рассеяния от очень малых значений в режиме идеального газа до весьма больших значений в режиме Томаса-Ферми определяется конкуренцией тепловых и квантовых вкладов и была нами непрерывно прослежена. При этом известная для теплового режима картина, вовлекающая популярный в квантовой оптике эффект сжатия флуктуаций, дополняется в неоднородной системе эффектами перестройки структуры «одетых» частиц при изменении интенсивности рассеяния и соответствующей эволюции профиля конденсата.

Представленные исследования поддержаны Российским научным фондом (проект 21-12-00409).

Литература

1. S.V. Tarasov, VI.V. Kocharovsky, V.V. Kocharovsky // *Phys. Rev. A* 90, 033605 (2014).
2. В.В. Кочаровский, Вл.В. Кочаровский, С.В. Тарасов // *Письма в ЖЭТФ* 103, 67–80 (2016).
3. V.V. Kocharovsky, VI.V. Kocharovky, M.O. Scully // *Phys. Rev. A* 61, 053606 (2000).
4. S. Giorgini, L.P. Pitaevskii, S. Stringari // *Phys. Rev. Lett.* 80, 5040 (1998).
5. S.V. Tarasov, VI.V. Kocharovsky, V.V. Kocharovsky // *Phys. Rev. A* 102, 043315 (2020).

Критическая температура наноструктуры сверхпроводник/ферромагнетик вблизи магнитного скирмиона

В.А. Туманов*, В.Е. Зайцева, Ю.Н. Прошин §

Институт физики, Казанский федеральный университет, ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008

*tumanvadim@yandex.ru, §yurii.proshin@kpfu.ru

Рассмотрен контакт сверхпроводника с киральным магнетиком, содержащим скирмион или киральный поплавок. В рамках теории эффекта близости в грязном пределе предложен приближенный подход, позволяющий рассчитать критическую температуру в подобных системах. В качестве примера обсуждается сверхпроводящий островок, локализованный вблизи спинового вихря.

Введение

В данной работе мы теоретически рассмотрели влияние уединенных скирмионов и киральных поплавок [1] на критическую температуру гетероструктуры сверхпроводник (S) / ферромагнетик (F). В последние годы в специально созданных системах были экспериментально обнаружены мелко-масштабные скирмионы и скирмионные решетки с характерным масштабом (1–100 нм) [2,3]. В отличие от ранее обнаруженных спиновых вихрей микронного масштаба, такие структуры могут существенно влиять на критическую температуру сверхпроводящего перехода.

Метод

Рассмотрим S/F-системы в грязном пределе, так как это приближение применимо к большинству экспериментальных систем. Базируясь на уравнениях Узаделя, полученных в работе [4], перейдем к такому базису в спиновом пространстве, в котором слагаемое, отвечающее за взаимодействие локализованных и коллективизированных спинов диагонально. Уравнения Узаделя для преобразованной матричной функции $\tilde{F}(\mathbf{r}, \omega) = \hat{U}\hat{F}(\mathbf{r}, \omega)\hat{U}^{-1}$, где \hat{U} — матрица поворота, принимают вид

$$D_f \hat{\mathcal{D}} \tilde{F}(\mathbf{r}, \omega) - 2|\omega| \tilde{F}(\mathbf{r}, \omega) - I \text{sgn} \omega \{ \tilde{F}(\mathbf{r}, \omega), \hat{\sigma}_3 \} = 0,$$

где $\hat{\mathcal{D}}\hat{f} = \nabla\hat{f} + [\hat{\mathbf{A}}, \hat{f}]$, $\hat{\mathbf{A}} = \hat{U}\nabla\hat{U}^{-1}$, D_f — коэффициент диффузии, ω — мацубаровская частота, I — эффективное обменное поле. Граничные условия на S/F границе имеют вид

$$\frac{4D_s}{v_s\sigma_s} (\nabla\tilde{F}_s, \mathbf{n}) = \frac{4D_f}{v_f\sigma_f} (\hat{\mathcal{D}}\tilde{F}_f, \mathbf{n}) = \tilde{F}_f - \tilde{F}_s,$$

где $v_{s(f)}$ — скорость Ферми, $\sigma_{s(f)}$ — параметр прозрачности границы со стороны S и F соответственно. Вектор нормали \mathbf{n} направлен из S в F слой. На свободных границах сверхпроводника и ферромагнетика граничные условия имеют вид

$$(\nabla\tilde{F}_s, \mathbf{n}) = 0, (\hat{\mathcal{D}}\tilde{F}_f, \mathbf{n}) = 0.$$

Уравнение самосогласования инвариантно относительно унитарных преобразований в спиновом пространстве и имеет обычный вид (см., например, [5]). Для простоты далее используется обобщение приближения постоянного в пределах слоя параметра порядка: мы предполагаем, что он не меняется перпендикулярно границе, а в плоскости границы меняется на масштабе не меньшем, чем сверхпроводящая длина когерентности ξ_s . Для сложных спиновых текстур, таких как спиновые вихри и доменные стенки, уравнение Узаделя не сводится к уравнению с постоянными коэффициентами после унитарного преобразования. Однако фаза преобразованной функции Узаделя изменяется намного слабее вдоль SF границы. Это позволяет пренебречь производными, отвечающими за подобные изменения функции Узаделя в уравнении для ферромагнитного слоя. Такой подход позволил получить количественную оценку влияния на критическую температуру сверхпроводимости практически для любой спиновой текстуры.

Результаты

Используя наш подход, мы рассчитали критическую (T_c) температуру для S/F-систем, содержащих коническую намагниченность, различные скирмионы и киральные поплавки. Как и следовало ожидать, влияние на критическую температуру вблизи

магнитной неоднородности определяется ее масштабом по сравнению со сверхпроводящей длиной когерентности. Описанный эффект очень чувствителен к толщине сверхпроводящего слоя и прозрачности границы. Путем специального выбора толщин слоев можно добиться, чтобы сверхпроводимость возникла только в области локализации спинового вихря (см. Рисунок 1).

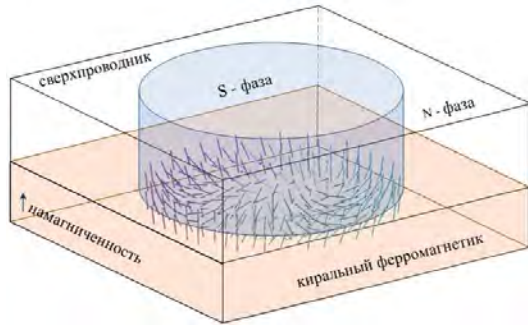


Рис. 1. Схематическое изображение локализации сверхпроводящей фазы вблизи скирмиона

В этом случае критическая температура составляет примерно 10-20% критической температуры уединенного сверхпроводника. На Рисунке 2 показана зависимость критической температуры островка в зависимости от размеров скирмиона.

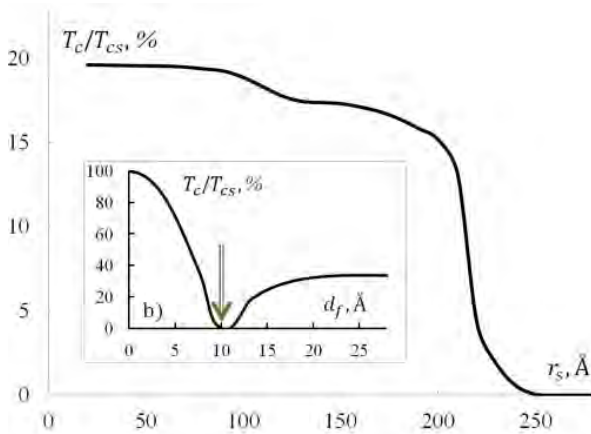


Рис. 2. Зависимость критической температуры T_c сверхпроводящего островка от радиуса одиночного скирмиона r_s . Панель б) Зависимость $T_c(d_f)$ для контакта сверхпроводника с однородным магнетиком при тех же параметрах. Зеленая стрелка указывает на выбор d_f для основной панели. T_{cs} — критическая температура уединённого сверхпроводника. Параметры системы: $d_s = 111 \text{ \AA}$, длина свободного пробега $l_s = 120 \text{ \AA}$, $\xi_s = 125 \text{ \AA}$, $2lr_f = 0.3$, r_f — длина свободного пробега, $\sigma_s = 4$, $n_{sf} = N_s v_{sf} / N_f v_f = 4$ ($N_{s(f)}$ и $v_{s(f)}$ — плотность состояний и скорость на уровне Ферми). Использована спиновая текстура скирмиона из работы [6]

Согласно расчетам, наиболее яркий эффект наблюдается при толщинах ферромагнетика (d_f) соответствующих первому минимуму $T_c(d_f)$. Существенное влияние наноразмерных спиновых вихрей на критическую температуру в сочетании с топологической защищенностью и низкой плотностью тока, необходимой для их движения [3], позволяет эффективно использовать такие системы в качестве сверхпроводящих спиновых клапанов.

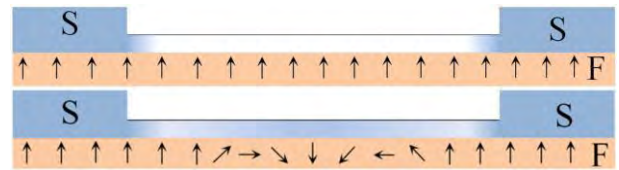


Рис. 3. Схематическое изображение спинового клапана, основанного на повышении критической температуры сверхпроводника в области локализации скирмиона. Интенсивность заливки в «сверхпроводящем слое» символизирует концентрацию куперовских пар. Перемещение вихря в область между контактами создает условия для протекания сверхпроводящего тока между сверхпроводящими берегами (нижний рисунок)

Например, сверхпроводящий островок, локализованный между сверхпроводящими берегами, может выступать в качестве подвижного мостика для сверхпроводящего спинового клапана (см. Рисунок 3).

Литература

1. A.B. Borisov // *Physics-Uspexhi* V. 63, 269 (2020).
2. N. Romming C. Hanneken, M. Menzel, *et al.* // *Science* V. 341, 636 (2013).
3. J. Baumard J. Cayssol, F.S. Bergeret, *et al.* // *Physical Review B* V. 99, 014511 (2019).
4. Y.V. Fominov, A.F. Volkov, Efetov K.B. // *Physical Review B* V. 75, 104509 (2007).
5. K.B. Efetov I.A. Garifullin, A.F. Volkov *et al.* // *Springer Tracts in Modern Physics* V. 227, 251 (2008).
6. A.O. Leonov, T.L. Monchesky, N. Romming *et al.* // *New J. Phys.* V. 18, 065003 (2016).

Ступеньки Шапиро и быстрые вихри в полосках сверхпроводник/нормальный металл с разрезом

С.С. Уставщиков^{1,2,*}, М.Ю. Левичев¹, И.Ю. Пашенькин¹, Н.С. Гусев¹, С.А. Гусев¹, Д.Ю. Водолазов^{1,§}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афононо, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

² ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603022

*sergey@ipmras.ru, §vodolazov@ipmras.ru

В работе исследовались вольт-амперные характеристики гибридных мостиков сверхпроводник/нормальный металл с эффектом близости. При СВЧ облучении в гигагерцовом диапазоне на ВАХ наблюдается появление особенностей/ступеней, для которых в области линейного участка ВАХ выполняется соотношение Джозефсона. Полученные результаты можно интерпретировать как движение вихря (строчки вихрей) рожденных вблизи краевого дефекта при $I > I_c$, которое синхронизируется внешним излучением при совпадении периода излучения и периода движения вихрей поперек полоски. На основании полученных результатов была оценена скорость одиночных вихрей, которая достигает 4 км/с. Полученное значение близко к рекордным значениям максимальной скорости вихрей Абрикосова (~ 10 км/с), наблюдаемых в Рb [1] и NbС [2] сверхпроводниках в малых магнитных полях.

Введение

Динамика вихрей абрикосова при больших транспортных токах чрезвычайно важна для приложений, поскольку возможности практических применений фактически ограничены током нестабильности (flux-flow instability, FFI). С другой стороны, имеется большой интерес к быстрым вихрям, которые могут быть использованы для генерации звуковых или спиновых волн «Черенковского типа», при преодолении пороговой скорости. Рекордные значения скорости вихрей абрикосова достигающие значений ~10 км/с, наблюдались в Рb [1] и NbС [2] в слабых магнитных полях. В предыдущей работе [3] было показано, что в двуслойных гибридных SN структурах с большим отношением проводимостей также следует ожидать высокой максимальной скорости движения вихрей. Показано, что вихревая динамика таких структур хорошо описывается моделью краевого барьера; причем, напыление нормального металла значительно приближает крит. ток к току распаривания, а также уменьшает потенциал объемного пиннига и усиливает отвод тепла от «горячих» электронов — всё это, факторы увеличивающие максимальную скорость вихрей.

В настоящей работе исследуется движение вихрей проникающих в полоску вблизи дефекта на границе, при превышении критического тока I_c . При СВЧ облучении образца, движение вихря может синхро-

низироваться с э/м полем, при совпадении частоты волны и частоты входа вихря (phase locking) [4]. Такая синхронизация проявляется в виде особенностей «типа ступенька» на низкочастотной ВАХ мостика, для которых выполняется соотношение Джозефсона: $\hbar\omega = 2eU$. В исследуемых структурах вход вихрей локализован на искусственном дефекте — прорези на краю мостика. При $I > I_c$ вихревая динамика происходит по сценарию Асламазова-Ларкина [4] с образованием цепочки вихрей — в этом режиме наблюдается линейный участок ВАХ без облучения и «особенности» при СВЧ облучении. Дальнейшее увеличение тока приводит к тому, что коры вихрей в цепочке сливаются, образуется вихревая речка, а затем неустойчивый нормальный домен — в этом режиме, ВАХ приобретает экспоненциальный характер, а «особенности» при облучении пропадают. Описанная картина находится в согласии с экспериментом и численным расчетом в рамках теории Гинзбурга-Ландау. Таким образом, измерение ВАХ при СВЧ облучении позволяет определить диапазон напряжений и токов напрямую связанных с движением вихрей.

Методика эксперимента

Образец для исследований представляет собой сверхпроводящие мостики с шириной 2.5 мкм, полученные плазмо-химическим травлением планарных тонкопленочных структур MoN/Cu, изготов-

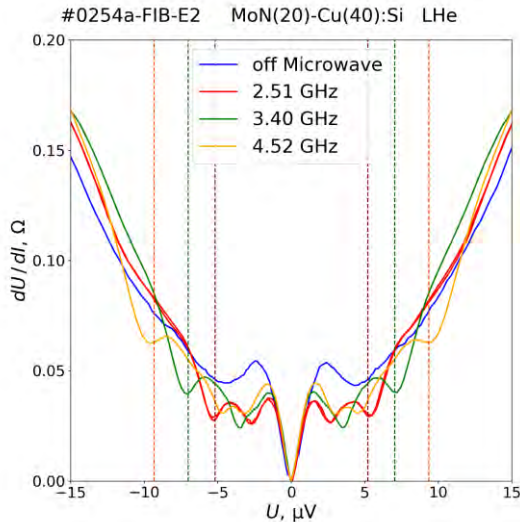


Рис. 1. Экспериментальное дифференциальное сопротивление мостика с искусственным дефектом. Вертикальные пунктирные линии соответствуют Джозефсоновскому соотношению для заданной частоты

ленных методом магнетронного напыления. Сначала на стандартную кремниевую подложку было напылено 40 нм меди, затем 20 нм аморфного нитрида молибдена. Отношение нормальных сопротивлений при температуре 10 К составляет $\rho^S / \rho^N = 60$. Критическая температура сверхпроводящего перехода $T_c \sim 6.3$ К. Чтобы локализовать точку входа вихря на мостике была протравлена канавка сфокусированным ионным пучком Ga^+ , шириной ~ 63 нм и длиной ~ 897 нм.

Измерение электронного транспорта под воздействием микроволнового излучения проведено в транспортном сосуде Дьюара при температуре жидкого гелия ~ 4.2 К, стандартным четырехточечным методом. Вольт-амперная характеристика образца имеет практически безгистерезисный характер, с критическим током ~ 0.5 мА. Возбуждение СВЧ волны осуществляется штыревой антенной, расположенной параллельно подложке, вдоль измеряемого мостика.

Результаты и обсуждение

При СВЧ облучении исследуемых структур на ВАХ появляются «особенности» при напряжении связанном с частотой облучения Джозефсоновским соотношением — соответствующие зависимости дифференциального сопротивления от напряжения приведены на рис. 1. На частотах выше ~ 5 ГГц экс-

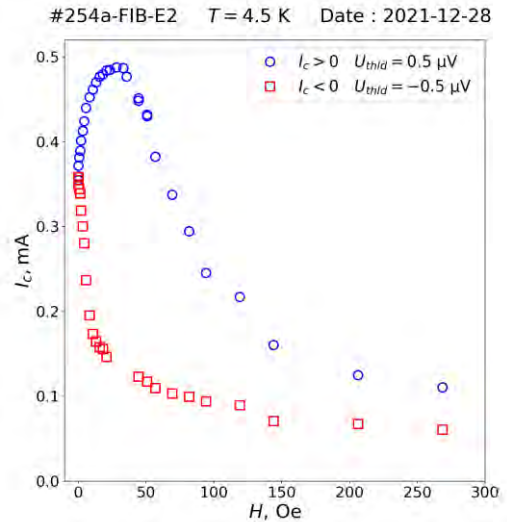


Рис. 2. Экспериментальная зависимость критического тока от магнитного поля

тремумы практически пропадают, что соответствует переходу из режима флукс-флоу в режим с вихревой «речкой». Результаты численного расчета ВАХ, приведены на вставке к рис. 3.

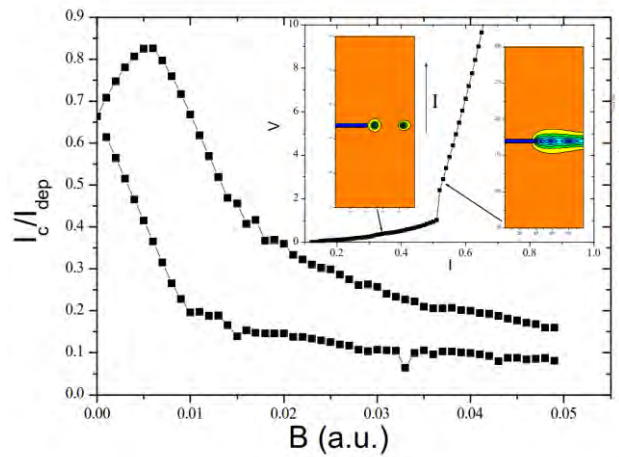


Рис. 3. Численный расчет для зависимости критического тока от магнитного поля

Зависимость критического тока от магнитного поля (рис. 2) имеет максимум для одного из направлений тока, смещенный от нуля, что полностью соответствует теоретическим представлениям и подтверждается численным расчетом (рис. 3)

Работа поддержана НЦМУ «Центр фотоники» Минобрнауки Российской Федерации, проект № 075-15-2020-906.

Литература

1. L. Embon, *et. al.* // Nat.Comm. v.8, 85 (2017).
2. O.V. Dobrovolskiy, *et al.* // Nat.Comm., v.11, 3291 (2020).
3. S.S. Ustavschikov, *et. al.* // SuST, v. 34, 015004 (2021).
4. Л.Г. Асламазов, А.И. Ларкин // ЖЭТФ 68, 766-775 (1975).

Сравнение методов исследования сверхпроводящих пленок с помощью TDS, DFTS и плоскопараллельного резонатора

Ф.В. Хан^{1,2,*}, А.В. Худченко^{1,3}, А.М. Чекушкин¹, В.П. Кошелец¹,
Б.П. Горшунов², Е.С. Жукова², Л.С. Кадыров²

1 Институт 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

3 Астрокосмический центр Физического института имени П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр. 53, Москва, 119991.

*khanfv@hitech.cplire.ru

В работе проводится сравнение трех широко используемых в настоящее время методов исследования сверхпроводящих пленок. В первом методе используется дисперсионный спектрометр с преобразованием Фурье (DFTS), во втором — спектрометр с временным разрешением (TDS), а в третьем — плоскопараллельный резонатор. Для каждого метода в качестве исследуемого образца была взята сверхпроводящая пленка из NbTiN, для которой по обработке экспериментальных данных определяется набор основных параметров в нормальной и сверхпроводящей фазах. Представлен сравнительный анализ данных, полученных тремя методиками.

Введение

В настоящее время в исследованиях в области фундаментальной физики и радиоастрономии важную роль играют сверхпроводниковые устройства терагерцового и субтерагерцового диапазонов. Прогресс в данной области во многом зависит от создания и исследования новых материалов. Так, использование соединений ниобия (например, NbN и NbTiN) в сверхпроводниковой электронике позволит расширить рабочий диапазон устройств до частот выше 1 ТГц.

Однако отдельного внимания заслуживает не только определение параметров самих материалов, но также и методы, с помощью которых производятся диагностика и измерения. На свойства изготавливаемых пленок сильное влияние оказывает качество поверхности подложек; свойства пленок на высоких и низких частотах также могут заметно отличаться. В данной работе проводится сравнение результатов, полученных тремя методами: с помощью дисперсионного спектрометра с преобразованием Фурье (DFTS), спектрометра с временным разрешением (TDS) и метода, основанного на использовании плоскопараллельного резонатора.

Исследуемая пленка

В работе выполнены измерения пленок из NbTiN, сплошной и в форме сетки (см. правый верхний угол на Рисунке 1). Выбор материала обусловлен, главным образом, актуальностью исследований соединений Nb. Пленки с геометрией сетки исследуются с целью изучения влияния процессов травления на качество изготавливаемых пленок.

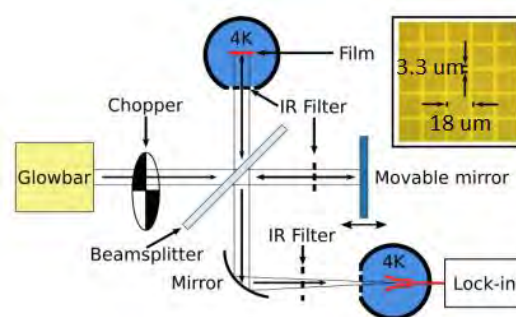


Рис. 1. Схема установки DFTS и изображение пленки с геометрией сетки

DFTS

Экспериментальная установка представляет собой интерферометр Майкельсона с одним подвижным зеркалом [1]. На место неподвижного зеркала ставится криостат с исследуемой сверхпроводящей пленкой. Результат интерференции волн, отраженной от пленки и подвижного зеркала, регистрируется с помощью кремниевого болометра. Таким образом, измеряется коэффициент отражения от исследуемой пленки. При каждом положении подвижного зеркала проводится два измерения: в нормальном и сверхпроводящем состоянии. С помощью преобразования Фурье получается спектральная зависимость коэффициента отражения.

Зависимость относительного изменения коэффициента отражения от пленки в сверхпроводящем и нормальном состоянии представлена на Рисунке 2. Анализ данных выполнен в соответствии с работой [2].

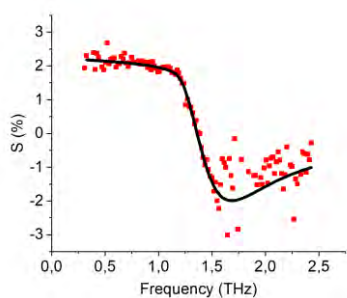


Рис. 2. Относительное изменение коэффициента отражения от пленки при переходе из сверхпроводящего состояния в нормальное

TDS

В этой части работы при помощи спектрометра с временным разрешением TeraView TPS 3000 измерялся спектр комплексного коэффициента пропускания (амплитуда и фазовый сдвиг) пленки на подложке в диапазоне частот до 3 ТГц. По измеренным спектрам определялись температурно-зависимые спектры динамической проводимости и диэлектрической проницаемости. Анализ спектров диэлектрической проницаемости позволил определить температурную зависимость лондоновской глубины проникновения магнитного поля (см. Рисунок 3).

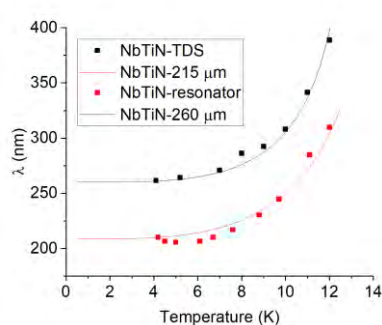


Рис. 3. Лондоновская глубина проникновения магнитного поля для сплошной пленки, полученная при измерениях в плоскопараллельном резонаторе и с помощью TDS. Сплошными линиями изображены выражения в рамках двухжидкостной модели сверхпроводимости

Плоскопараллельный резонатор

Суть третьего метода заключается в следующем: две пленки из исследуемого сверхпроводника, разделенные тонкой диэлектрической прослойкой, помещаются в медную полость. Система возбуждения представляет собой два отрезка микрополосковой линии, подсоединенных к выходам векторного анализатора цепей с помощью коаксиального кабеля. Фазовая скорость волны в резонаторе связана с лондоновской глубиной проникновения по соотношению:

$$v = v_0 \sqrt{1 + 2 \lambda / s \coth(d / \lambda)}, \quad (\phi 1)$$

где v_0 - фазовая скорость волны в резонаторе при $T = 0$; s - толщина диэлектрической прослойки, d - толщина пленки и λ - лондоновская глубина проникновения. Поэтому с изменением температуры будет меняться и фазовая скорость, а, следовательно, и частота резонанса. По относительному смещению резонансного пика была найдена зависимость лондоновской глубины проникновения от температуры (см. Рисунок 3).

Сравнение результатов

В Таблице 1 приведены параметры пленок, определенные в ходе экспериментов. Отметим, что измерение с помощью DFTS проводилось для отдельной пленки в статье будет проведено сравнение всех трех методов. Также в эксперименте с плоскопараллельным резонатором невозможно определить характерное время свободного пробега ввиду сравнительно низкой рабочей частоты (предел векторного анализатора 20 ГГц).

Таблица 1. Измеренные параметры пленок NbTiN

	T_c , К	Δ_0 , мэВ	σ_0 , 10^6 (Ом м) $^{-1}$	d , нм
DFTS	15.1	2.54	0.63	360
TDS	13.3	2.7	0.98	325
Плоскопараллельный резонатор	14.9	2.5	1.1	325

Выводы

В ходе работы были проведены измерения пленок NbTiN с использованием трех различных методов; для пленок определены соответствующие параметры. В целом, параметры, определенные тремя методиками, находятся в согласии. Обнаруженное расхождение в зависимости $\lambda(T)$ при измерениях сплошной пленки с помощью резонатора и TDS можно объяснить тем, что на частотах вблизи щелевой и в ее окрестности $\lambda(f)$ (f - частота) имеет максимум, поэтому различие вполне ожидаемо.

Литература

1. Lap B.N.R. et al. Characterization of superconducting NbTiN films using a dispersive Fourier transform spectrometer // Appl. Phys. Lett. – 2021. – Т. 119. – №. 15. – С. 152601.
2. Zimmermann W. et al. Optical conductivity of BCS superconductors with arbitrary purity // Physica C: Superconductivity. – 1991. – Т. 183. – №. 1-3. – С. 99-104.

Парамагнетизм Паули из-за триплетных куперовских пар в нематическом сверхпроводнике

Д.А. Хохлов^{1, 2, *}, Р.Ш. Акзянов^{1, 2}

¹ Московский физико-технический институт, 141700, Москва.

² Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, 125412, Москва.

*dmitrii.khokhlov@phystech.edu

В рамках теории Гинзбурга-Ландау исследовано влияние зеемановского поля на триплетную сверхпроводимость в E_u канале в допированном топологическом изоляторе Bi_2Se_3 . Показано, что куперовские пары дают парамагнитный вклад в восприимчивость. Механизм намагничивания схож с парамагнетизмом Паули. Восприимчивость куперовских пар к зеемановскому полю стремится к бесконечности в точке перехода из нематической в хиральную фазу. Показано, что электрон-электронное отталкивание слабо влияет на конкуренцию между хиральной и нематической сверхпроводимостью.

Введение

Несколько лет назад было экспериментально обнаружено, что в объеме допированного топологического изолятора $A_xBi_2Se_3$ может возникать сверхпроводимость. Допант A может быть медью, стронцием или ниобием. Измерение сдвига Найта показало спин-триплетную структуру параметра порядка. Измерения сдвига Найта, второго критического поля и теплоемкости в магнитном поле показывают, что возникновение сверхпроводимости меняет вращательную симметрию системы с C_3 на C_2 . Теоретически показано, что данным свойствам удовлетворяет параметр порядка из E_u представления кристаллической группы D_{3d} . Данный параметр порядка является двухкомпонентным вектором. Особенностью сверхпроводимости из E_u представления является то, что она спаривается с зеемановским полем. Нематическая сверхпроводимость сохраняет симметрию обращения времени. Соответствующий параметр порядка является вещественным. Его направление называется осью нематичности. Возможно возникновение комплексного хирального параметра порядка, описываемого вектором $\sim (1; \pm i)$. Такой параметр порядка спонтанно нарушает симметрию обращения времени [1].

Мы рассмотрели эту систему в присутствии зеемановского поля. Вычислены коэффициенты Гинзбурга-Ландау из микроскопической теории. Далее найдено равновесное значение свободной энергии при наличии поля и восприимчивость системы. Электрон-электронное отталкивание было рассмотрено в рамках приближения среднего поля. Интерес

представляло взаимодействие в ферромагнитном и антиферромагнитном каналах. Предполагалось, что данное взаимодействие достаточно слабое и в отсутствие сверхпроводимости система не имеет спонтанного магнитного параметра порядка.

Модель

Мы используем низкоэнергетическое $k \cdot p$ разложение для гамильтониана нормальной фазы

$$H_0 = -\mu + m\sigma_z + v_z k_z \sigma_y + v(k_x s_y - k_y s_x) \sigma_x. \quad (\text{ф1})$$

Зеемановское поле входит в гамильтониан в двух каналах: ферромагнитном и антиферромагнитном [2]. Сверхпроводящий параметр порядка в общем случае является комплексным. Сверхпроводимость и магнетизм рассматриваются как возмущение к гамильтониану H_0 . Свободная энергия вычисляется как ряд по этим возмущениям. Таким образом вычисляются коэффициенты Гинзбурга-Ландау A , g , B и a [3]. Свободная энергия дается формулой

$$F = A(T - T_C)\eta^2 + (g_f + g_a)H\eta^2 t^2 + B\eta^4 + aH^2. \quad (\text{ф2})$$

Параметр t определяет степень дисбаланса между куперовскими парами со спином вверх и спином вниз. Свободная энергия минимизируется как функция η и t . Полученное экстремальное значение свободной энергии зависит от внешнего поля H .

При вычислениях коэффициентов ГЛ мы считали зону Бриллюэна ограниченной вдоль оси ΓZ . При значении химического потенциала $\mu/m=1.2$

поверхность Ферми становится открытой. Дальнейший рост химического потенциала вызывает фазовый переход из нематической фазы в хиральную. В модели с конечной зоной Бриллюэна данный фазовый переход не наблюдается. Мы проводим вычисления для обеих моделей и сравниваем результаты.

Результаты

Магнитная восприимчивость системы вычисляется как вторая производная экстремальной свободной энергии по полю $\chi = -\partial^2 F / \partial H^2$. Данная восприимчивость содержит вклад от нормальных электронов, пропорциональный коэффициенту a . Вклад от куперовских пар, изучаемый в данной работе, пропорционален коэффициентам g_f и g_a .

ALT + CTRL + знак «минус» на цифровой клавиатуре), короткие тире (–) (CTRL + знак «минус»), сам знак «минус» (–) и дефисы (-). Длинное тире используется для указания внезапной остановки повествования, выделения вводного предложения, обозначения открытого диапазона. Длинное тире может использоваться также и в тех случаях, что и знак двоеточия. Перед длинными тире ставится неразрывный

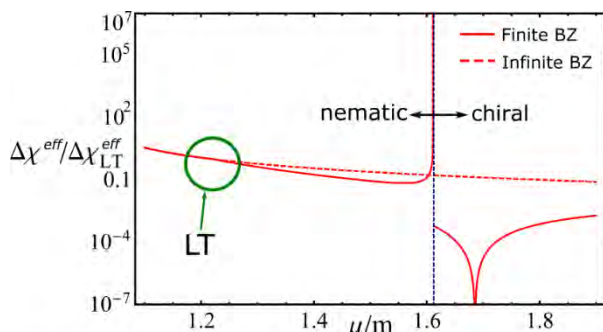


Рис. 1. Вклад в восприимчивость от куперовских пар как функция химического потенциала. Расчеты приведены для модели с конечной и с бесконечной зоной Бриллюэна. Окружностью отмечен переход Лифшица. Вертикальный пунктир отделяет нематическую и хиральную фазы

На рисунке 1 показан вклад в восприимчивость от куперовских пар. Восприимчивость нематической фазы стремится к бесконечности при приближении к фазовому переходу.

И в хиральной и в нематической фазе куперовские пары имеют спин равный единице. В нематической фазе средняя плотность спинов пар в отсутствие

внешнего поля равная нулю. В хиральной фазе куперовские пары полностью спин-поляризованы. Внешнее зеемановское поле создает дисбаланс куперовских пар с различными спинами, так что плотность спина растет линейно по полю. Данный механизм похож на парамагнетизм Паули [4].

В хиральной фазе магнитный момент отличен от нуля даже в отсутствие поля. Зеемановское поле увеличивает параметр порядка η в хиральной фазе. Это приводит к увеличению магнитного момента системы и обеспечивает наличие ненулевой восприимчивости.

Точечное электрон-электронное отталкивание было рассмотрено в рамках теории среднего поля. Только ферромагнитный и антиферромагнитный параметры порядка, ориентированные вдоль Oz спариваются со сверхпроводимостью. Мы считали константы спаривания достаточно маленькими, что бы в отсутствие сверхпроводимости равновесные значения магнитных параметров порядка равнялись нулю. Оказалось, что данное магнитное взаимодействие не способно заметно повлиять на фазовый переход между нематической и хиральной фазой.

Благодарности

Работа проведена при поддержке Российского Научного Фонда, грант № 20-72-00030. Д. Х. был частично поддержан стипендией президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам № СП-437.2022.5.

Литература

1. Yonezawa S. Nematic superconductivity in doped Bi2Se3 topological superconductors //Condensed Matter. – 2019. – Т. 4. – №. 1. – С. 2.
2. Liu C. X. et al. Model Hamiltonian for topological insulators //Physical Review B. – 2010. – Т. 82. – №. 4. – С. 045122.
3. Venderbos J. W. F., Kozii V., Fu L. Identification of nematic superconductivity from the upper critical field //Physical Review B. – 2016. – Т. 94. – №. 9. – С. 094522.
4. Khokhlov D. A., Akzyanov R. S. Pauli paramagnetism of triplet Cooper pairs in a nematic superconductor //Physical Review B. – 2021. – Т. 104. – №. 21. – С. 214514.

Исследование структуры и электрических свойств наноконпозитных пленок W_xSi_{1-x}

С. Хыдырова^{1,*}, И.В. Михайлова¹, Д.Д. Васильев¹, К.М. Моисеев¹, К.А. Барков^{2, &}, С.А. Ивков², Н.С. Буйлов², Е.С. Керсновский²

1 МГТУ им. Н.Э. Баумана, ул. 2-я Бауманская, 5, Москва, 105005.

2 ВГУ, пл. Университетская, 1, Воронеж, 394018.

*hydyrova.selbi@ya.ru, §barkov@phys.vsu.ru

Проведено экспериментальное исследование структуры, фазового состава и электрических свойств пленок W_xSi_{1-x} в зависимости от толщины в диапазоне от 7 до 80 нм, по результатам которого обнаружено, что фаза W_3Si формируется в пленках толщиной 20 и 40 нм с удельным сопротивлением $8,4 \cdot 10^{-5}$ и $6,0 \cdot 10^{-5}$ Ом·см соответственно, содержащих небольшую долю фазы β -W; пленки толщиной 7 нм имеют наибольшее удельное сопротивление $18,0 \cdot 10^{-5}$ Ом·см и содержат нанокристаллы α -W и рентгеноаморфные соединения кремния, а в пленках с толщиной 80 нм (удельное сопротивление также $18,0 \cdot 10^{-5}$ Ом·см) преимущественно содержится WSi_2 .

Введение

Ультратонкие пленки W_xSi_{1-x} являются одним из наиболее используемых материалов чувствительного элемента однофотонных детекторов [1] благодаря малой ширине сверхпроводящей щели и высокому коэффициенту диффузии электронов [2]. Детекторы на основе ультратонких пленок W_xSi_{1-x} имеют большую площадь детектирования, более высокую квантовую эффективность в ИК области спектра вплоть до 10 мкм [3], Пленки W_xSi_{1-x} используются в однофотонных детекторах с 2011 года [3], однако взаимосвязь их свойств со структурой и фазовым составом практически не исследована по причине рентгеноаморфности и малых (менее 10 нм) толщин [4]. При этом известно, что соотношение компонентов и толщина пленки значительно влияет на характеристики детектора [5 – 8].

Таким образом, целью работы является исследование структуры и электрических свойств пленок W_xSi_{1-x} , полученных магнетронным распылением в зависимости от их толщины.

Методика эксперимента

В системе W-Si известны два стабильных сверхпроводящих соединения: W_3Si_3 с критической температурой $T_c \approx 4,0...4,5$ К и WSi_2 с $T_c \approx 1,2...1,8$ К [7, 8], что меньше наблюдаемой экспериментально максимальной T_c для пленок W_xSi_{1-x} 5 К [9]. Предположительно $T_c = 5$ К достигается в метастабильном соединении W_3Si , практически не исследованном экспериментально. По расчетам, W_3Si имеет структуру типа A15 [10], характерную для обширного класса сверхпроводящих

соединений с высокими критическими температурами, и может образовываться при формировании пленок магнетронным распылением [11].

В работе исследованы пленки W_xSi_{1-x} толщиной 7, 20, 40 и 80 нм, сформированные на сапфировых подложках методом совместного магнетронного распыления из двух источников с мишенями W и Si на установке ВУП-11М [12] при параметрах процесса, обеспечивающих атомную долю вольфрама 75%.

Анализ структуры пленок $W_{75}Si_{25}$ методами рентгеновской дифракции и ультрамягкой рентгеновской эмиссионной спектроскопии (УМРЭС), а также исследования электрических свойств проводятся на кафедре Физики твердого тела и наноструктур ВГУ.

Результаты и обсуждение

По данным рентгеновской дифракции в пленках $W_{75}Si_{25}$ толщиной $d = 7$ нм выявлена нанокристаллическая фаза α -W, а кремний и соединения на основе кремния являются рентгеноаморфными. При этом с увеличением d до 20 нм начинают формироваться фазы W_3Si и β -W (Pm-3n). При дальнейшем увеличении толщины пленки до 40 нм возрастает доля фазы β -W, и при максимальной толщине 80 нм формируется фаза WSi_2 (рис. 1).

Указанное изменение фазового состава пленок $W_{75}Si_{25}$, связанное с толщиной пленки d , определяет их удельное сопротивление ρ (рис. 1), которое сначала уменьшается от $18,0 \cdot 10^{-5}$ Ом·см при $d = 7$ нм до $6,0 \cdot 10^{-5}$ при $d = 40$ нм (пленка содержит

W_3Si и $\beta-W$), а затем, при $d = 80$ нм, возвращается к значению $18,0 \cdot 10^{-5}$ Ом·см, близкому к значению для WSi_2 [14].

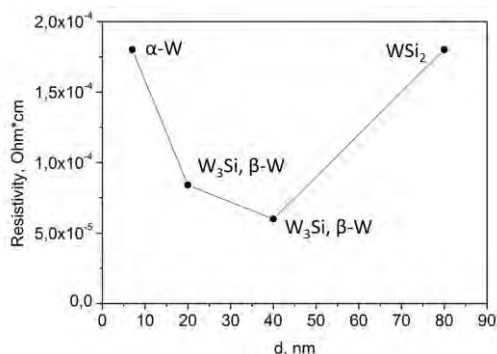


Рис. 1. Удельное сопротивление ρ пленок $W_{75}Si_{25}$ при толщинах 7, 20, 40, 80 нм

Методом УМРЭС исследована пленка $W_{75}Si_{25}$ толщиной 80 нм (рис. 2).

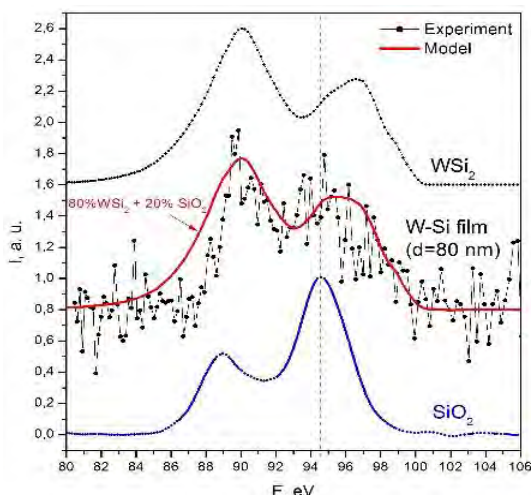


Рис. 2. Рентгеновский эмиссионный Si L2.3 спектр в пленке $W_{75}Si_{25}$ (экспериментальный спектр изображен точками; спектр смоделированный на основе эталонов изображен сплошной красной линией)

Результаты подтверждают наличие в пленке фазы WSi_2 и обнаруживают 20% SiO_2 . На рис. 2 представлены спектры эталонов WSi_2 и SiO_2 , полученный экспериментальный спектр пленки $W_{75}Si_{25}$ и смоделированный спектр пленки $W_{75}Si_{25}$.

В результате сравнения экспериментального спектра и смоделированного видно, что полученный экспериментальный спектр содержит много шумов. В связи с этим есть вероятность, что другие фазы W-Si присутствуют, но их не удалось обнаружить.

Заключение

Проведенное исследование структуры, фазового состава и электрических свойств пленок W_xSi_{1-x} показывает, что ультратонкие пленки толщиной 7 нм содержат нанокристаллы $\alpha-W$ и рентгено-аморфные соединения Si, и имеют наибольшее удельное сопротивление $18,0 \cdot 10^{-5}$ Ом·см, как и пленка толщиной 80 нм с фазой WSi_2 , а в пленках толщиной 20 и 40 нм с удельным сопротивлением $8,4 \cdot 10^{-5}$ Ом·см и $6,0 \cdot 10^{-5}$ Ом·см соответственно формируются фазы W_3Si и $\beta-W$.

Образование фазы W_3Si в зависимости от толщины и режима формирования пленки требует дальнейших исследований.

Литература

1. Yamashita T. et al. // IEICE Trans. Electron. E100 (2017).
2. Wollman E.E. et al. // J. Optics Express. 2019, V.27
3. B. Baek et al. // Appl. Phys. Lett. 2011. Vol. 98, No. 25. P. 251105.
4. J. Jin et al. // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. 2019. Vol. 29, No. 5. P. 1-4.
5. X. Zhang et al. // Phys. Rev. 2016. Vol. 94, No. 17. P. 174509.
6. Marsili F. et al. // Nature Photon 7, 210-214 (2013).
7. Cecil T. et al. Appl. Phys. Lett. 101, 032601 (2012).
8. Quaranta O. et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond 23, 2400104 (2013).
9. Kondo S. // J. of materials research V.7 (1992).
10. Itoh S. // J. Phys.: Condens. Matter 2, 3747 (1990).
11. Терехов В. А. и др. Конденсированные среды и межфазные границы 20, 135-147 (2018).
12. Михайлова И.В. и др. // Наноиндустрия. Спецвыпуск 2020 2s 13, 39-46 (2020).
13. d'Heurle F.M. et al. // Appl. Phys. Lett. V.48 (1986).

Джозефсоновские вихри в слоистом сверхпроводнике $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$: магнитосопротивление и эффект Холла

Т.Б. Чарикова¹, Н.Г. Шелушина¹, О.Е. Петухова¹, М.Р. Попов¹,
А.С. Клепикова¹, А.А. Иванов²

¹ Институт физики металлов УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, д. 18, Екатеринбург, 620041.

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

*charikova@imp.uran.ru

Исследованы гальваномагнитные эффекты в смешанном состоянии электронно-легированного купратного сверхпроводника $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ с ярко выраженной слоистой структурой. Для исследования анизотропии гальваномагнитных эффектов были синтезированы эпитаксиальные пленки $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4 / \text{SrTiO}_3$ с нестандартной ориентацией оси c и проводящих слоев CuO_2 относительно подложки. Изменение угла наклона магнитного поля по отношению к току показывает, что поведение продольного сопротивления образца в смешанном состоянии полностью определяется перпендикулярной к току компонентой поля, что указывает на решающую роль силы Лоренца, которая определяет движение джозефсоновских вихрей через слои CuO_2 .

Введение

В смешанном состоянии обычных сверхпроводников второго рода внешнее магнитное поле проникает в глубину сверхпроводника второго рода в виде квантованных абрикосовских вихрей. Эти вихри в сверхпроводящем слое распределяются в правильную треугольную решетку [1]. Однако в слоистых материалах, таких как $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$, длина когерентности вдоль оси c может стать меньше, чем расстояние между сверхпроводящими плоскостями CuO_2 , и ядра вихрей будут ограничены плоскостями проводимости, образуя так называемые «блинчатые» (“pancake”) вихри. [2]. Связь между «блинчатыми» вихрями в разных слоях происходит через джозефсоновские взаимодействия [3]. Если связь слабая, сверхпроводящую систему можно рассматривать как набор разделенных двумерных (2D) слоев, в противном случае систему можно рассматривать как анизотропную трехмерную (3D) [4].

Однако даже в случае анизотропного 3D-сверхпроводника в наклонном магнитном поле джозефсоновские и абрикосовские вихри сосуществуют и образуют пересекающуюся решетку в сильно анизотропном сверхпроводнике с притягивающим взаимодействием между двумя различными типами вихрей [5]. Эффект пересекающихся решеток вихрей Абрикосова и Джозефсона до сих пор изучен недостаточно.

В данной работе проанализированы транспорт носителей тока и движение вихревой системы в электронно-легированном ВТСП $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ в

недолегированной ($x = 0.145$ и 0.135) области, в области эволюции от антиферромагнитного к сверхпроводящему порядку.

Образцы и методика эксперимента

На синтезированных в оригинальной геометрии эпитаксиальных пленках $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ с $x = 0.145$ и 0.135 и оптимальным отжигом ось c кристаллической решетки соединения была направлена вдоль короткой стороны подложки SrTiO_3 . Поскольку ток подавался вдоль длинной стороны образца (перпендикулярно оси c), то при приложении магнитного поля, перпендикулярного плоскости подложки, возникала система джозефсоновских вихрей, выстроенных параллельно сверхпроводящим CuO_2 плоскостям [6]. В наших измерениях угол наклона, φ , магнитного поля, \mathbf{B} , по отношению к току, \mathbf{j} , изменялся от $\varphi = 90^\circ$ ($\mathbf{B} \perp \mathbf{j}$) до $\varphi = 0^\circ$ ($\mathbf{B} \parallel \mathbf{j}$) таким образом, чтобы ось вращения была параллельна оси c . При наклоне магнитного поля вихревые линии, оставаясь джозефсоновскими, меняли своё направление в плоскости ab .

Магнетопольные зависимости продольного, $\rho_{xx}(B, T)$, и холловского, $\rho_{xy}(B, T)$, сопротивления для пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ были исследованы на установке Quantum Design PPMS 9 (ЦКП ИФМ УрО РАН).

Результаты и обсуждение

Установлено, что поведение продольного магнитосопротивления, $\rho_{xx}(B)$, в смешанном состоянии

полностью определяется величиной $V_{\perp} = V \sin \varphi$. Сопротивление Холла, ρ_{xy} , впервые исследованное для описанной выше геометрии эксперимента, в смешанном состоянии обнаруживает немонотонную зависимость от V_{\perp} с пиковым значением при $V_{\perp} \cong V_{c2}/2$. Это значение положительно при малых углах $\varphi = 30^{\circ}$ и 45° , отрицательно при $\varphi = 60^{\circ}$, а при $\varphi = 90^{\circ}$ имеет место двойная смена знака ρ_{xy} (В) (Рис.1).

Такое поведение можно связать с предсказанным в [7,8] аномальным (топологическим) вкладом, $\delta\sigma_{xy}$, в холловскую проводимость в режиме потока вихрей, $\delta\sigma_{xy} = -e\delta n/V$, где δn - «виртуальное» изменение плотности электронов из-за разности химпотенциала в сверхпроводящем и нормальном состояниях.

Знак топологического вклада, $\delta\sigma_{xy}$, в смешанном состоянии может быть различным из-за сложности поверхности Ферми в $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$ с $x = (0.135 - 0.15)$, имеющей как электронные, так и дырочные карманы [9]. При этом соотношение конкретных вкладов в σ_{xy} зависит от ориентации магнитного поля в плоскости ab .

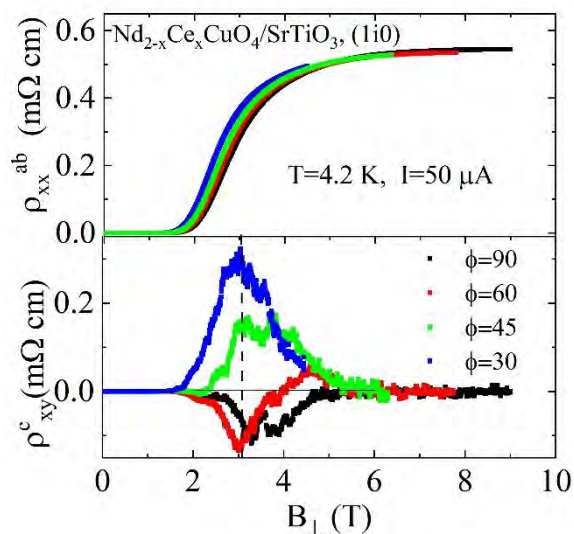


Рис. 1. Зависимости магнитосопротивления в плоскости ab , ρ_{xx}^{ab} , и между плоскостями, ρ_{xy}^c , от перпендикулярной к току составляющей магнитного поля B_{\perp} для пленки $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4/SrTiO_3$ с $x=0.145$ и оптимальным отжигом при различном наклоне магнитного поля. Вертикальные пунктирные линии отмечают положение поля B_{\perp}^* , соответствующего пику ρ_{xy} (B_{\perp}) в середине полевого интервала резистивного смешанного состояния

Таким образом, в магнитном поле, параллельном слоям CuO_2 , нам удалось реализовать ситуацию

джозефсоновских вихрей, локализованных собственным пиннингом. Наши исследования показывают, что теоретических разработок для описания транспортных свойств изучаемой экспериментальной ситуации с джозефсоновскими вихрями явно недостаточно. Для интерпретации данных по $\rho_{xy}^c(B)$ используются некоторые теоретические представления, развитые для абрикосовских вихрей [7], [8], [10], которые еще требуют дальнейшего анализа.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» № АААА-А18-118020190098-5 при финансовой поддержке РФФИ, грант № 18-02-00192, а также при финансовой поддержке РФФИ и Свердловской области в рамках научного проекта № 20-42-660004. Измерения магнитосопротивления на отдельных образцах были выполнены при поддержке Министерства науки и высшего образования, грант № 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024).

Литература

1. N.B. Kopnin // Theory of Nonequilibrium Superconductivity, Internatio (2009).
2. M. Tinkham // Introduction to superconductivity, Dover publications, Mineola, New York (2004).
3. M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin, // Phys. C Supercond., V. 167, 177 (1990).
4. W.E. Lawrence, S. Doniach, // Proc. Twelfth Int. Conf. Low Temp. Physics, Okyo Keigaku Publ. Co., Ltd. 361 (1971).
5. A.E. Koshelev // Phys. Rev. Lett., V. 83, 187 (1999).
6. G. Blatter, M. V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein et al. // Rev. Mod. Phys. 66, 1125 (1994).
7. D.I. Khomskii, A. Freimuth // Phys. Rev. Lett. 75, 1384 (1995).
8. M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Vinokur et al. // JETP Lett V. 62, 834 (1995).
9. J. E. Hirsch and F. Marsiglio // Phys. Rev.B, V. 43, 424 (1991).
10. A. van Otterlo, M. Feigel'man, V. Geshkenbein et al. // Phys.Rev. Lett. V. 75, 3736 (1995).

Технология изготовления высококачественных туннельных переходов на основе Nb/Al-AlN/NbN

А.М. Чекушкин^{1,*}, Л.В. Филиппенко¹, В.П. Кошелец¹

¹ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11с7, Москва, 125009.

*chekushkin@hitech.cplire.ru

В работе представлено описание технологии изготовления туннельных СИС-переходов высокого качества с предельными характеристиками: $V_g=3.2-3.4$ мВ, плотность туннельного тока до 35 кА/см², R/R_n до 30, площади переходов до 1 мкм². СИС-переходы включены в микрополосковую линию NbTiN/SiO₂/Al.

Введение

Современные задачи радиоастрономии предъявляют высокие требования к качеству и параметрам используемых СИС-приемников. Для приемников с рабочими частотами до 1 ТГц, например [1], ключевыми параметрами являются высокая прозрачность туннельного барьера (токи 35 кА/см² и выше), субмикронные площади туннельного перехода (1 мкм² и ниже), а также малые токи утечки на сопротивлениях ниже щелевого напряжения. Джозефсоновские переходы на основе Nb с туннельным барьером из оксида алюминия (Nb/Al-AlO_x/Nb) не позволяют реализовать требуемые параметры, поэтому для решения поставленных задач было решено использовать джозефсоновские туннельные переходы Nb/Al-AlN/NbN. Выбор барьера из нитрида алюминия (AlN) обусловлен тем, что барьер из оксида алюминия (AlO_x) при значениях произведения площади перехода на его сопротивление в нормальном состоянии ($R_n S$) около 20 Ом*мкм² и менее деградирует, что приводит к ухудшению вольтамперных характеристик. Кроме того, важным преимуществом барьера из AlN является возможность использовать NbN в качестве верхнего электрода туннельной структуры. Это позволяет увеличить щелевое напряжение с 2.8 мВ для структур из ниобиевых электродов, до 3.7 мВ для электродов из Nb и NbN.

Изготовление

Наиболее развитой, надежной и хорошо воспроизводимой является технология изготовления СИС-переходов на основе ниобия и его соединений при помощи планарных многослойных структур. В качестве подложки для образцов выбирается высокоомный кремний (>10000 Ом*см) или аморфный

кварц. Процесс изготовления образцов на основе СИС-переходов можно разделить на следующие основные этапы: формирование базового электрода (слой M1), формирование СИС-переходов (слой I1), анодизация и напыление изоляции, верхний электрод (слой M2), золотые контакты (слой CONT). При усложнении технологии изготовления могут возникать дополнительные этапы, например слой изоляции I2, дополнительные слои металлизации (M3, M4), если необходимо сформировать различные линии передач (микрополосковые, копланарные или их объединение).

Чтобы избежать травления материала подложки на нее методом магнетронного напыления наносится слой Al₂O₃ (100 нм). В работе использовано два способа формирования СИС-переходов для структуры Nb/Al-AlN/NbN: травлением верхнего слоя NbN и травлением трехслойной структуры насквозь. Последний необходим для создания приемных структур с рабочей частотой до 1 ТГц, что существенно превышает «щелевую» частоту ниобия (700 ГГц), в качестве нижнего электрода приемного элемента использовалась плёнка сверхпроводника NbTiN с большей величиной энергетической щели, а в качестве верхнего - плёнка Al.

Для случая формирования СИС переходов методом сквозного травления Nb/Al-AlN/NbN необходимо сформировать на подложке базовый электрод M1. Он выполняется из слоя NbTiN, который является одним из электродов для микрополосковой линии NbTiN/SiO₂/Al. По всей площади подложки методом магнетронного DC напыления наносится 325 нм NbTiN. Затем по фоторезистивной маске, по геометрии M1, проводится плазмохимическое травление NbTiN в смеси газов CF₄+3%O₂. Предпочтение формирования M1 методом плазмохими-

ческого травления, перед методом взрывной литографии, связано с тем, что первый позволяет добиться вертикальных стенок материала, что важно для СВЧ-свойств микрополосковой линии. После слоя M1, происходит напыление СИС структуры Nb/Al-AlN/NbN в одном вакуумном цикле: на подложку методом магнетронного DC напыления осаждается слой Nb (80 нм); затем происходит осаждение тонкого слоя Al (7 нм), со скоростью 0.2 нм/с. После этого формируется барьер AlN за счет нитридации слоя Al в плазменном разряде азота. Варьируя мощность разряда, а также время процесса можно добиться разной толщины барьера и как следствие разного туннельного тока через него в диапазоне от 200 А/см² до 35 кА/см². Финальным этапом является осаждение NbN (80 нм). Более подробно режимы изготовления пленок и их калибровка описаны в работе [2]. Слой I1, который определяет геометрию СИС-переходов, формируется при помощи фоторезистивной маски, по которой затем происходит 3 этапа травления: плазмохимическое травление верхнего слоя NbN в атмосфере газа CF₄, ионное травление в атмосфере Ar в установке магнетронного напыления в режиме задания напряжения на держатель для образцов; плазмохимическое травление слоя Nb в атмосфере газа CF₄. После этого по той же маске I1 происходит анодизация поверхности NbTiN и торцов СИС переходов, а затем напыление слоя изоляции SiO₂ 250 нм. Ввиду того, что толщина NbTiN определяется глубиной проникновения магнитного поля, а толщина изоляции требованием к характеристикам микрополосковой линии, необходимо сделать дополнительный слой изоляции I2, который представляет собой SiO₂ (100 нм), чтобы обеспечить полноценное перекрытие изоляцией толщины NbTiN. Финальным этапом изготовления является формирование замыкателя и верхнего электрода микрополосковой линии из Al (450 нм).

Измерения

Вольтамперная характеристика (ВАХ) СИС перехода позволяет получить следующие его характеристики: значение сверхпроводниковой щели (V_g), размытие щели (dV_g), плотность туннельного тока (j_c), параметр качества, который определяется как отношение подщелевого сопротивления к сопротивлению в нормальном состоянии и характеризует подщелевой ток утечки. Были измерены ВАХ изго-

товленных СИС-переходов: методом одиночного травления NbN (рис 1) и методом травления структуры Nb/Al-AlN/NbN насквозь (рис. 2).

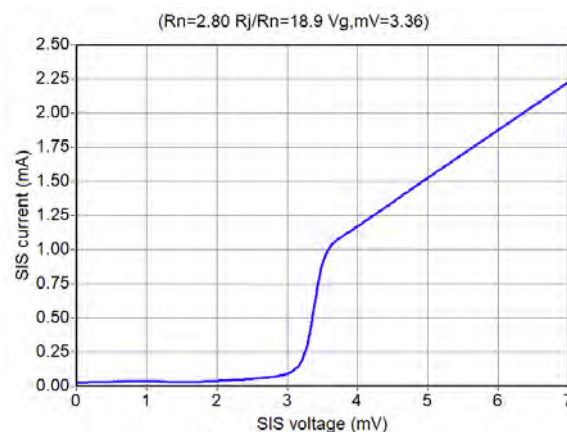


Рис. 1. ВАХ перехода Nb/Al-AlN/NbN при одном травлении, $R_n S$ 8.5 Ом*мкм²

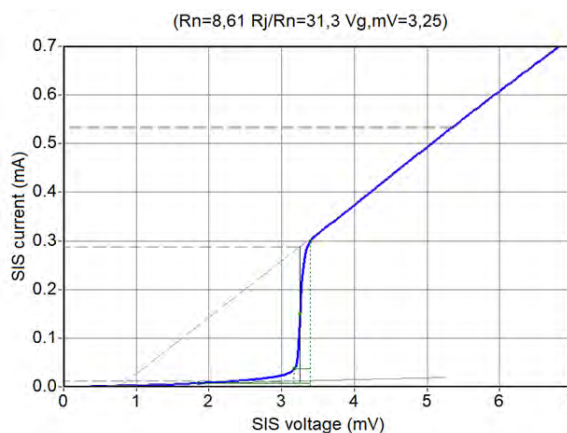


Рис. 2. ВАХ перехода Nb/Al-AlN/NbN при травлении насквозь, $R_n S$ 8 Ом*мкм²

Заключение

Изготовлены туннельные переходы Nb/Al-AlN/NbN методом сквозного травления структуры. Измерения их ВАХ показали, что данный метод подходит для создания СИС структур с высокой плотностью тока и площадью перехода порядка 1 мкм².

Литература

1. A. Khudchenko, A. M. Baryshev, K. Rudakov *et al.* // IEEE Trans. on THz Science and Technology, V. 6, No 1, pp 127-132, (2016).
2. Чекушкин, А.М., Филиппенко, Л.В., Ломов, А.А., & Кошелец, В. П. // Журнал технической физики, Т. 91, № 10, стр. 1577-1582, (2021).

Расчет корреляционных спектров при излучении кубитов в открытом волноводе

О.А. Чуйкин*, Я.С. Гринберг

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

*ChuikinOA@yandex.ru

В данной работе мы рассматриваем метод расчета спектра излучения для кубитной системы в одномерном волноводе. Используя стандартные методы квантовой оптики, мы выводим определение спектра излучения для N кубитов через двухвременные корреляционные функции от спиновых операторов. Расчет этих корреляционных функций основывался на методе оператора перехода, который позволяет значительно упростить процедуру вычисления. В качестве примера проделан расчет спектров для одного и двух кубитов.

Успехи современных технологий по производству твердотельных кубитов позволяют получать искусственные атомные системы с настраиваемыми параметрами, в которых каждый кубит может контролироваться отдельно. В этом контексте большой интерес представляет задача расчета спектра излучения многокубитной системы в открытом одномерном волноводе, так как она позволяет лучше изучить понятия сверх- и суб-излучения [1], а также генерацию фотонных суперпозиционных состояний [2]. В данной работе проведен теоретический расчет для спектра излучения N кубитов в открытом копланарном волноводе. Для его получения необходимо вычисление двухвременных корреляционных функций, для расчета которых мы воспользовались методом оператора перехода [3,4].

Постановка задачи

Рассмотрим систему из N твердотельных кубитов, помещенных в одномерный волновод. Исходный гамильтониан системы запишем как (здесь и далее $\hbar = 1$):

$$H = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^N (1 + \sigma_z^{(n)}) \Omega_n + \sum_k \omega_k a_k^\dagger a_k + \sum_{n=1}^N \sum_k g_k^{(n)} e^{-ikx_n} a_k^\dagger \sigma_-^{(n)} + h.c. \quad (1)$$

где $\sigma_z^{(n)}$ это спиновый оператор Паули, a_k^\dagger (a_k) – операторы рождения (уничтожения) фотона k -ой моды с частотой ω_k , $\sigma_-^{(n)}$ – лестничный оператор понижения для n -го кубита, g_k – коэффициент связи кубита с фотоном k -ой моды, Ω_n – резонансная частота n -го кубита, x_n – его координата.

Используя Гамильтониан (1), мы можем записать уравнения движения для фотонных операторов a_k^\dagger

и a_k в представлении Гейзенберга. Формальное решение этих уравнений есть:

$$a_k(t) = a_k(0) e^{-i\omega_k t} - i \int_0^t e^{-i\omega_k(t-\tau)} \sum_n g_k^{(n)} e^{-ikx_n} \sigma_-^{(n)}(\tau) d\tau \quad (2a)$$

$$a_k^\dagger(t) = a_k^\dagger(0) e^{i\omega_k t} + i \int_0^t e^{i\omega_k(t-\tau)} \sum_{n=1}^N g_k^{*(n)} e^{ikx_n} \sigma_+^{(n)}(\tau) d\tau \quad (2b)$$

Здесь спиновые операторы тоже записаны в представлении Гейзенберга, т.е. зависят от времени. Из выражений (2) можно найти спектральную плотность излучения кубитной системы, взяв среднее значение от произведения фотонных операторов:

$$\langle a_k^\dagger a_k \rangle = \sum_{n,m} \int_0^t d\tau \int_0^t d\tau' e^{-i\omega(\tau-\tau')} \times g_k^{*(n)} g_k^{(m)} e^{ik(x_n - x_m)} \langle \sigma_+^{(n)}(\tau) \sigma_-^{(m)}(\tau') \rangle. \quad (3)$$

Таким образом, спектр излучения произвольной кубитной системы возможно найти, если известны двухвременные корреляционные функции от спиновых операторов $\langle \sigma_+^{(n)}(\tau) \sigma_-^{(m)}(\tau') \rangle$.

Расчет корреляционных функций

Среднее значение квантового оператора записывается следующим образом:

$$\langle \sigma_+(t_1) \sigma_-(t_2) \rangle = Tr_{S,v} [\sigma_+(t_1) \sigma_-(t_2) \rho(0)], \quad (4)$$

где $\rho(0)$ это начальная матрица плотности, а след взят по всей системе, включая кубитные состояния S и фотонные состояния v . Используя циклическую перестановку под знаком следа, мы можем перенести матрицу плотности в начало, убрав у одного из операторов зависимость от времени:

$$\langle \sigma_+(t_1) \sigma_-(t_2) \rangle = \text{Tr}_S \left[\rho_S(t_2) \langle 0 | \sigma_+(t_1 - t_2) | 0 \rangle \sigma_-(0) \right] \quad (5)$$

Здесь мы также воспользовались приближением $\rho(t) = \rho_S(t) |0\rangle\langle 0|$, что в начальный момент времени нет фотонов [3]. Выражение (5) сводит двухвременную корреляционную функцию к одновременной, т.е. спектр излучения можно вычислить, зная матрицу плотности системы и выражение для спинового оператора в вакуумных обкладках

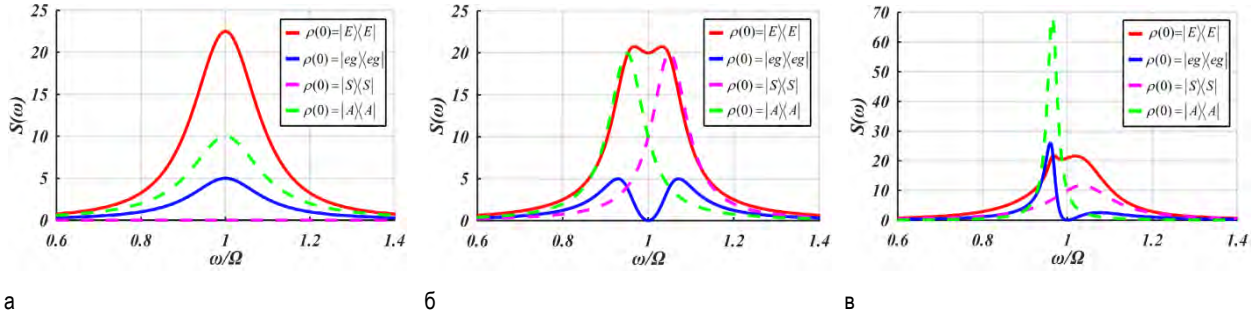


Рис. 1. Спектры излучения для двух кубитов в волноводе при различных начальных состояниях: красный – $\rho_S(0) = |ee\rangle\langle ee|$, синий – $\rho_S(0) = |eg\rangle\langle eg|$, фиолетовый – $\rho_S(0) = |S\rangle\langle S| = (|eg\rangle\langle eg| + |ge\rangle\langle ge|) / \sqrt{2}$, зеленый – $\rho_S(0) = |A\rangle\langle A| = (|eg\rangle\langle eg| - |ge\rangle\langle ge|) / \sqrt{2}$; а) $kd = \pi$; б) $kd = \pi/2$; в) $kd = \pi/4$; где d это расстояние между кубитами

Спектры излучения для одного и двух кубитов в волноводе

Для одного кубита спектр (3) пропорционален одной корреляционной функции (5), которую несложно найти с помощью операторов перехода, так как $\sigma_+(t) = P_{eg}(t)$. Итоговый спектр для одного кубита имеет вид:

$$S(\omega) = \frac{v_g}{2L} \frac{\Gamma}{(\omega - \Omega)^2 + \Gamma^2/4} \langle e | \rho(0) | e \rangle, \quad (6)$$

где введена скорость спонтанного распада $\Gamma = 2L |g(\Omega)|^2 / v_g$, L это длина волновода, а v_g это групповая скорость фотонов в нем. Как видно, спектр не равен нулю только для начального состояния с возбужденным кубитом $\rho_S(0) = |e\rangle\langle e|$. Аналогичный расчет мы провели и для $N = 2$ и рассмотрели три возможных начальных состояния – когда возбужден один кубит, возбуждены два кубита, и когда начальное состояние это симметричное/асимметричное Белловское состояние. Результаты вычислений представлены на Рис.1.

Заключение

Таким образом, с помощью метода оператора перехода возможно вычислять корреляционные функ-

$\langle 0 | \sigma_+(T) | 0 \rangle$. Мы можем найти их с помощью оператора перехода, который определяется как $P_{n,m}(t) = e^{iHt} |n\rangle\langle m| e^{-iHt}$. Данный оператор находится из уравнения Гейзенберга для гамильтониана (1) и позволяет найти $\rho_S(t_2)$, и $\langle 0 | \sigma_+(T) | 0 \rangle$, причем из-за операторной формы уравнений решение не требует подстановки конкретных начальных условий и может быть найдено в общем виде.

ции и находить спектры излучения кубитных систем. Отметим, что данный метод не ограничивается нахождением двухвременных корреляционных функций, но также может применяться для расчета корреляций более высокого порядка.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках проекта FSUN-2020-0004 и при финансовой поддержке Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

Литература

1. K. Lalumiere *et al.* Phys. Rev. A **88**, 043806 (2013).
2. V. Kannan *et al.* Sci. Adv. **6**, eabb8780 (2020).
3. R.H. Lehmberg, Phys. Rev. **181**, 32 (1969).
4. Гринберг Я.С., Чуйкин О.А., Труды XXV международного симп. Нанопфизика и Наноэлектроника (Нижний Новгород, 9–12 марта 2021 г.), том 1, стр. 42-43.

Реализация Джозефсоновского спинового вентиля в топологическом магнитном полуметалле с узловой линией Fe_3GeTe_2

О.О. Швецов¹, Ю.С. Бараш¹, А.В. Тимонина¹, Н.Н. Колесников¹, Э.В. Девятков^{1,§}

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

§dev@issp.ac.ru

Трёхмерный ван-дер-ваальсовый ферромагнетик Fe_3GeTe_2 (FGT) является одной из возможных реализаций магнитного топологического полуметалла с узловой линией. В данной работе мы исследуем транспорт заряда между 3 мкм разнесёнными сверхпроводящими индиевыми полосками, на которых лежит флейк FGT. При температуре в 30 мК, мы наблюдаем Джозефсоновский ток через FGT, причём критический ток I_c показывает необычную зависимость от магнитного поля. Полная $I_c(B)$ кривая асимметрична по отношению к знаку магнитного поля, причём асимметрия зависит (определяется) от направления развёртки магнитного поля при снятии $I_c(B)$ кривой. В частности, $I_c(B)$ демонстрирует почти точное зеркальное отражение (относительно замены B на $-B$) при смене направления развёртки поля. Подобное поведение хорошо известно для Джозефсоновских спиновых вентилях. Наиболее естественный сценарий реализации спинового вентиля в FGT, это несоответствие спиновых поляризаций ферромагнитного объёма и спин-поляризованных поверхностных состояний типа Ферми-арок.

Введение

В последнее время значительный интерес привлекает ван-дер-ваальсовый ферромагнетик Fe_3GeTe_2 (FGT), который является уникальной реализацией ферромагнитного топологического полуметалла с узловой линией [1]. С точки зрения электронных свойств, FGT демонстрирует наличие спин-поляризованных поверхностных состояний типа Ферми-арок [2]. С точки зрения магнитных свойств, FGT является ферромагнетиком как для трёхмерных кристаллов, так и для двумерных монокристаллических слоёв.

Обычно, спиновый вентиль представляет собой ферромагнитную многослойку, где электрическое сопротивление определяется взаимной ориентацией намагниченностей слоёв благодаря спин-зависимому рассеянию. Таким образом, сопротивление спинового вентиля может быть изменено приложением внешнего магнитного поля либо тока большой плотности [3]. Благодаря различной поляризации поверхностного состояния и объёма, магнитные топологические полуметаллы так же демонстрируют спин-вентильные свойства [4,5].

В Джозефсоновском спиновом вентиле ферромагнитный мультислой зажат между двумя сверхпроводящими электродами. В этом случае, сверхпроводящий ток определяется взаимной ориентацией намагниченностей, а не просто общим магнитным потоком, как для обычных Джозефсоновских пере-

ходов [6]. Известны и планарные реализации Джозефсоновского спинового вентиля [7].

Таким образом, магнитные топологические полуметаллы, в силу наличия спин-вентильных свойств, могут так же рассматриваться как платформа для реализации планарного Джозефсоновского спинового вентиля.

Полученные результаты

В данной работе мы исследуем транспорт заряда между 3 мкм разнесёнными сверхпроводящими индиевыми полосками, на которых лежит флейк FGT. При температуре в 30 мК, мы наблюдаем Джозефсоновский ток через FGT, причём критический ток I_c показывает необычную зависимость от магнитного поля. Полная $I_c(B)$ кривая асимметрична по отношению к знаку магнитного поля, причём асимметрия зависит (определяется) от направления развёртки магнитного поля при снятии $I_c(B)$ кривой. В частности, $I_c(B)$ демонстрирует почти точное зеркальное отражение (относительно замены B на $-B$) при смене направления развёртки поля.

Кроме того, мы наблюдаем переигрывание максимума и минимума в $I_c(B)$ в перпендикулярных к поверхности флейка магнитных полях, в то время как этот эффект отсутствует в параллельном магнитном поле.

Подобное поведение невозможно в переходе сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник при однородном ферромагнетике, однако оно хо-

рошо известно для Джозефсоновских спиновых вентиляй. Наиболее естественный сценарий реализации спинового вентиля в FGT, это несоответствие спиновых поляризаций ферромагнитного объема и спин-поляризованных поверхностных состояний типа Ферми-арок в FGT.

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-00229, <https://rscf.ru/project/22-22-00229/>

Литература

1. K. Kim, J. Seo, E. Lee, K.-T. Ko, B.S. Kim, Bo G. Jang, J. M. Ok, J. Lee, Y. J. Jo, W. Kang, J. H. Shim, C. Kim, H. W. Yeom, B. I. Min, B.-J. Yang, and J. S. Kim, *Nat. Mater.* 17, 794 (2018).
2. S. Albarakati, C. Tan, Z. Chen, J. G. Partridge, G. Zheng, L. Farrar, E. L. H. Mayes, M.R. Field, C. Lee, Y. Wang, Y. Xiong, M. Tian, F. Xiang, A.R. Hamilton, O. A. Tretiakov, D. Culcer, Y. Zhao, and Y. Wang, *Sci. Adv.* 5, eaaw0409 (2019).
3. E.B. Myers, D.C. Ralph, J.A. Katine, R.N. Louie, and R. A. Buhrman, *Science* 285, 867 (1999).
4. V.D. Esin, D.N. Borisenko, A.V. Timonina, N.N. Kolesnikov, and E.V. Deviatov, *Phys. Rev. B* 101, 155309 (2020).
5. J. Tian, I. Miotkowski, S. Hong, Y.P. Chen, *Sci. Rep.* 5, 14293 (2015).
6. O.M. Kapran, A. Iovan, T. Golod, V.M. Krasnov, *Phys. Rev. Research* 2, 013167 (2020).
7. T. Yu. Karminskaya, M.Yu. Kupriyanov, and A.A. Golubov, *JETP Letters* 87, 570 (2008).

Джозефсоновские туннельные переходы с интегральным СИН шунтированием

М.С. Шевченко^{1,2,*}, Л.В. Филиппенко¹, В.П. Кошелец¹

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

² Московский физико-технический институт Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701

* shevchenko@hitech.cplire.ru

Данная работа посвящена исследованию туннельных джозефсоновских переходов сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник (СИС) с новым типом шунтирования, основанном на использовании дополнительного перехода сверхпроводник-изолятор-нормальный металл (СИН), расположенного вокруг СИС перехода.

Введение

Шунтирование джозефсоновских переходов необходимо для получения безгистерезисной вольт-амперной характеристики при сохранении достаточно высокого характерного напряжения (и, соответственно, характерной частоты). Обычно шунтирование осуществляется тонкопленочными резисторами, но данный способ имеет недостатки (большая размер структуры, в следствие чего высокая паразитная индуктивность) [1]. Для их устранения и был предложен новый дизайн шунтирования СИН переходом, который позволяет значительно уменьшить общий размер топологии и, следовательно, уменьшить паразитную индуктивность шунта, что положительно сказывается на его работе в более высокочастотном диапазоне (Рис. 1).

Моделирование

Для создания генераторов терагерцового диапазона на основе массивов сосредоточенных джозефсоновских переходов требуются структуры с безгистерезисной вольт-амперной характеристикой (ВАХ) и высоким характерным напряжением $V_c = I_c \cdot R$ порядка и более 500 мкВ. Безгистерезисность ВАХ характеризуется параметром Мак-Камбера $\beta_c = (2\pi/\Phi_0) I_c R^2 C$, который должен быть меньше или порядка 1 [2]; такой режим достигается шунтированием туннельного джозефсоновского перехода сверхпроводник - изолятор - сверхпроводник (СИС) дополнительным резистором, расположенным рядом с переходом. Здесь I_c – критический ток перехода, а R – суммарное сопротивление перехода и внешнего шунта, включенных параллельно.

В нашей работе мы изучали переходы, шунтированные дополнительным СИН переходом. Было проведено численное моделирование параметров

переходов с новым типом шунтирования. На рисунке 2 представлены ВАХ СИН перехода Al-AlOx-Nb при температуре 4.2 К и квазичастичная ветвь ВАХи СИС перехода Nb-Al/AlOx-Nb, шунтированного СИН переходом (Рис. 2).

Далее были проведены численные оценки интересных нас параметров (характерное напряжение, параметр гистерезисности β_c и суммарное подщелевое напряжение шунта и перехода) для различных геометрических параметров шунтированных структур (Рис. 3). Внешний радиус шунта (СИН перехода) варьировался от 1,5 до 4 мкм. Разработанные численные модели позволяют определять, какие параметры будут у переходов с определенными геометрическими размерами СИС перехода и шунта и, наоборот, определять нужные размеры для получения переходов с необходимыми свойствами.

Экспериментальное исследование

Спроектированные образцы были изготовлены и исследованы их характеристики субТГц диапазоне. На рисунке 4 показаны ВАХи шунтированного перехода без воздействия сигнала и при воздействии сигналов частотой 330 ГГц, 400 ГГц и 460 ГГц. Приведенные зависимости показывают, что новая модель шунтирования действительно работает на достаточно высоких частотах. На напряжениях $V_n = n\hbar\omega/2e$ для каждой частоты видны ступени Шапиро.

Кроме того, было проведено исследование гистерезисных свойств таких переходов, а также получена зависимость амплитуды критического тока и первых двух ступеней Шапиро от амплитуды высокочастотного сигнала [2].

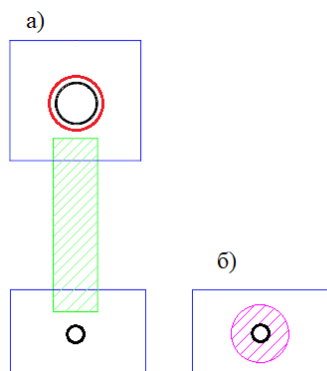


Рис. 1. Топологии шунтированных Джозефсоновских переходов: а) шунтирование тонкопленочным резистором; б) шунтирование интегральным СИИ переходом

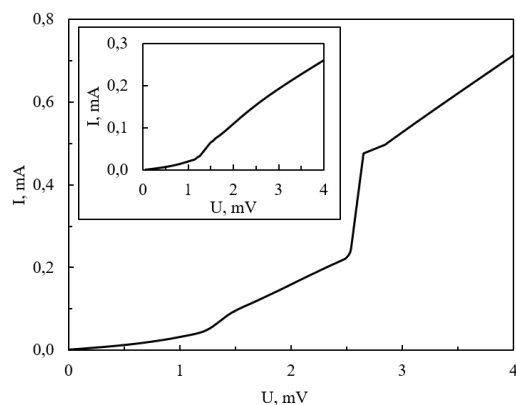
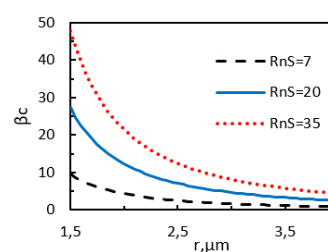
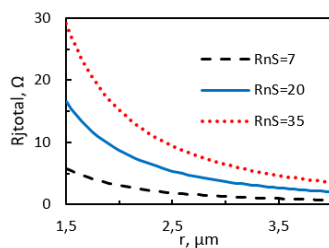
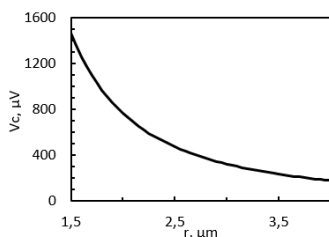


Рис. 2. Численные расчеты квазиэлектронной ветви ВАХ СИИ перехода Nb-Al/AlO_x-Nb, шунтированного СИИ переходом. На вставке ВАХ СИИ перехода Al-AlO_x-Nb, с помощью которого осуществляется шунтирование. Радиус СИИ перехода 0,95 мкм ($S=1,8 \text{ мкм}^2$); внешний радиус СИИ перехода 2 мкм; удельное туннельное сопротивление $R_n S=30 \text{ Ом} \cdot \text{мкм}^2$. $V_c=1300 \text{ мкВ}$, $\beta_c=30$



а

б

в

Рис. 3. Численные расчеты параметров. а) характерное напряжение перехода с СИИ шунтированием в зависимости от внешнего радиуса шунта; б) суммарное подщелевое напряжение шунта и перехода в зависимости от внешнего радиуса шунта для различных плотностей тока; в) параметр гистерезисности в зависимости от внешнего радиуса шунта для различных плотностей тока. Площадь СИИ перехода $S=1,4 \text{ мкм}^2$

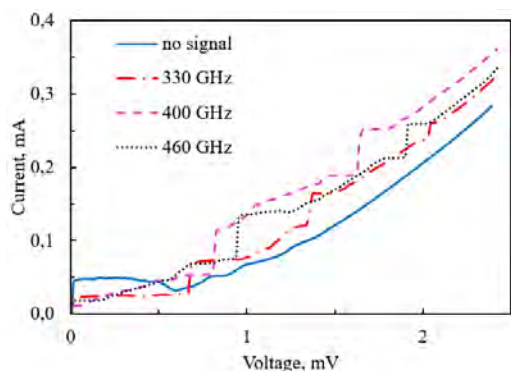


Рис. 4. ВАХ переходов с интегральным СИИ шунтированием без воздействия сигнала и при воздействии сигналов частотой 330 ГГц, 400 ГГц и 460 ГГц. На напряжениях $V_n = n\hbar\omega/2e$ наблюдаются ступени Шапиро

Вывод

В ходе работы была разработана новая топология шунтирования, выполнены численные расчеты па-

раметров. Были изготовлены и исследованы интегральные структуры с СИИ шунтированием и изучены их свойства. Проведенные исследования продемонстрировали успешную работу структур на субТГц частотах. Оценка величины характерного напряжения по высокочастотным измерениям составляет 800 мкВ.

Литература

1. Tolpygo S.K. *et al* Properties of unshunted and resistively shunted Nb/AlO_x-Al/Nb Josephson junctions with critical current densities from 0.1 to 1 mA/μm² //IEEE Transactions on Applied Superconductivity., V. 27, №. 4. – pp. 1-15. (2017).
2. К.К. Лихарев, Введение в динамику джозефсоновских переходов. - Москва: Наука, 1985. - 320 с.

Сверхпроводящие пленки нитрида ниобия с высокой критической плотностью тока, полученные методом атомно-слоевого осаждения, усиленного плазмой

М.В. Шибалов^{1,*}, А.М. Мумляков¹, Н.В. Порохов¹, Е.В. Зенова¹, М.А. Тархов¹

¹ Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Москва, Ленинский проспект, д. 32А., 119991.

*maxshibalov@gmail.com

Представлен процесс атомно-слоевого осаждения, усиленный плазмой, ультратонких сверхпроводящих пленок нитрида ниобия из металлоорганического прекурсора tris(diethylamido)(tert-butylimido)niobium(V) (ТВТДЕН) и газовых смесей NH_3/Ar , H_2/Ar в качестве реактантов. Экспериментальным путем были определены параметры осаждения, при которых пленки NbN имеют низкое удельное сопротивление и высокую критическую плотность тока. В результате, для пленки толщиной 8 нм достигнуто удельное сопротивление равное 147 мкОм*см. При охлаждении в криостате замкнутого цикла Гиффорда-МакМагона, температура перехода в сверхпроводящее состояние и критическая плотность тока составили 12.3 К и 9 MA/cm² при температуре 4.2 К, соответственно.

Введение

В настоящее время технология атомно-слоевого осаждения, усиленного плазмой (PEALD), представляет все больший интерес для получения тонких пленок нитрида ниобия (NbN), [1-3], поскольку эта технология позволяет получать пленки с высокой однородностью и прецизионным контролем толщины пленки [4]. Тонкие пленки нитрида NbN представляют интерес для различных сверхпроводящих устройств, таких как: сверхпроводниковые однофотонные детекторы (SSPD) [5-7], болометры на горячих электронах (HEB) [8-10], микроволновые детекторы на кинетической индуктивности и др [11, 12]. Толщина пленки NbN в этих устройствах определяет различные параметры - чувствительность, быстродействие, эффективность.

В связи с этим, получение режимов осаждения, при которых осуществляется прецизионный контроль толщины пленки при сохранении высокого качества пленок является важной научно-технологической проблемой. Обычно, для получения пленок NbN, при использовании метода атомно-слоевого осаждения, используют металлоорганический прекурсор, содержащий в себе Nb и N, и неметаллический реактант, например водород или газовую смесь водорода с азотом [3, 13].

В данной работе исследовался многоступенчатый процесс атомно-слоевого осаждения, усиленный плазмой, в котором в качестве реактанта выступали две различные газовые смеси NH_3/Ar и H_2/Ar и по-

казана существенная роль реактанта NH_3/Ar для качества получаемых пленок.

Эксперимент

Пленки NbN осаждалась на кремниевые пластины с предварительно осажденным слоем SiO_x . После осаждения SiO_x пластины, без разрыва вакуумного цикла, отправлялись в камеру атомно-слоевого осаждения. Пленка NbN осаждалась повторением реакционных серий, включающих в себя подачу металлоорганического прекурсора ТВТДЕН и двух реактантов, состоящих из разных газовых смесей. В качестве первого реактанта подавалась газовая смесь NH_3/Ar и зажигалась плазма. По окончании воздействия плазмы первого реактанта, сразу же подавался второй реактант в виде газовой смеси H_2/Ar и зажигалась плазма. Количество циклов осаждения было равно 125. Осаждение пленок NbN проходило при температуре столика 350 °С. В своей предыдущей работе [14], мы исследовали влияние отношения газовой смеси H_2/Ar на удельное сопротивление пленок и критическую плотность тока. В этой работе, изменяя операционные параметры осаждения, такие как отношение потоков газов, время воздействия плазмы и мощность источника индуктивно-связанной плазмы для реактанта NH_3/Ar , мы исследовали их влияние на удельное сопротивление пленок и сверхпроводящие характеристики, такие как температура перехода в сверхпроводящее состояние и критическая плотность тока. Для пленки, полученной режимом, при котором было достигнуто минимальное удель-

ное сопротивление, и максимальная плотность тока проведена ПЭМ микроскопия для определения ее структуры и прямого измерения толщины. Также, получена зависимость плотности критического тока от температуры.

Результаты

Как видно из рисунка 1 (точка на рисунке 1(a, b) и вставке, соответствующая отношению 0 означает, что подавался один реактант H_2/Ar) удельное сопротивление пленок при добавлении реактанта NH_3/Ar к реактанту H_2/Ar в диапазоне отношения аммиака к аргону 0-0.25 резко снижается, при отношении аммиака к аргону 0.5 имеет минимум в 147 мкОм*см, затем начинает возрастать и достигает максимума в 330 мкОм*см при отношении аммиака к аргону 1. Критическая плотность тока J_c и температура перехода в сверхпроводящее состояние T_c , достигают своих максимальных значений при минимальном значении удельного сопротивления.

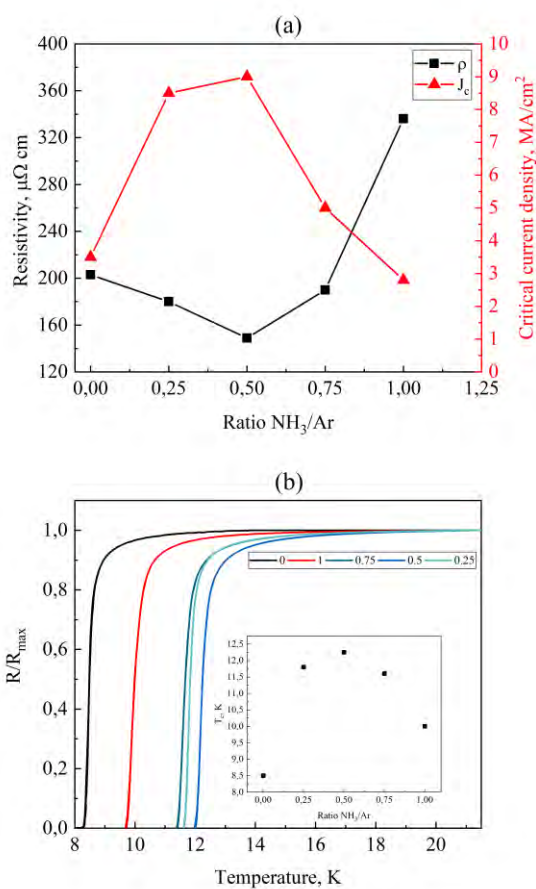


Рис. 1. Влияние отношения NH_3/Ar на удельное сопротивление (a) и критическую плотность тока (b). Вставка: температура перехода в сверхпроводящее состояние в зависимости от отношения NH_3/Ar

При отношении NH_3/Ar равным 0.5 температура перехода в сверхпроводящее состояния и критическая плотность тока составила 12.3 К и 9 MA/cm^2 соответственно.

Структура тонкой пленки NbN , полученной методом PEALD на поверхности подложки Si/SiO_x , приведена на рисунке 2. Согласно изображению, структура образца представляет собой чередование нескольких слоев: аморфного SiO_x (нижний слой), далее слой осажденного нитрида ниобия и затем защитный слой углерода.

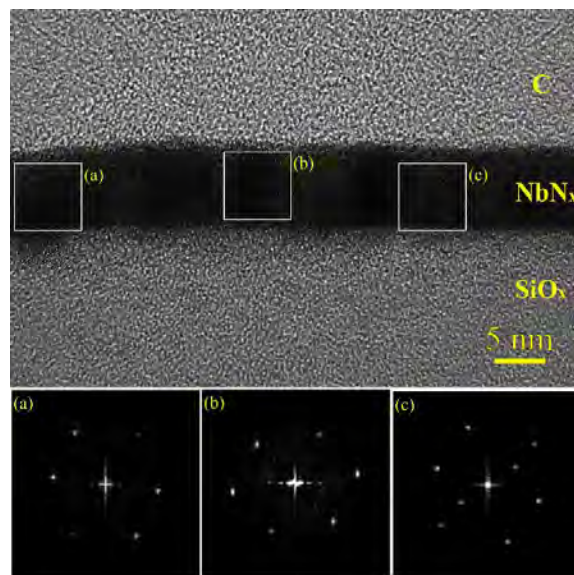


Рис. 2. TEM изображение поликристаллической пленки NbN толщиной 8 нм на структуре Si/SiO_x

Исследуемая пленка NbN представляет собой однородный слой толщиной приблизительно 8 нм. Дифракционные картины от пленки содержат только отдельные яркие рефлексy, широкие диффузные максимумы отсутствуют. Типичные дифракционные картины от нескольких областей данной пленки представлены на рисунке 2 (a, b, c). Такие картины означают, что исследуемая пленка NbN имеет поликристаллическую структуру. Согласно полученным HRTEM-изображения, средний размер кристаллов составляет 5-7 нм, что в данном случае соизмеримо с толщиной исследуемых пленок.

Измерения вольт-амперных характеристик проводились в режиме смещения напряжения в температурном диапазоне от 2.5 К и вплоть до температуры перехода в резистивное состояние. Величина критического тока I_c определялась как ток, соответствующий полному переключению структуры из сверхпроводящего в резистивное состояние. Критическая плотность тока $J_c(T)$ оценивалась как

$I_c(T)/w*d$, где w – ширина сверхпроводящей полоски, а d ее толщина. Температурная зависимость J_c для микромоста толщиной 8 нм и шириной 1.5 мкм на структуре Si/SiO_x, показана на рисунке 3. Сплошная линия показывает теоретическую зависимость критического тока распаривания, которая описывается теорией Гинзбурга-Ландау [15]:

$$J_c(T) = J_c(0) * (1 - t^2)^{1.5} * (1 + t^2)^{0.5}, \text{ где } t = T/T_c$$

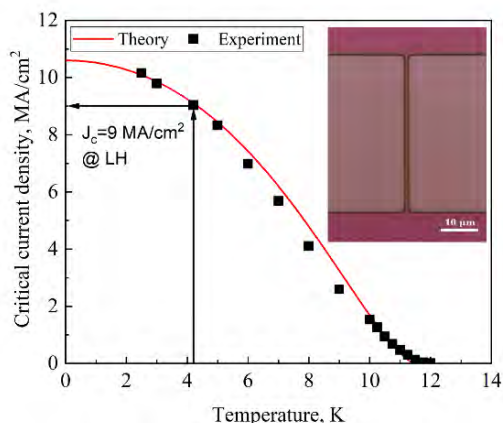


Рис. 3. Температурная зависимость критической плотности тока микромостов из NbN от температуры. Толщина и ширина микромоста равны 8 нм и 1.5 мкм, соответственно

Вывод

В этой работе, мы исследовали мультишаговый процесс атомно-слоевого осаждения, усиленного плазмой, с использованием реактантов NH₃/Ag и H₂/Ag для получения ультратонких сверхпроводящих пленок NbN. Оптимизировав процесс осаждения, нам удалось получить пленки с удельным сопротивлением 147 мкОм*см. При охлаждении в криостате замкнутого цикла Гиффорда-МакМагона, T_c и J_c на аморфной подложке составили 12.3 K и 9 MA/cm² при температуре жидкого гелия, соответственно. Толщина пленки при этом составляла 8 нм.

Литература

1. Hinz J., Bauer A.J. and Frey L. 2010 Analysis of NbN thin film deposition by plasma-enhanced ALD for gate electrode application *Semiconductor science and technology* **25** 075009.
2. Ukibe M. and Fujii G. 2017 Superconducting characteristics of NbN films deposited by atomic layer deposition *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **27** 1-4.
3. Sowa M.J., Yemane Y., Zhang J., Palmstrom J.C., Ju L., Strandwitz N.C. and Provine J. 2017 Plasma-enhanced atomic layer deposition of superconducting niobium nitride *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films* **35** 01B143.
4. George S.M. 2010 Atomic layer deposition: an overview *Chemical reviews*, **110** 111-31.
5. Korneev A. et al. 2004 Sensitivity and gigahertz counting performance of NbN superconducting single-photon detectors *Appl. Phys. Lett.* **84** 5338.
6. Zhang C. et al. 2019 NbN superconducting nanowire single-photon detector with an active area of 300 μm-in-diameter *AIP Adv.* **9** 075214.
7. Smirnov K., Divochiy A., Vakhtomin Y., Morozov P., Zolotov P., Antipov A., and Seleznev V. 2018 NbN single-photon detectors with saturated dependence of quantum efficiency *Supercond. Sci. Technol.* **31** 035011.
8. Cherednichenko S., Yagoubov P., Il'in K, Gol'tsman G. and Gershenzon E. 1997. Large bandwidth of NbN phonon-cooled hot-electron bolometer mixers on sapphire substrates *Eighth Int. Symp. on Space Terahertz Technology, Harvard University (March 1997)*.
9. Shurakov A., Lobanov Y. and Goltsman G. 2016 Superconducting hot-electron bolometer: from the discovery of hot-electron phenomena to practical applications *Supercond. Sci. Technol.* **29** 023001.
10. Miki S., Uzawa Y., Kawakami A., and Wang Z. 2001. IF bandwidth and noise temperature measurements of NbN HEB mixers on MgO substrates *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **11** 175-8.
11. Eom B.H., Day P.K., LeDuc H.G., and Zmuidzinas. 2012. A wideband, low-noise superconducting amplifier with high dynamic range *Nature Physics* **8** 623-7.
12. Liu Q., Wang H., Zhang Q., Wang H., Peng W., and Wang Z. 2017. Temperature-dependent performance of all-NbN DC-SQUID magnetometers *Appl. Phys. Lett.* **110** 222604.
13. Ziegler M., Fritsch L., Day J., Linzen S., Anders S., Toussaint J. and Meyer H.G. 2012. Superconducting niobium nitride thin films deposited by metal organic plasma-enhanced atomic layer deposition *Supercond. Sci. Technol.* **26** 025008.
15. Skocpol W.J., Beasley M.R. and Tinkham M. 1974. Self-heating hotspots in superconducting thin-film microbridges *J. Appl. Phys.* **45** 4054-66.

Оптические измерения MEGA болометра диапазона 600–700 ГГц при температуре 400 мК

С.В. Шитов^{1,2}, А.В. Меренков^{1,*}, Т.М. Ким¹, В.И. Чичков¹, С.В. Калинин¹,
А.В. Устинов^{1,3}

¹ Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Ленинский проспект 4, 119049, Москва, Россия,

² Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Моховая 11, 125009, Москва, Россия,

³ Physikalisches Institut, Karlsruhe Institute of Technology (KIT), 76131 Karlsruhe, Germany.

*merenkov.alexey92@gmail.com

Впервые измерен оптический отклик и NEP болометрического детектора на основе сверхпроводящего мостика из гафния размером $2,5 \times 2,5$ мкм, интегрированного с высокочастотным планарным резонатором и двухщелевой антенной диапазона 600 – 700 ГГц в диапазоне температур 390 - 400 мК. Сигнал на антенну фокусировался иммерсионной полусферической линзой из сапфира. Тестовое термодинамическое излучение генерировалось внутри криостата резистивной пленкой из сплава Fe/Cr/Ni на сапфировой подложке с расстояния 10 мм от входной апертуры линзы; черное тело нагревалось в диапазоне 1 – 15 К. Эффективность преобразования оптической мощности в модуляцию несущей на частоте 1,5 ГГц составила +5,5 дБ. Шумы болометра, приведенные к выходу антенны, составили 3×10^{-17} Вт/ $\sqrt{\text{Гц}}$, что с точностью до погрешности измерений совпадает с теоретическим значением суммы фотонного, фононного и джонсоновского шума электронного газа при условии его полной термализации при взаимодействии с ТГц фотонами.

Введение

В последнее время наблюдается резкий рост интереса к изображающим детекторам терагерцового диапазона на основе сверхпроводящих материалов [1 - 4]. Предложенная нами технология RFTES детектора [5] с электронным газом при сверхнизких температурах [6] основана на температурной нелинейности высокочастотного импеданса сверхпроводника вблизи критической температуры, что аналогично TES детектору на постоянном токе [1]. Быстродействие RFTES принципиально выше TES, что обусловлено малой теплоемкостью электронного газа, а чувствительность нано-размерных мостиков аналогична HEDD (10^{-20} Вт/ $\sqrt{\text{Гц}}$) [3]. Мультиплексирование RFTES аналогично MKID [2], и является одной из самых удобных технологий. При этом амплитудный отклик резонатора снижает влияние фазовых шумов, превосходя HEDD по эксплуатационным характеристикам, так как не нуждается в сквид-усилителе. Детекторы с электронным охлаждением [4] конструктивно сложнее, их трудно сопоставлять с технологией RFTES. Ниже представлены результаты тестирования MEGA-детектора с микроволновой абсорбцией электронного газа (Microwave Electron Gas Absorption) с использованием чернотельного излучателя.

Методика эксперимента

Эксперименты проводились при температурах 350 – 450 мК. Чип-детектор, изготовленный на подложке высокоомного монокристаллического кремния, $\rho > 10^3$ Ом \times м, толщиной 500 мкм, описанный в работе [6], монтировался в детекторный блок на плоскую поверхность полусферической иммерсионной линзы из сапфира, $D = 10$ мм, $H = 6,5$ мм (рис. 1а). Источник широкополосного излучения (рис. 1б) монтировался к медной штанге, отводящей тепло на ступень испарения криостата ($T = 0,8 - 1$ К). Нагреваемым черным телом являлась тонкая резистивная пленка 1000 Ом/кв из сплава Fe/Cr/Ni, нанесенная магнетронным распылением на сапфировую подложку. Поглотитель разогревался в диапазоне температур 1 - 15 К постоянным током 0,2 – 3 мА с характерным временем 0,8 с. На тыльную сторону подложки излучателя приклеивался полупроводниковый термометр. Высокочастотное смещение на чип подавалось через охлажденные аттенюаторы 30 дБ, подавляющие тепловой фон 300 К; буферные усилители (40 дБ) устанавливались на ступени 3 К. Коэффициент пропускания цепи с чипом (S_{21}) регистрировался векторным анализатором цепей вблизи резонансной частоты 1,5 ГГц, где $dS_{21}/df = 0$. Щелевая антенна на чипе является поляризованной, поэтому мощность

излучения черного тела рассчитывалась по формуле Планка для одной поляризации, полагая полное согласование апертуры черного тела с пучком антенны. Коэффициент черноты был оценен с помощью программы электромагнитного моделирования и составил 65%.

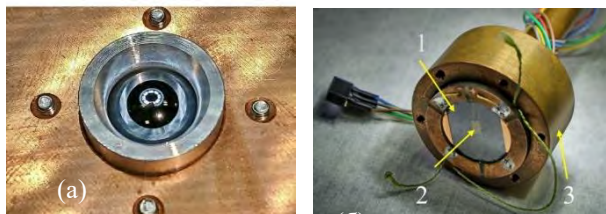


Рис. 1. Входная апертура детектора с иммерсионной линзой (а). Источник широкополосного излучения (б): 1 – резистивная пленка на сапфировой подложке; 2 – термометр; 3 – корпус-теплоотвод

Для определения падающей мощности использовалась не номинальная 600 - 700 ГГц, а максимально возможная полоса антенны, 550 – 750 ГГц, что гарантировало оценку собственных шумов детектора сверху. Двухщелевая антенна теряет в задний лепесток диаграммы направленности около 20% принимаемой мощности; отражения на поверхности просветленной линзы не учитывались. Коэффициент передачи чернотельного излучения на микромостик был оценен как, примерно, 43%. Полная мощность, излучаемая ЧТ в используемом диапазоне температур не превышает 100 пВт, поэтому ИК фильтры не требуются. Паразитный отклик детектора при нагреве поглотителя не превосходил 0,02 дБ и был включен в доверительный интервал данных S_{21} .

Результаты и обсуждение

Результаты измерения отклика dS_{21} представлены на Рис 2. Считывание отклика RFTES/MEGA болометра аналогично демодуляции амплитудно-модулированного радиосигнала, в нашем случае, на частоте 1,5 ГГц. Спектральная плотность шума, полученная с помощью прямого преобразования Фурье из шумовой дорожки на центральной частоте резонатора, представлена на Рис. 3. Эквивалентная мощность шума, приведенная ко входу детектора (NEP), получается как отношение спектральной плотности на выходе детектора (Рис. 3) к коэффициенту преобразования (Рис. 2). Измеренное значение NEP на частотах выше 15 Гц практически совпадает со значением, рассчитанным из физических параметров чипа. Рабочая температура зависит от критической

температуры мостика, и при толщине 80 нм составила 400 мК, что позволяет использовать сорбционный рефрижератор.

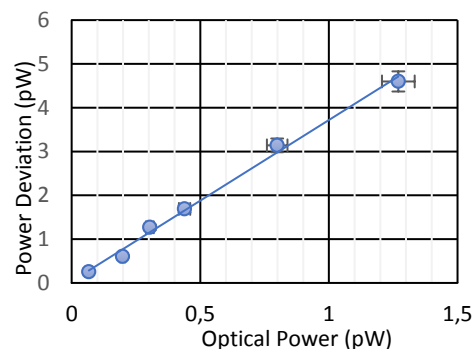


Рис. 2. Зависимость прироста мощности на несущей частоте 1.5 ГГц от мощности чернотельного излучения

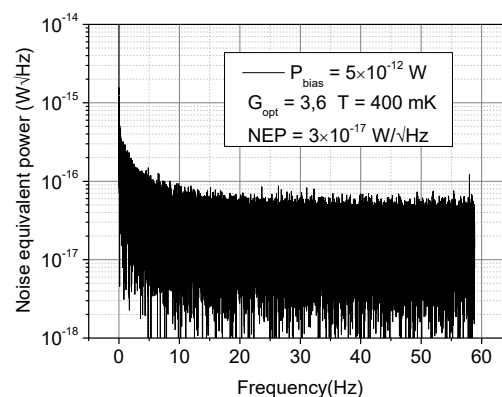


Рис. 3. Спектральная плотность шума, приведенная к выходу планарной антенны

Работа поддерживалась проектом РФФИ № 20-37-90094 и грантом НИТУ МИСиС № K2-2020-016.

Литература

1. S.F. Lee, J.M. Gildemeister, W. Holmes, et al. // *Applied Optics*, vol. 37, pp. 3391-3397 (1998).
2. D.K. Day, H.G. LeDuc, B.A. Mazin, et al. // *Nature*, vol. 425, pp. 817–821 (2003).
3. B.S. Karasik, D. Olaya, J. Wei et al. // *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 17, pp. 293-297 (2007).
4. L.S. Kuzmin, A. L. Pankratov, A. V. Gordeeva et al., *Commun. Phys.* 2, 104 (2019).
5. S.V. Shitov // *Tech. Phys. Lett.*, v.37, p. 932 (2011) <https://doi.org/10.1134/s1063785011100117>
6. A.V. Merenkov, S.V. Shitov, V.I. Chichkov et al. // *Tech. Phys. Lett.*, vol. 44, p. 581 (2018) <https://doi.org/10.1134/S106378501807012X>

Экспериментальное исследование элементов джозефсоновского параметрического усилителя бегущей волны на цепочке СКВИДов

Р.А. Юсупов^{1*}, Л.В. Филиппенко¹, М.Ю. Фоминский¹, В.П. Кошелец¹

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

*yusupovrenat@hitech.cplire.ru

Доклад посвящён вопросам изготовления и исследования элементов параметрических усилителей на базе хорошо отработанной технологии сверхпроводниковых микросхем терагерцового диапазона с заданными и контролируемыми параметрами на основе высококачественных туннельных переходов Nb-AlOx-Nb. Предоставлены результаты низкотемпературных измерений разработанных и изготовленных по этой технологии базовых элементов перспективного джозефсоновского параметрического усилителя бегущей волны

Введение

Джозефсоновские параметрические усилители бегущей волны (ДПУБВ) не имеют ограничений по полосе и динамическому диапазону, существующих для традиционного параметрического усилителя на сосредоточенных элементах, и дают возможность снизить шумы ниже квантового предела [1]. Широкополосный ДПУБВ может стать ключевым элементом в составе квантового компьютера для считывания состояния кубитов, детектора аксионов на частотах в единицы гигагерц, а также использоваться в канале промежуточной частоты современных многопиксельных радиоастрономических гетеродинных приемников и в системах считывания матриц криогенных болометров с частотным разделением каналов.

Образцы

Для изготовления и исследования ДПУБВ в виде цепочки ВЧ СКВИДов в копланарной линии [2] на основе высококачественных туннельных переходов Nb-AlOx-Nb требуется разработка дизайна и оптимизация параметров структур и технологического процесса. Несмотря на то, что трехмерное компьютерное моделирование СВЧ устройств позволяет рассчитывать сложные схемы, в области сверхпроводниковой электроники оно не всегда дает корректный результат. Поэтому разработка такого сложного и чувствительного к параметрам схемы устройства как ДПУБВ невозможна без изготовления и измерения тестовых элементов, на которых

отрабатываются и измеряются параметры ячеек прототипа будущего усилителя.

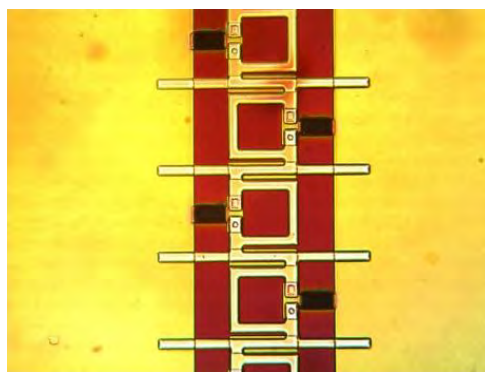
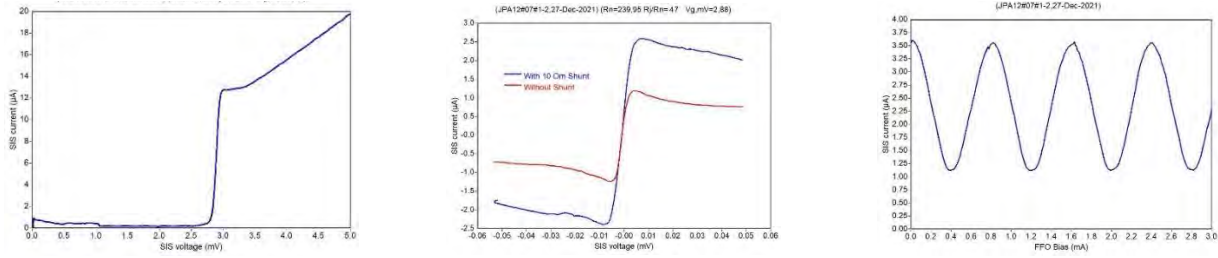


Рис. 1. Вид изготовленной цепочки ВЧ СКВИДов в копланарной линии

Спроектированы и изготовлены конструкции содержащие одиночные элементы схемы: отдельные ПТ СКВИДы с управляющими линиями для задания магнитного поля и их цепочки, включенные в копланарные линии. В данных конструкциях предполагаются на постоянном токе измерить индуктивные параметры ячейки и связь с линией. Разработан и изготовлен прототип линии ДПУБВ на основе ВЧ СКВИДов, с параметрами аналогичными ПТ СКВИДам, в копланарной линии с небольшим количеством ячеек (рис. 1) для СВЧ измерений.

На пластине с чипами также были размещены тестовые структуры с джозефсоновскими переходами (ДП) разных размеров для определения параметров отдельных переходов и характеристики всей технологии.



а) б) в)

Рис. 2. Измеренные характеристики для одиночного ПТ СКВИДа: а) Вольтамперная характеристика б) Критический ток в) Зависимость тока от магнитного потока через СКВИД (тока в управляющей линии)

Таблица 1. Критические токи ДП разного размера, измеренных в тестовой структуре

$r_j, \mu\text{m}$	$A_{ria}, \mu\text{m}^2$	R_n, Ω	$I_g, \mu\text{A}$	$I_c, \mu\text{A}$	I_c/I_g
8,73	59,83	35	74	40	0,54
4,73	17,56	120	21	9,2	0,44
4,23	14,05	150,4	17	6,8	0,40
3,73	10,92	194	13	4,7	0,36
3,23	8,19	257	10	2,5	0,25
2,73	5,85	349	7	1,5	0,21

Результаты измерений

В докладе представлены измерения тестовых структур на постоянном токе по 4-контактной схеме измерений. Измерения проводились в зонд-вставке в транспортный дьюар с жидким гелием при температуре 4.2К. В таблице 1 представлены некоторые измеренные характеристики тестовых переходов различных размеров. Видно, что теоретическое соотношение между критическим током и скачком тока на щели (около 0.6 для Nb, как сверхпроводника с сильной связью) не достигается для переходов небольшого размера. Для более прецизионных измерений, в том числе для будущих СВЧ измерений был оборудован заливной гелиевый криостат с дополнительными фильтрами и холодными аттенюаторами и усилителями.

На рис. 2а приведена измеренная ВАХ одиночного ПТ СКВИДа. Видно, что ДП получились высокого качества: отношение сопротивлений под и над щелью R_j/R_n до 47, щелевое напряжение более 2.8мВ. При этом критический ток в таких измерениях подавлен и надежнее измерялся с внешним шунтом (рис. 2б). Для этого же СКВИДа представлена зависимость критического тока от магнитного потока через СКВИД задаваемого через внешнюю микрополосковую линию (рис. 2в). Отношения значений максимального и минимального тока на этой зави-

симости зависит от соотношения геометрической и джозефсоновской индуктивности, и безразмерный параметр β_L в данном измерении составил примерно 0.5, что меньше заложенного при проектировании значения 0.9 - 1. Измерения цепочек СКВИДов показали, что существенного разброса параметров ДП в таких структурах нет.

Заключение

Измерение на постоянном токе разработанных тестовых структур позволили нам определить ключевые параметры для проектирования прототипа ДПУБВ. Данные измерения очень требовательны к системе считывания и реальные измеренные характеристики могут отличаться от теоретически заложенных.

Для будущих реализаций одним из вариантов представляется использование переходов с большими значениями критического тока. Измерения цепочек элементов с ДП продемонстрировали принципиальную возможность изготовления подобных многоэлементных структур с заданными параметрами и маленьким разбросом параметров.

Работа выполнена в рамках проекта РНФ № 21-42-04421, туннельные структуры изготовлены в ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН с использованием УНУ «Криоинтеграл», поддерживаемой грантом МНВО РФ, соглашение № 075-15-2021-667.

Литература

1. Drummond, P.D., & Ficek, Z. (Eds.). Quantum squeezing (Vol. 27). Springer Science & Business Media. (2013).
2. A.B. Zorin, Josephson Traveling-Wave Parametric Amplifier with Three-Wave Mixing // Phys. Rev. Appl., V.6, 034006 (2016).

Секция 2

Магнитные наноструктуры

Creating and detecting a magnetic bimeron by magnetic force microscope probe

M.V. Sapozhnikov^{1,2}, D.A. Tatarskiy^{1,2*}, V.L. Mironov¹

¹ Institute for physics of microstructure of RAS, Nizhniy Novgorod, 603950, GSP-105, Russia.

² Lobachevsky University, Gagarin ave., 23, Nizhniy Novgorod, 603950, Russia.

*tatarsky@ipmras.ru

A magnetic bimeron is a version of skyrmion, which is predicted for the in-plane magnetized thin films with interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction. Here we theoretically investigate the possibility to create individual bimeron using stray field of magnetic force microscope (MFM) tip. We demonstrate that a local magnetization reversal of the film by localized MFM field in combination with an additional uniform perpendicular magnetic field enables the stable bimeron formation. The possibilities for detection of the bimeron by the methods of magnetic force microscopy, Lorentz transmission electron microscopy and magnetic resonance force spectroscopy are discussed.

In this work we theoretically investigate the possibility of a magnetic bimeron generation by an inhomogeneous field of a magnetic force microscope (MFM) tip. Such methods are well known for creating and manipulating magnetic skyrmion. Previously it was shown that tip approaching the in-plane magnetized film forms the magnetization distribution like meron-antimeron pair but with the same core directions (Fig. 1a,c). However this state annihilates when tip is moving away. Our idea is that the MFM tip approach to the film with strong interfacial DMI accompanied by application of additional external magnetic field will change the direction of the antimeron core introducing topological charge in the system. The appearing bimeron will be topologically stabilized by DMI after removing the MFM tip (Fig. 1b,d). The emerging bimeron can be detected directly with the MFM or with Lorentz transmission electron microscopy (LTEM).

We verify the suggested approach with micromagnetic simulations using the GPU-accelerated MuMax3 simulator based on a numerical solution of the system of Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) equations for the magnetization of the system.

The simulation of bimeron nucleation is done as follows. The starting point is the film uniformly magnetized along x-direction. Afterward we place MFM tip with magnetic moment oriented in z-direction at the height of 160 nm and apply homogeneous magnetic field of some magnitude controversial to the tip magnetic moment (Fig. 1b). Then we simulate smooth movement of the MFM tip to the film from height of 160 nm to 20 nm with 20 nm step. The equilibrium

magnetization distribution in the film is calculated at every step. Then we simulate smoother movement of the tip from 10 nm to 0 nm with 2 nm step. Two scenarios are possible depending on the influence of uniform external field magnitude. In the absence of external field or if the field is less than some critical value H_c a meron-antimeron pair is formed by the field of the tip (Fig. 1a,c) but annihilate when the tip moves away. However if external field is higher than H_c the antimeron core is reversed along the field. So it also becomes a meron and the bimeron pair is formed (see supplemental material). The calculated H_c values are presented in Fig. 1e. They are in the range of $0.01 \div 0.20$ T depending on the film material parameters. We do not found noticeable dependence of H_c on the D value, while it depends linearly on the anisotropy K_{eff} value. Since H_c is in the range of $0.01 \div 0.20$ T it can be applied in situ without magnetic probe reversal. If the values of K_{eff} and D correspond to the bimeron stability region (Fig. 1e), the bimeron stays stable after the tip is moved away and the uniform external field is switched off.

Moreover it stays stable if the initializing uniform external field is not switched off. This enables to successively nucleate a number of bimerons by the MFM tip touch in the different places of the same film. To estimate the possibility of detecting the bimeron by conventional MFM and LTEM methods we calculate corresponding images (Fig. 2). For MFM we consider a widely used phase contrast imaging method.

In this regime the MFM signal is registered as the phase shift $\Delta\phi$ of cantilever oscillations under the magnetostatic interaction between tip and sample.

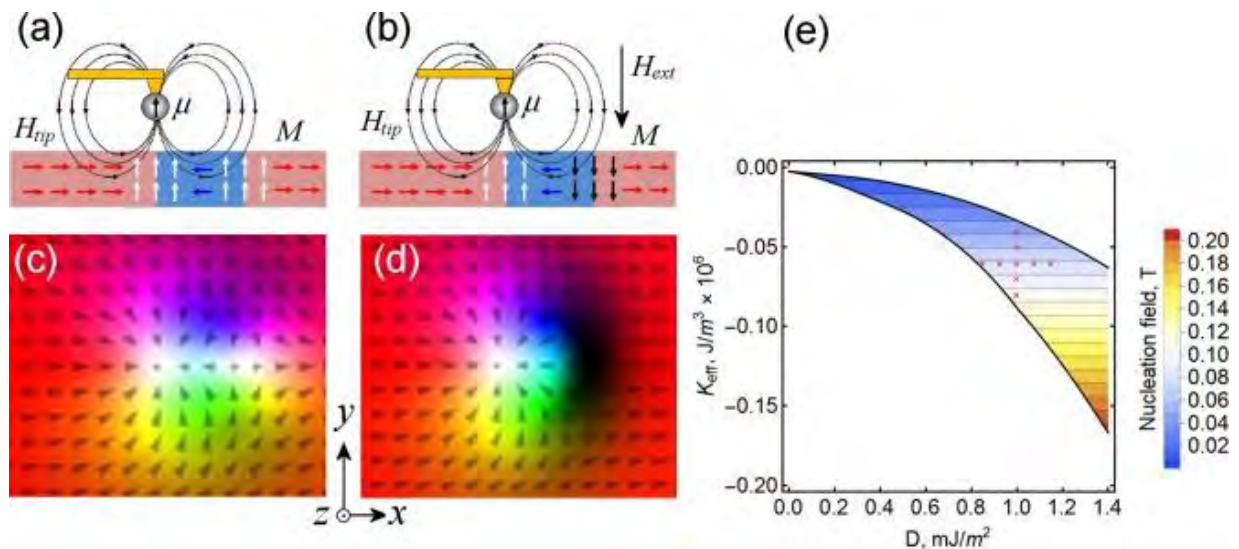


Fig. 1. (a) Side view of the schematic distribution of the magnetic field H_{tip} created by the magnetic moment μ of the MFM probe and the magnetization M in the meron-antimeron pair arising in the magnetic film in this situation. (b) The same distributions when an additional external field is applied. One can see the magnetization reversal of the core of the antimeron and the emergence of a topologically charged meron pair – bimeron. (c) and (d) are the corresponding in-plane distributions of the magnetization. The size of the images corresponds to $218 \times 178 \text{ nm}^2$. (e) The diagram indicating the region of bimeron stability. The color indicates the minimum value of the external magnetic field H_c required for the initialization of the bimeron

A specially developed original Python script for the Gatan Microscopy Suite Software® 3.4.3 is used to simulate LTEM images. The value of the Fresnel contrast ΔI is proportional to the projection of magnetization curl on the optical axis of an electron microscope. The calculated value $\Delta I = \pm 0.02$ is the same for numerically simulated skyrmion. So this contrast seems to be enough for bimeron detection.

Thus we performed the micromagnetic simulations of magnetic bimeron initialization by local magnetic field of magnetic force microscope probe in the in-plane magnetized thin Co film with interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction. We demonstrate that the MFM probe approach accompanied by additional external magnetic field leads to the stable bimeron formation. The magnitude of required external field mainly depends on the parameter of magnetic anisotropy and is varied in the range of 0.01–0.20 mT. This is realized easily in commercial microscopes. In addition, we calculated the specific MFM and LTEM contrasts based on simulated bimeron magnetization distribution. Performed calculations show that the individual bimeron can be detected by MFM and LTEM methods.

This study is supported by the Russian Science Foundation (Grant no. 21-72-10176).

More details can be found in reference: M.V. Sapozhnikov, D.A. Tatarskiy, V.L. Mironov, *J.Magn.Magn.Mater.* **549**, 169043 (2022).

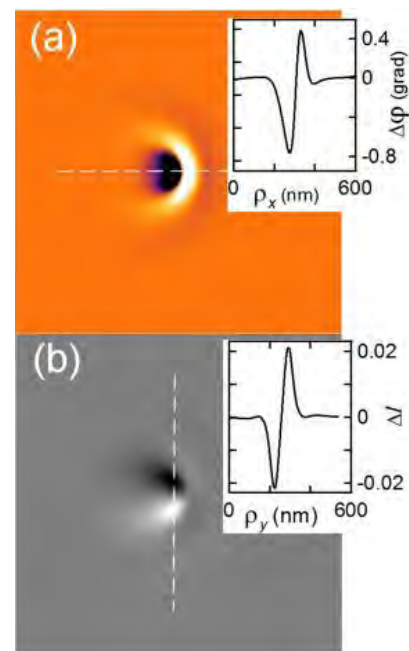


Fig. 2. Calculated MFM (a) and LTEM (b) images of the bimeron. The insets demonstrate corresponding MFM and LTEM contrast profiles along the dashed lines. The size of the images is $768 \times 768 \text{ nm}^2$

Signal acquisition and processing modes for the imaging spin detector iMott

D.A. Usanov^{1*}, V.N. Petrov², M. Caputo³, L.L. Lev^{1,4}, G. Aeppli^{1,5,6}, J.H. Dil^{1,6}, V.N. Strocov^{1§}

¹ Paul Scherrer Institut, Forschungsstrasse 111, Villigen CH-5232, Switzerland.

² St Petersburg Polytechnical University, Polytechnicheskaya Str. 29, St Petersburg RU-195251, Russian Federation

³ Elettra-Sincrotrone Trieste, 34149 Basovizza, Trieste, Italy

⁴ Moscow Institute of Physics and Technology, 9 Institutskiy lane, Dolgoprudny, Moscow Region, 141701, Russia

⁵ Physics Department, ETH Zurich, CH-8093, Switzerland

⁶ Institut de Physique, École Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL), Lausanne CH-1015, Switzerland.

*dmitrii.usanov@psi.ch , §vladimir.strocov@psi.ch

The electron spin is the crucial parameter of modern spintronics and therefore its determination in energy structures of solids is highly important. To overcome the well-known problem of lack of signal in spin- and angle-resolved photoemission spectroscopy and to follow the general trend to move from slit-framed to imaging principles, a prototype of a new imaging spin detector for electrons based on Mott scattering has been proposed and first results have been already demonstrated. This paper is devoted to the next stage of the development of the detector, related to issues of signal acquisition and processing. Two possible operation regimes, namely, «accumulating» and «single-electron counting» modes are considered and compared. In conclusion, requirements on the intensity and signal-to-noise ratio, which determine reliable detection of spin asymmetry, are formulated. Finally, plans for future instrumental development will be outlined.

Introduction

The electron spin is the crucial parameter of modern spintronics concepts. Therefore, determination of the spin-resolved band structure of solids is of high importance. The most direct way to access this spin texture is spin- and angle-resolved photoemission spectroscopy. Along with the main trend of scientific instrumentation, developing from slits to imaging principles [1], a concept of a new imaging electron-spin detector based on Mott scattering (iMott) has been proposed [2].

The iMott's operation principles include a few stages. First, an electron image in, for example, the energy and angle coordinates, obtained with a standard hemispherical electron analyzer or microscope, is accelerated and refocused by electron optics onto a gold thin film target. Following quasi-elastic Mott scattering of electrons from the target, magnetic lenses transfer the image formed by these electrons to position-resolved electron-sensitive CCDs. The difference signal from the opposite CCDs provides then a multichannel image of spin asymmetry in the energy and angle coordinates. Compared to the single-channel Mott detectors, this scheme can boost the detection efficiency by up to four orders of magnitude, opening new prospects for electron spectroscopy and microscopy with spin resolution.

Successful transfer of an electron image from the focal plane of an electronic analyzer to the multichannel CCDs has already been demonstrated [3]. Here, we dis-

close the signal formation concepts and investigate two modes of energy discrimination tailored to the iMott.

Results and discussions

In the current version of the polarimeter, the output signal is a set of image «frames», where each frame is represented by a matrix of floating-point numbers. Each number contains, besides the electron signal, contributions from signal background, readout noise of the CCDs, and dark counts. Fig. 1 presents a typical energy spectrum of collected electrons, obtained from the CCD response. The sensitivity range is rather broad; the majority of electrons are due to inelastic scattering from the target and do not show polarization-related asymmetry. Hence, energy filtering is required to distinguish them from the quasi-elastic component (represented by the right edge of the spectrum) bearing the spin information.

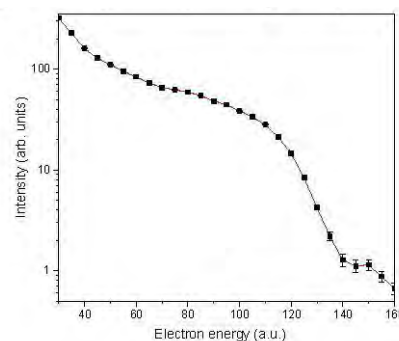


Fig. 1. An electron energy spectrum, obtained in the single electron counting regime

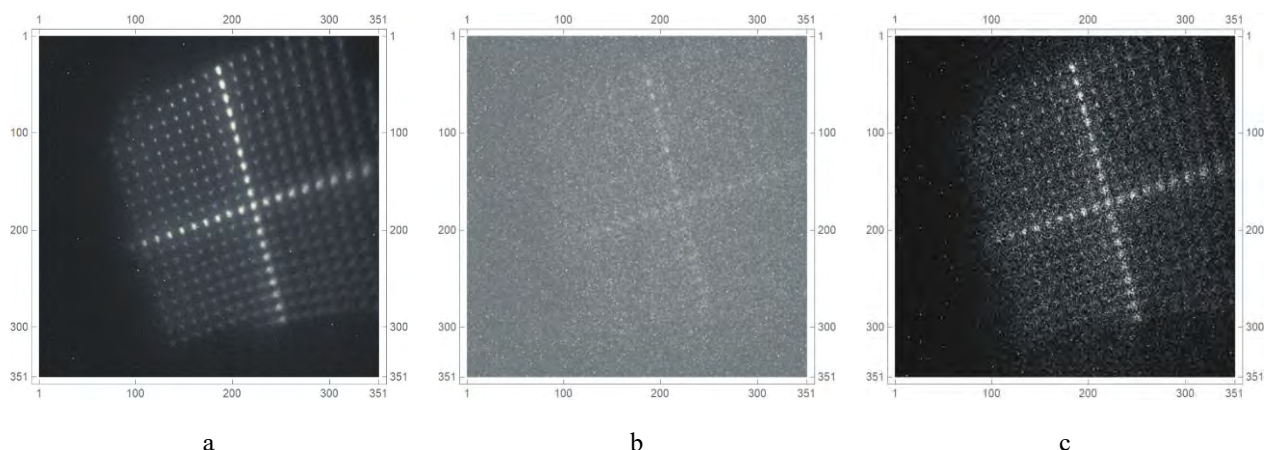


Fig. 2. Comparison of a test image obtained in the accumulative mode (a); a low intensity test image in the accumulative mode (b) and in the single electron counting mode before energy discrimination (c)

To this end, we investigate two different modes for the signal acquisition. The first one, called «accumulative» mode, is the usual mode to form an image at the CCDs – signal intensity and the exposure time are set to collect as much signal as a pixel can accumulate before saturation. This regime provides a high-quality smooth picture with the best signal-to-noise ratio (Fig. 2a). On the other hand, one important disadvantage here is that the procedure for energy discrimination is not well defined, because the signal peaks cannot be clearly separated into the elastic and inelastic components.

An alternative way for signal acquisition is so-called «single electron counting» mode, which is frequently employed in electron microscopy [4, 5]. For this regime, the signal intensity and the exposure time are adjusted to form an image, where within the CCD exposure time the electron detection events are spatially separated from each other. Then, during post-processing of each frame, all events are determined and initial electron energy is calculated, providing the necessary information for the energy filtration. As a result, a desirable energy range can be chosen (as it shown on Fig. 3) and used for further calculations of asymmetry after an experiment, unlike in classical Mott detectors. Another important benefit of this mode for signals of relatively low intensity (Fig. 2b and 2c) is that it resolves much better the actual pattern from the noise. However, a drawback of the approach is a significant slow-down of the acquisition rate, demanding shortened exposure time and decreased signal intensity in order to obtain spin-resolved scans with satisfactory statistical requirements [6]. Hence, an upgrade to faster multichannel direct electron detectors should be a solution to realize the advantages of the single electron counting mode.

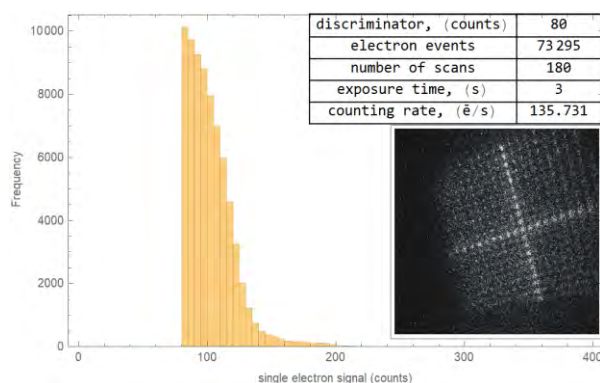


Fig. 3. An example of filtered electron energy spectrum and the corresponding image. The insert shows the parameters of signal processing

In the next stage of the instrumental development, we plan to perform measurements on a test sample – a melt-spun ribbon of amorphous ferromagnetic $\text{Fe}_{83}\text{B}_{17}$, which provides up to 10% polarized secondary electrons – in order to demonstrate the actual performance of the iMott detector with the two operation modes described above.

References

1. Bühlmann *et al.* // Rev. Sci. Inst. 91, 063001 (2020)
2. V. N. Strocov, V. N. Petrov, J. H. Dil // J. Synchrotron Rad. 22, 708-716 (2015).
3. Petrov, V. N., Gabdullin, P. G., Pavlov, A. V., *et al.* // XXV Nanophysics & Nanoelectronics (2020).
4. G. Moldovan, A.I. Kirkland // Journal of Physics: Conference Series 241 012009 (2010).
5. G. McMullan *et al.* // JINST 6 C04001 (2011)
6. V. N. Petrov, M. Landolt, M. S. Galaktionov, *et al.* Review of Scientific Instruments 68, 4385 (1997).

Интеграция ферромагнитного полупроводника EuO с германиевой платформой

Д.В. Аверьянов^{1,*}, И.С. Соколов¹, И.А. Каратеев¹, А.Н. Талденков¹, О.А. Кондратьев¹, А.М. Токмачев¹, О.Е. Парфенов¹, В.Г. Сторчак¹

¹ НИЦ «Курчатовский институт», пл. Академика Курчатова, д. 1, Москва, 123182.

*dm_averyanov@mail.ru

Интеграция функциональных оксидов с развитыми технологическими полупроводниковыми платформами считается одним из направлений для создания концептуально новых электронных устройств на их основе. Данное исследование посвящено формированию гетероструктур EuO/Ge(111) и EuO/Ge(110), перспективных для устройств полупроводниковой спинтроники. Разработанные методики синтеза позволяют получать эпитаксиальные пленки EuO без побочных фаз с резкой границей раздела на Ge(111) и поликристаллические ориентированные пленки на Ge(110). Предложенные подходы имеют общий характер и могут быть использованы при эпитаксиальной интеграции других функциональных оксидов с германиевой платформой.

Введение

Оксидные материалы и гетероструктуры проявляют ряд уникальных свойств – ферромагнетизм, сверхпроводимость, сегнетоэлектричество, сегнетомагнетизм и др. – и рассматриваются в качестве перспективных систем для создания электронных устройств, функционирующих на основе новых принципов.

Интеграция оксидов с классическими полупроводниковыми материалами позволяет кардинально расширить функциональность электронных устройств при незначительном изменении технологической базы. Особенно важной является кремниевая технология. Вместе с тем, по мере внедрения high- k диэлектриков и утраты SiO₂ доминирующей роли подзатворного диэлектрика все большее внимание привлекает к себе германий. По сравнению с Si, Ge обладает значительно большей подвижностью носителей, что позволяет повысить производительность устройств. Недавно нашей группой были разработаны методики синтеза функционального оксида EuO на кремниевых подложках различных ориентаций [1-6] и на Ge(001) [7]. Настоящее исследование посвящено разработке методов интеграции EuO с Ge(111) и Ge(110).

Ферромагнитный полупроводник EuO считается уникальным материалом для создания спин-инжекционных устройств полупроводниковой спинтроники: в ферромагнитной фазе материал демонстрирует 100 % спиновую поляризацию

носителей; полупроводниковые свойства EuO позволяют избежать проблемы рассогласования проводимостей. Для спиновой инжекции критически важно отсутствие дефектов на границе раздела контакт / полупроводник, приводящих к рассеянию с переворотом спина, что мотивирует развитие методов синтеза соответствующих гетероструктур.

Результаты и обсуждение

В данной работе синтез структур EuO/Ge осуществлялся методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Для предотвращения формирования нежелательных фаз германидов Eu необходимо отказаться от стандартной методики синтеза EuO в режиме дистилляции Eu, требующей высоких температур подложки. Разработана альтернативная низкотемпературная методика синтеза (при температуре подложки $T_s = 100$ °C) в режиме компенсации потоков Eu и кислорода. Для предотвращения окисления Ge на начальных этапах роста формировались поверхностные фазы Eu на Ge.

Спектры дифракции быстрых электронов и рентгеновской дифракции свидетельствуют о формировании эпитаксиальной пленки EuO с двойниками при выращивании на подложке Ge(111) и формировании пленки с кристаллитами, плоскости EuO(001) которых ориентированы параллельно Ge(001), при выращивании на подложках Ge(110). Просвечивающая растровая электронная микроскопия (ПРЭМ) высокого разрешения демонстрирует резкость интерфейса EuO/Ge и отсутствие

нежелательных фаз (для системы EuO/Ge(111) представлена на Рисунке 1).

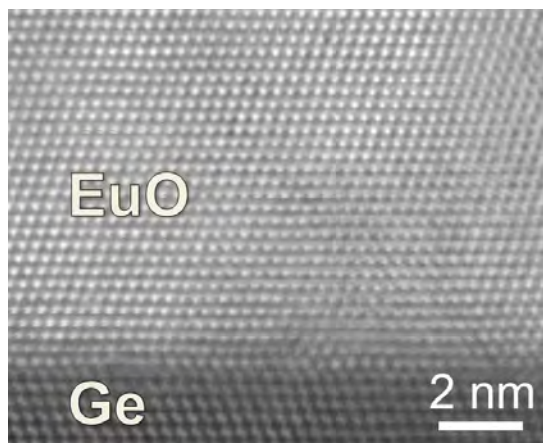


Рис. 1. Изображения ПРЭМ высокого разрешения границы раздела EuO/Ge(111)

Магнитные свойства гетероструктур определены с помощью СКВИД-магнитометрии (Рисунок 2). Температурные зависимости намагниченности демонстрируют ферромагнитный переход при температуре $T_C \approx 70$ К, характерной для объемных кристаллов EuO. Магнитный момент насыщения составляет $7 \mu_B/\text{Eu}$, подтверждая отсутствие перекисленных включений в объеме пленок.

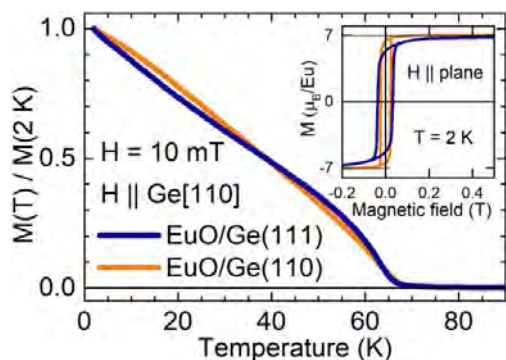


Рис. 2. Температурные (в поле 10 мТл, приложенном параллельно поверхности) и (вставка) полевые (при 2 К) зависимости намагниченности гетероструктур $\text{SiO}_x/\text{EuO}/\text{Ge}(111)$ и $\text{SiO}_x/\text{EuO}/\text{Ge}(110)$ с толщиной EuO 6 нм

Измерения электронного транспорта характеризуют полученный EuO как изолятор, что является

независимым свидетельством его стехиометричности.

Заключение

Совокупные результаты исследований свидетельствуют о формировании стехиометрических пленок EuO без включений нежелательных фаз на границе раздела, а также о возможности влияния на структурные свойства пленок EuO с помощью поверхностных фаз Eu на Ge. Вместе с тем, эпитаксиальный режим роста, осуществляющийся в ходе синтеза EuO на Ge(111), не реализуется при формировании EuO на Ge(110), что стимулирует поиск альтернативных путей синтеза, способных стабилизировать требуемую ориентацию EuO. Полученные результаты имеют общий характер и открывают возможность использования разработанных методик при синтезе других гетероструктур оксид металла / Ge.

Работа выполнена при поддержке РФФ (20-79-10028), Министерства науки и высшего образования России (075-15-2021-1351) и НИЦ «Курчатовский институт» (2753). Д. В. Аверьянов поддержан стипендией Президента РФ (СП-3111.2022.5).

Литература

1. D.V. Averyanov *et al.* // ACS Appl. Mater. Interfaces, V. 7, 6146 (2015).
2. D.V. Averyanov *et al.* // Sci. Rep., V. 6, 22841 (2016).
3. D.V. Averyanov *et al.* // Materials & Design, V. 116, 616 (2017).
4. D.V. Averyanov *et al.* // J. Magn. Magn. Mater., V. 459, 136 (2018).
5. D.V. Averyanov *et al.* // Adv. Funct. Mater., V. 31, 21010269 (2021).
6. D.V. Averyanov *et al.* // Adv. Funct. Mater., V. 31, 2104925 (2021).
7. D.V. Averyanov *et al.* // J. Mater. Chem. C, V. 9, 17012 (2021).

Влияние внешнего магнитного поля на систему эллипсоидальных наночастиц

А.В. Акишева^{1,*}, Е.С. Пьянзина¹

¹ Уральский Федеральный Университет, ул. Ленина, 51, Екатеринбург, 620000.

*annagudkova94@gmail.com

Данная работа представляет собой результат исследования самоорганизации системы магнитных анизотропных наночастиц эллипсоидальной формы под влиянием внешнего магнитного поля. Благодаря теоретическому анализу и компьютерному моделированию возможно полностью изучить систему, оценить изменение микроструктуры и макроскопических свойств, изменяя 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

В последнее время технологии создания смарт-материалов интенсивно развиваются, что позволяет проводить 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 анизотропией 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).

Ранее было изучено взаимодействие эллипсоидальных частиц, их самоорганизация при изменения различных параметров без влияния внешнего магнитного поля. Было выявлено, что для близких к сферическим частиц ориентация магнитного момента не оказывает существенного влияния. А для

вытянутых эллипсоидальных частиц положение магнитного момента влияет на кластерообразование: если магнитный момент направлен параллельно оси вращения, в системе преобладают антипараллельные пары, а если перпендикулярно – конфигурации голова-хвост. К тому же, с ростом магнитного момента увеличивается заагрегированность системы (большее количество частиц соединяются в кластеры).

Компьютерный эксперимент

Методом молекулярной динамики были проведены компьютерные эксперименты: при постоянном объеме и температуре исследовалась система, состоящая из 512 частиц, были учтены периодические граничные условия. В эксперименте рассматривались магнитные моменты внутри каждой частицы, направленные перпендикулярно главной оси вращения эллипсоида. Также рассматривались различные концентрации частиц в системе. Исследовались разные величины магнитных моментов, разные соотношения полуосей эллипсоидов.

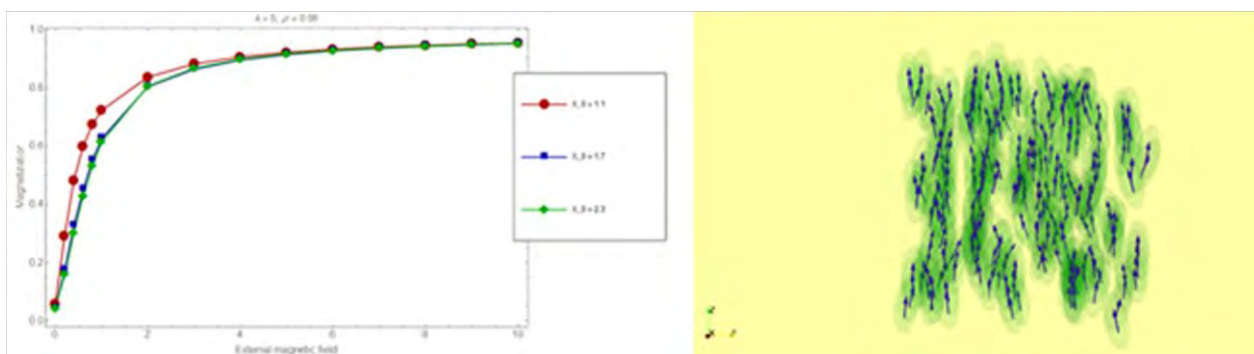


Рис. 1. Зависимость намагниченности от величины приложенного внешнего магнитного поля (слева) и самоорганизация частиц в системе (справа)

Заклучение

В рамках исследований частицы взаимодействуют в одной системе, образуя кластеры. С ростом концентрации магнитных частиц наблюдаются существенные изменения в макро и микро свойствах. С ростом магнитного поля намагниченность увеличивается, при этом форма частицы не оказывает существенного влияния на эту характеристику. Средние характеристики системы также увеличиваются с ростом внешнего магнитного поля, при этом средние размеры кластеров больше для систем эллипсоидальных частиц, а заагрегированность выше у систем частиц, близким к сферическим. При от-

сутствии внешнего магнитного поля для вытянутых частиц подавляющее большинство составляют конфигурации голова-хвост, с ростом величины внешнего магнитного поля количество таких цепочек увеличивается и они выстраиваются по направлению приложенного поля.

Литература

1. S. Sacanna, L. Rossi, B. W. M. Kuipers and A. P. Philipse. // *Langmuir*, V. 22, 1822–1827 (2006).
2. E. S. Pyanzina, S. S. Kantorovich and De Michele. // *C. Eur. Phys. J. E*, V. 38, 81 (2015).

Частотно-полевые и мощностные характеристики акустической спиновой накачки в многослойной структуре ZnO-YIG-GGG-YIG/Pt

С.Г. Алексеев¹, Н.И. Ползикова^{1,*}, В.А. Лузанов², С.Е. Дижур¹,
А.О. Раевский², С.А. Никитов¹

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

² Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино, Московской обл., 141190.

*polz@cplire.ru

Представлены экспериментальные результаты по эффективному электрическому возбуждению и детектированию линейных и параметрических спиновых волн, и спиновых токов в резонаторах объемных акустических волн, содержащих пленки железоиттриевого граната в контакте с пленкой Pt. Частотные, магнитополевые и мощностные зависимости напряжения обратного спинового эффекта Холла демонстрируют ряд новых особенностей возбуждения параметрических акустических спиновых волн.

Введение

Процессы взаимодействия магнонов и фононов между собой, а также с другими возбуждениями в различных микро и наноструктурах настоящее время привлекают большое внимание. В работах [1-3] мы продемонстрировали пьезоэлектрическое возбуждение как линейных, так и параметрических спиновых волн (ADSW- acoustically driven spin waves) в гиперзвуковом резонаторе объемных акустических волн (HBAR – High overtone Bulk Acoustic wave Resonator), а также электрическое детектирование ADSW с помощью эффектов спиновой накачки и обратного спинового эффекта Холла (ISHE – inverse spin Hall effect).

В настоящей работе мы представляем новые результаты исследования резонансного возбуждения линейных и параметрических ADSW в HBAR со структурой ZnO-YIG-GGG-YIG/Pt, полученные с помощью частотно-полевого и мощностно-полевого мэппинга постоянного ISHE – напряжения на платине.

Методика эксперимента

Резонатор состоит из монокристаллической плоскопараллельной подложки из GGG (4) с эпитаксиальными пленками YIG (3, 5) на обеих сторонах. На нижней пленке (5) напылена тонкая пленка Pt для детектирования ADSW за счет спиновой накачки на границе YIG/ Pt и ISHE в платине. Для возбуждения сдвиговых акустических волн в структуре HBAR используется пьезоэлектрический преобразователь — пленка ZnO (1), помещенная между электродами (2), который возбуждает в гигагерцовом диапазоне частот f высокие ($n \sim 500$) толщинные моды резонатора с частотами f_n .

зватель — пленка ZnO (1), помещенная между электродами (2), который возбуждает в гигагерцовом диапазоне частот f высокие ($n \sim 500$) толщинные моды резонатора с частотами f_n .

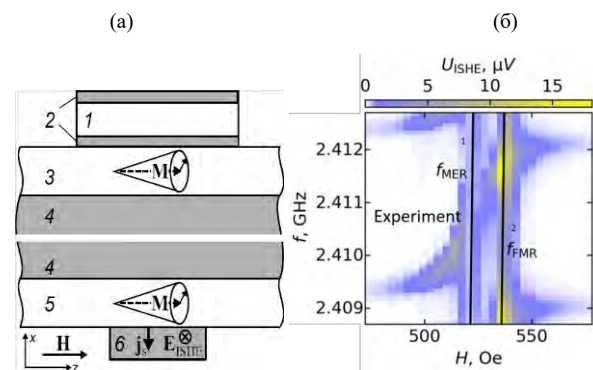


Рис. 1. (а) Схема (не в масштабе) поперечного разреза HBAR и направление основных векторов. (б) Экспериментальная зависимость $U_{ISHE}(f,H)$ в окрестности частот двух соседних резонансов

В магнитном поле \mathbf{H} , соответствующему синхронизму акустических и спиновых волн, т.е. при магнитоупругом резонансе (MER), в пленках YIG (3, 5) возбуждаются линейные ADSW. При этом частоты $f_n(H)$ испытывают сдвиг и расщепление, что является следствием обратного действия ADSW на упругую подсистему всех слоев HBAR [2]. Таким образом, по изменению частотной зависимости комплексного коэффициента отражения от преобразователя $S_{11}(f,H)$ происходит опосредованное электрическое детектирование ADSW. Создаваемая ADSW спиновая накачка, в комбинации с ISHE.

делает возможным прямое электрическое детектирование магнитной динамики. Помимо линейного возбуждения ADSW в магнитоэлектрическом резонаторе представляет также интерес параметрическое возбуждение на половинной частоте от частоты акустического резонанса. Для детектирования параметрических ADSW также можно использовать спиновую накачку в комбинации с ISHE.

Результаты и обсуждение

Экспериментальные зависимости $U_{\text{ISHE}}(f, H)$, и $|S_{11}(f, H)|$ коррелируют друг с другом и носят резонансный характер относительно частот возбуждения HBAR f_n , соответствующих сдвиговым (S) модам. Значительная асимметрия интенсивности $U_{\text{ISHE}}(f, H)$ относительно линии $f_{\text{MER}}(H)$ в линейном режиме возбуждения ADSW (рис. 1б) подтверждается теоретическими расчетами. Зависимость параметрической накачки $U_{\text{ISHE}}(H, P, f_n)$ от поля в диапазоне $H < 400$ Э и мощности при постоянной частоте накачки $f_P = f_n$ (Рис.2) объясняется возбуждением параметрических ADSW различных типов на частотах $f_{\text{SW}}(H, q) \approx f_n/2$. Так, например, поле максимума напряжения $H_c = \{[(f_n/\gamma)^2 + (4\pi M_0)^2]^{1/2} - 4\pi M_0\}/2 \approx 185$ Э соответствует возбуждению двух магнонов с $|q| \approx 0$, как было отмечено ранее в [3].

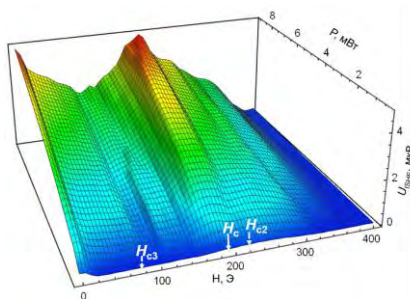


Рис. 2. Зависимость $U_{\text{ISHE}}(H, P, f_n)$ от магнитного поля и мощности при постоянной частоте накачки $f_P = f_n = 2.4012$ ГГц

Отметим ряд новых особенностей параметрических ADSW. Минимальная пороговая мощность $P_{\text{th}}(H) = 0.4$ мВт наблюдается при поле $H_{c2} = 215$ Э, заметно превышающем поле H_c . При этом $H_{c2} = f_P/(4\gamma)$, т.е., совпадает с границей области трехчастичных процессов распада параметрических магнонов частоты $f_n/2$ с рождением двух вторичных параметрических магнонов ($f_n/2 \rightarrow f_n/4 + f_n/4$). При $H < H_{c2}$ процессы распада приводят с увеличению параметра релаксации, что отражается на наблюдаемом увеличении порога. В области полей ~ 100 Э наблюдается резко немонотонное поведение зависимости $U_{\text{ISHE}}(P, H)$, которое объясняется другим

трехчастичным процессом – процессом слияния двух параметрических магнонов с частотами $f_n/2$ и волновыми числами $q_1 = q_2$ с образованием магнона частоты $f_n(q_3)$ и волновым числом $q_3 = q_1 + q_2$, который возможен при поле $H = H_{c3} = (4H_c - H_{\text{FMR}})/3 \approx 85$ Э. Измерения при мощностях, незначительно превышающих пороговые, и с меньшим шагом по полю выявили также области осцилляций $U_{\text{ISHE}}(f_n, H)$ с различными периодами, которые мы объясняем, разнообразным модовым характером спектра ADSW. Так, представленный на рис.3 фрагмент демонстрирует осцилляции с периодом порядка 2.2-3 Э, которые можно связать с возбуждением ADSW на частотах спин-волновых резонансов больших номеров $l \sim 200-300$, которые наблюдались и при и ранее при традиционной (не акустической) локальной накачке [4].

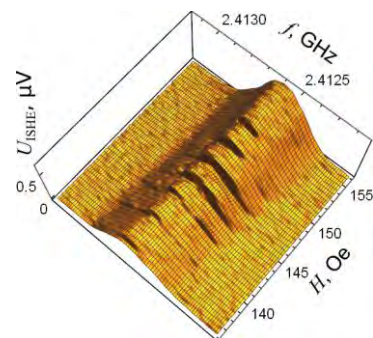


Рис. 3. Фрагмент зависимости $U_{\text{ISHE}}(f, H, P_0)$ при $P_0 = 0.9$ мВт

В заключение, полученные результаты подтверждают эффективное возбуждение линейных и параметрических ADSW и создаваемых ими спиновых токов, что представляет интерес для применяя композитных HBAR в задачах микроволновой спинтроники и магноники.

Работа выполнена в рамках государственного задания и при частичной поддержке гранта РФФИ 20-07-01075 А.

Литература

1. N. I. Polzikova, S. G. Alekseev, I. I. Pyataikin *et al.* // AIP Advances V. 8, 056128 (2018).
2. N. I. Polzikova, S. G. Alekseev, V. A. Luzanov *et al.* // Phys. Sol. State, V. 60, 2211 (2018).
3. S.G. Alekseev, S.E. Dizhur, N.I Polzikova *et al.* // Appl. Phys. Lett., V.117, 072408 (2020)
4. P. E. Zilberman, N. S. Golubev, A. G. Temiryazev // Zh. Eksp. Phiz., V.97, 634, (1990).

Формирование магнитных полупроводников GaFeAs и GaMnAs ионной имплантацией и импульсным лазерным отжигом

И.Н. Антонов¹, О.В. Вихрова¹, Ю.А. Данилов^{1,*}, Ю.А. Дудин¹, Д.А. Здоровейщев¹, И.Л. Калентьева¹, Ю.М. Кузнецов¹, Р.Н. Крюков¹, А.В. Нежданов¹, В.А. Быков¹, А.Е. Парафин², П.А. Юнин²

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603022.

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087.

*danilov@nifti.unn.ru

Экспериментально показано, что сочетание ионной имплантации и импульсного лазерного отжига позволяет формировать однофазные ферромагнитные полупроводники GaFeAs и GaMnAs с температурой Кюри до 120 К.

Интерес к новым методам формирования полупроводников, обладающих ферромагнитными свойствами, связан с разработкой структур спиновой электроники, в которых важное значение имеет инжекция спин-поляризованных носителей тока. Эффективность инжекции через гетеропереход максимальна, если сопротивления поляризатора и базового полупроводника близки по величине. Это условие не выполняется в гетеропереходе «ферромагнитный металл/полупроводник», а реализуется для случая ферромагнитного полупроводника (ФМП) в качестве спинового инжектора. Альтернативой молекулярно-лучевой эпитаксии для создания структур с ФМП является ионная имплантация, хорошо встраиваемая в процесс массового полупроводникового производства. В данной работе приведены результаты сравнительного исследования процессов ионно-имплантационного получения ФМП на основе GaAs, легированного Mn и Fe.

Методика эксперимента

Слои магнитных полупроводников GaFeAs и GaMnAs были получены с использованием имплантации ионов Fe или Mn в пластины i-GaAs (100) с последующим импульсным лазерным отжигом (ИЛО). Ионная имплантация реализована в ускорителе «Радуга-3М» с источником ионов на основе вакуумно-дугового разряда при ускоряющем напряжении 80 кВ. Доза ионов (D) варьировалась от 1×10^{16} до 5×10^{16} см⁻². Отжиг имплантированных образцов проводился импульсом эксимерного лазера LPX-200 с рабочей смесью KrF ($\lambda = 248$ нм, длительность импульса = 30 нс).

При импульсном лазерном отжиге (ИЛО) плотность энергии (P) варьировалась от 100 до 400 мДж/см². Структура полученных образцов GaFeAs и GaMnAs изучалась с использованием спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС), рентгеновской дифракции (РД), рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) и спектроскопии отражения в диапазоне энергий квантов от 1.5 до 6 эВ. Гальваномагнитные свойства исследованы с помощью He криостата замкнутого цикла в магнитном поле ± 3600 Э при температурах от 10 до 300 К.

Результаты и обсуждение

Спектры отражения показали, что кристаллическая структура облученного ионами GaAs восстанавливается не полностью после ИЛО даже в случае максимального значения плотности энергии лазера. Сильное легирование Fe и Mn (по расчетам, до 5 - 10 ат. %) искажает зонную структуру GaAs и влияет на оптические свойства. Рентгено-дифракционные исследования обнаружили деформацию кристаллической решетки и увеличение параметра решетки в случае GaFeAs. Анализ слоев GaFeAs методом РФЭС показал наличие химических связей Fe-Ga и Fe-As и отсутствие связей Fe-Fe. Результаты РД и РФЭС свидетельствуют о замещении атомами железа узлов приблизительно одинаково как Ga, так и As. Отмечено отсутствие атомов Fe в междоузельном или кластерном виде. В GaMnAs атомы Mn замещают только атомы Ga в узлах решетки. При исследованиях методом РД показано отсутствие включений второй фазы в слоях GaMnAs и GaFeAs в пределах чувствительности метода.

Спектры КРС помимо LO и TO-мод GaAs содержали связанную фонон-плазмонную моду (СФПМ) для отожженных слоев GaFeAs и GaMnAs (рисунок 1).

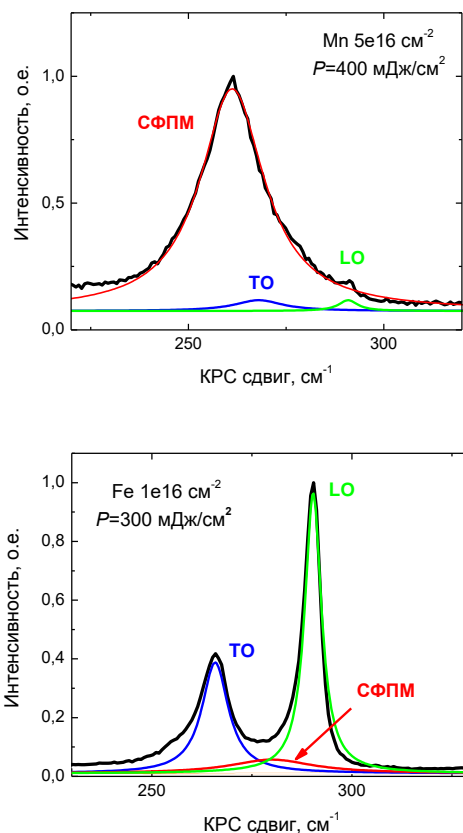


Рис. 1. Спектры КРС образцов GaAs, облученных ионами Mn и Fe, после импульсного лазерного отжига. Приведены экспериментальные спектры (черные линии) и их аппроксимации лоренцианами

Спектры КРС GaMnAs свидетельствуют об усилении фонон-плазмонного взаимодействия благодаря возрастанию концентрации носителей заряда (дырок) до $\sim 10^{20} \text{ см}^{-2}$ с увеличением флюенса ионов Mn и плотности энергии при ИЛО, что подтверждается измерениями эффекта Холла. Для слоя GaFeAs характер поведения СФПМ отличается, ее меньшая интенсивность и положение связаны со значительно меньшей концентрацией дырок ($\sim 10^{19} \text{ см}^{-2}$).

Низкотемпературные гальваномагнитные свойства отожженных слоев GaFeAs и GaMnAs свидетельствуют об их ферромагнитных свойствах. Для GaMnAs регистрировалась нелинейная магнитопольная зависимость сопротивления Холла ($R_H(H)$) с петлей гистерезиса и отрицательное магнетосопротивление (MR) с участками анизотропного MR при температурах ниже 100 – 110 К. Слои GaFeAs демонстрировали нелинейные зависимости $R_H(H)$

вплоть до комнатной температуры (петля гистерезиса сохранялась ниже 120 К) и отрицательное магнетосопротивление (рисунок 2).

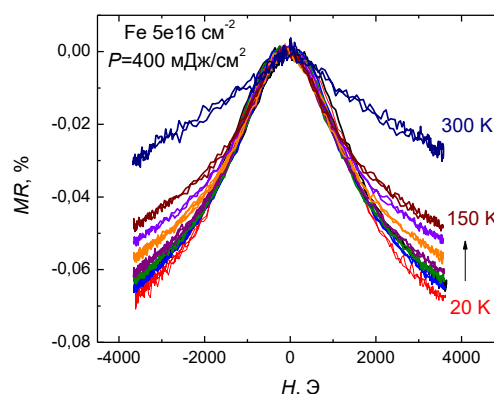


Рис. 2. Магнетосопротивление при различных температурах для слоев GaAs, полученных имплантацией ионов Fe с последующим ИЛО. Магнитное поле приложено перпендикулярно поверхности образцов

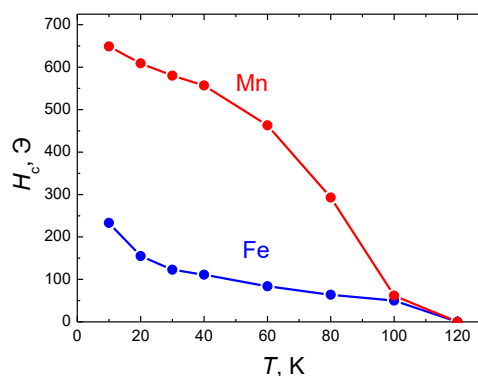


Рис. 3. Температурные зависимости коэрцитивного поля для слоев GaAs:Mn и GaAs:Fe. $D = 5 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$, $P = 400 \text{ мДж/см}^2$

На рисунке 3 показаны зависимости коэрцитивного поля, полученные методом измерения магнитопольной зависимости эффекта Холла из его аномальной части. Можно полагать, что температура Кюри сформированных ФМП составляет 110 - 120 К.

Таким образом, показано, что для обоих типов ионов (Fe и Mn) после их имплантации в GaAs с достаточно высокой дозой и отжига импульсом эксимерного лазера сформированы ферромагнитные полупроводники, хотя механизмы магнитного упорядочения в этих двух случаях явно различаются.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 19-19-00545).

Магнитосопротивление пленок висмутового и цериевого ферритов гранатов

С.С. Аплеснин^{1, 2, *}, Ф.В. Зеленов¹, Н.А. Черемных¹, О.С. Никитинский¹

¹ Сибирский государственный университет науки и технологий им. М.Ф. Решетнева, пр. им. газеты Красноярский рабочий, 31, Красноярск, 662850.

² Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, ул. Академгородок, 38 стр.50, Красноярск, 660036.

*apl@iph.krasn.ru

В пленках висмутового и цериевого феррита граната $\text{Nd}_{0.5}\text{Bi}_{2.5}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ и $\text{Ce}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ из ИК спектров установлены дефектные состояния, ответственные за проводимость. Из ВАХ, измеренных в магнитных полях до 12 кЭ, найдено увеличение сопротивления в магнитном поле. В пленках феррита граната церия магнитосопротивление на постоянном токе в несколько раз меньше по сравнению с $\text{Nd}_{0.5}\text{Bi}_{2.5}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. Гистерезис ВАХ в $\text{Ce}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ отсутствует. Обнаружено магнитосопротивление на переменном токе, которое обусловлено наличием электрически неоднородных состояний.

Введение

Мультиферроики активно исследуются в последнее время в связи с наличием магнитного и ферроэлектрического порядка. В результате взаимодействия между магнитной и электрической подсистемами можно управлять электрической поляризацией магнитным полем, и магнитными характеристиками электрическим полем. Наличие электрической поляризации позволит создавать мемристорные устройства, когда внешним электрическим полем создаются бистабильные состояния по току. Введение дефектных состояний в мультиферроики вызовет изменение проводимости, которой можно будет управлять доменными границами в электрическом поле.

Цель данной работы обнаружить влияния магнитного поля на кинетические свойства системы на основе мультиферроика висмутового и цериевого феррита граната в тонких пленках $\text{Nd}_{0.5}\text{Bi}_{2.5}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ и $\text{Ce}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$.

Эксперимент и обсуждение

Эпитаксиальные пленки $\text{Nd}_{0.5}\text{Bi}_{2.5}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ на монокристаллической подложке GGG, выращенной в кристаллографическом направлении (111) изготовлены путем разложения металлоорганического соединения из раствора в Технологическом университете Нагаока (Япония) [1]. Методами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) на микроскопе Hitachi HT 7700 определена толщина пленок 380 ± 10 нм, граница раздела, которая имеет резкий интерфейс между пленкой и GGG подложкой, и несовпадение параметров решетки пленки и GGG, которое составляет 1.55%. Параметры решетки пленки перпендикулярно подложки 1.259 нм и

вдоль пленки 1.266 нм. Пленка $\text{Ce}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ толщиной 400 нм поликристаллическая со средним размером зерна 60-70 нм получена методом ионно-лучевого распыления на подложку GGG с параметром $a=1.234$ нм [2].

Дефектные состояния определялись из ИК спектроскопии. ИК поглощение пленок в частотном интервале $4500\text{-}7500$ cm^{-1} связано с образованием двухвалентного железа, ответственного за перенос заряда. В пленках $\text{Nd}_{0.5}\text{Bi}_{2.5}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ гистерезис электрической поляризации исчезает выше 460 К [3]. Во внешнем электрическом поле индуцируется электрическая поляризация выше 460 К, что приводит к гистерезису ВАХ (Рисунок 1).

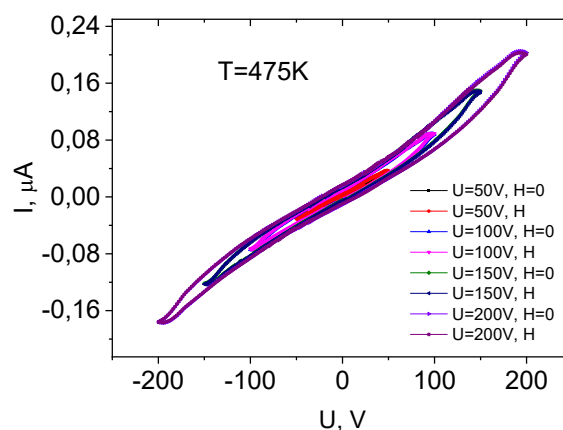


Рис. 1. ВАХ $\text{Nd}_{0.5}\text{Bi}_{2.5}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ при $T=475$ К без поля и в магнитном поле $H=8$ кЭ

В магнитном поле сопротивление увеличивается в пределах (1.3-1.5) % при изменении напряжения от 50 В до 200 В. Наблюдается тенденция роста магнитосопротивления, определенного по формуле $\delta_H = ((R(H) - R(0))/R(0))100\%$, где $R(H)$ – электропроводность в магнитном поле, а $R(0)$ – без поля, с увеличением напряжения.

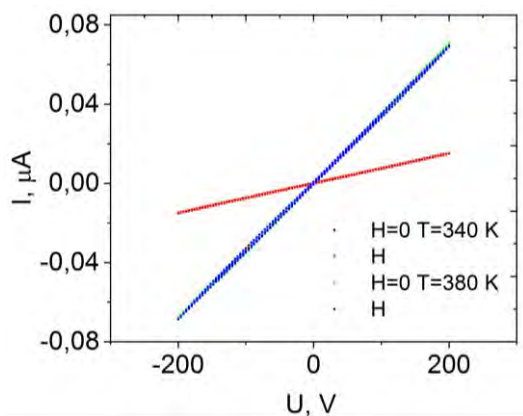


Рис. 2. ВАХ пленки $\text{Ce}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ без поля $H=0$ и в магнитном поле $H=12$ кЭ при температурах $T=340$ К (1,2), 380 К (3,4)

В пленках $\text{Ce}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ зависимости $I(U)$ являются линейными в интервале температур 300-500 К, гистерезис отсутствует (Рисунок 2). Рост сопротивления в магнитном поле $H=8$ кЭ достигает 0.5 % и в несколько раз меньше, чем в висмутовом феррите граната. Это обусловлено отсутствием электрической поляризации в $\text{Ce}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ [4]. Магнитосопротивление на постоянном и переменном токе отличается более чем на порядок. Активное сопротивление измерено в области частот $10^2 - 10^6$ Гц и описывается степенной зависимостью $R(\omega)=B/\omega^n$, где показатель степени растет от $n=0.95\pm 0.04$ до 1.22 ± 0.03 при нагревании до 500 К. Сопротивление зависит от частоты измерений, что свидетельствует о прыжковом механизме переноса зарядов. Зависимость проводимости от частоты в этом случае описывается выражением $\zeta = \zeta_0 \omega^s$, где $s=0.8$ [5], которое описывает прыжковую перезарядку дефектов одного типа. Сопротивление на переменном токе увеличивается в магнитном поле.

Проводимость на переменном токе в неупорядоченной среде связана с диэлектрической проницаемостью $\hat{\sigma}(\omega, \mathbf{r})=i\omega\hat{\epsilon}(\omega, \mathbf{r})$, где $\hat{\sigma}$ - тензор проводимости, $\hat{\epsilon}$ - локальная диэлектрическая функция. В приближении $1/\omega$ больше времени релаксации, тензор проводимости в поперечном магнитном поле H^z связан соотношением:

$$\hat{\sigma}(\omega) = \frac{\sigma}{1+\beta^2} \begin{pmatrix} 1 & \beta \\ -\beta & 1 \end{pmatrix} + i\omega\epsilon \quad (1)$$

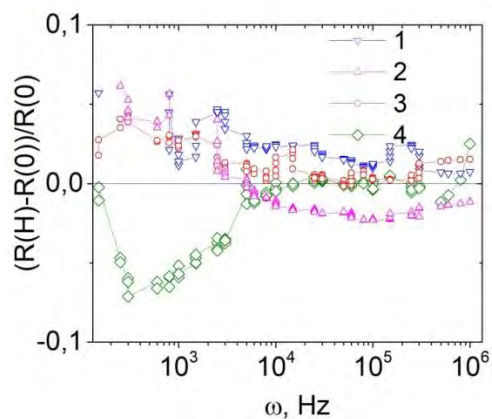


Рис. 3. Магнитосопротивление $((R(H)-R(0))/R(0))$ от частоты при $T=300$ К (1), 350 К (2), 450 К (3), 500 К (4)

где $\beta=\mu H$, μ - подвижность. В случае прыжкового механизма проводимости с равномерным распределением носителей тока по пленке диагональная компонента проводимости зависит от частоты через продольный диэлектрический отклик [5].

С ростом поля ϵ_{xx} уменьшается, сопротивление растет в магнитном поле. В двухфазной системе с предельными параметрами с $\beta_1=0$, $\epsilon=\epsilon_1$, с концентрацией x и с $\beta_2=\beta$, $\epsilon=0$ с $(1-x)$ найдено численное решение для диэлектрического отклика от частоты при фиксированных магнитных полях в двумерной двухкомпонентной среде [5].

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ Красноярского края и Красноярского краевого фонда науки, проект № 22-22-20004.

Литература

1. Ishibashi T. *et al.* // Journal of Applied Physics. V. 97, 013516 (2004).
2. Nipan G.D., Stognij A.I., Ketsko V.A. // Russ. Chem. Rev. V. 81, 458 (2012).
3. Aplesnin S. S., Masyugin A. N. *et al.* // J. Mat. Sci: Mater Eletron. V. 32. 1946 (2021).
4. Аплеснин С. С., Масюгин А.Н. и др Письма в ЖЭТФ. Т 112, 680 (2020).
5. M. M. Parish, P. B. Littlewood. // Phys. Rev. Lett. 101, 166602 (2008).

Шаблонный синтез SERS-активных магнитоуправляемых подложек

С.А. Бедин^{1,2,3*}, Е.П. Кожина^{1,3 §}, и М. Долуденко²

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

2 ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Ленинский проспект, 59, Москва, 119333.

3 Физический институт им.П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, д.53, 119991.

* bserg5@gmail.com, § liza.kozhina.99@mail.ru

Показан способ формирования магнитно-оптических нанопроволок с чередованием слоев никеля и серебра. Продемонстрирован потенциал использования подложек с массивом магнитооптических нанопроволок в качестве SERS-активных поверхностей.

Введение

Один из наиболее распространенных способов изготовления наноструктур с анизотропной морфологией, таких, как нанопроволоки (НП), является метод с шаблонного синтеза с использованием анодного оксида алюминия (ААО) или полимерных трековых мембран (ТМ). Этот метод позволяет независимо регулировать различные параметры: структура, форма, состав, плотность или текстура наноструктуры. После облучения образовавшиеся ионные треки избирательно травятся, создавая поры с настраиваемыми размерами.

Полученный шаблон можно использовать как для гальванического, так и для химического осаждения. Обоиими методами возможно осаждать в поры различные металлы и их сплавы: проводящие, магнитные, плазмонные. В зависимости от состава можно ориентировать применение таких структур в область биомедицины. В данной работе предлагается методика роста магнитооптических нанопроволок с чередованием слоев серебра и никеля и продемонстрировано их использование для поверхностно усиленной Рамановской спектроскопии (SERS).

Комбинация плазмонного и магнитного металла для применений в области SERS-спектроскопии исследуется относительно недавно в области высокочувствительных сенсоров и все еще находится на стадии исследований и разработок. Предполагается, что результирующая магнитооптическая активность таких сенсоров приводит к повышению чувствительности, а также используется для модуляции условий резонанса, что значительно расширяет область их применения.

Методы

В качестве шаблонов для изготовления массивов НП были использованы промышленные трековые мембраны (из полиэтилентерефталата (ПЭТФ), производства ЛЯР ОИЯИ, (г.Дубна) толщиной 12 мкм, диаметром пор 100 нм, плотностью 10^8 см^{-2}). Внутри пор шаблонов методом гальванического осаждения управляемо формировались НП с чередованием магнитного (Ni) и плазмонного (Ag) металла. Чередование слоев достигалось за счет смены электролитов. После осаждения полимерный шаблон удалялся.

Определение структурных параметров полученных НП проводили с помощью сканирующей электронной микроскопии JEOL JCM-6000.

Снятие SERS спектров молекул родамина 6G концентрацией 10^{-3} , 10^{-6} и 10^{-7} моль, адсорбированном на массиве слоев магнитоплазмонных нанопроволок, проводились на Рамановском спектрометре Horiba LabRam Evolution. Для возбуждения спектров использовался лазер с длиной волны 532 нм. Мощность лазера составляла 100 микроватт для концентрации 10^{-3} и 10^{-6} , для концентрации 10^{-9} мощность составляла 1 милливатт. Размер лазерного пятна засветки составлял 1 микрон при использовании объектива с увеличением 100x. При измерениях время экспозиции составляло 2 секунды для 5 циклов накопления.

Результаты и обсуждения

Полученные НП состоят из трех слоев Ag-Ni-Ag. На рисунке 1 (режим съемки упруго отраженных электронов) четко видны слои никеля и серебра, различные по контрасту. Толщина каждого слоя

равна порядка $3,5 \pm 0,2$ микрон. Важно отметить, что верхний слой НП обязательно должен быть из плазмонного металла, с целью индуцирования высокоинтенсивных локальных электрических полей в массиве.

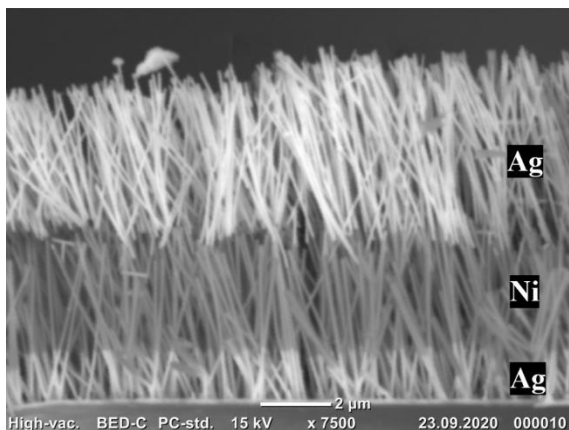


Рис. 1. СЭМ-изображение Ag-Ni-Ag нанопроволок

Для снятия SERS-спектров на подложках с Ag-Ni-Ag нанопроволоками в качестве исследуемого вещества был выбран родамин 6G. Это органический краситель с хорошо изученным спектром, что позволяет объективно сравнивать полученные результаты с другими исследовательскими группами. Стоит отметить, что на SERS-спектрах родамина 6G, адсорбированного на магнитооптических НП, наблюдается усиленный сигнал комбинационного рассеяния одиночной молекулы родамина 6G, измеренный в ситуации, когда молекула попала в горячую точку в зазоре между вершинами нанопроволок (рисунок 2) [1], а наложение внешнего магнитного поля позволяет дополнительно управлять агрегацией НП. [2]

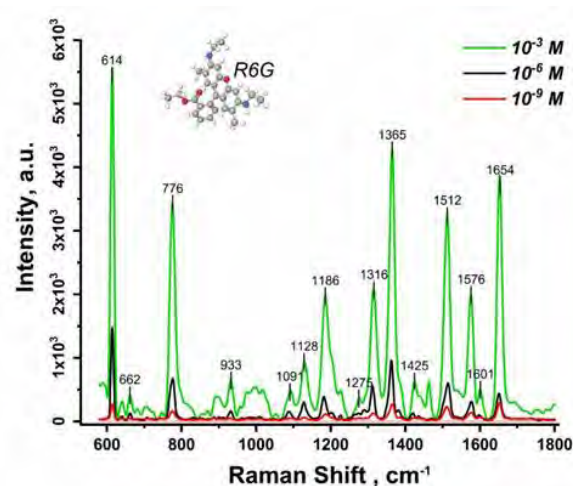


Рис. 2. SERS-спектры молекул R6G на магнитооптических подложках с Ag-Ni-Ag нанопроволоками

Заключение

Разработан способ формирования массива магнитооптических НП, с использованием метода электроосаждения в поры трековых мембран слоев магнито-оптических нанопроволок (НП) с чередованием слоев никеля и серебра. Показана возможность использования в качестве высокоэффективных усиливающих поверхностей для Рамановского рассеяния.

Литература

1. E. P. Kozhina, S. A. Bedin, N. L. Nechaeva, S. N. et al. // Applied Sciences, V.11, 4, 1375 (2021).
2. Kovalets, E. P. Kozhina, I. V. Razumovskaya et. al. // J Chem Phys, V.156, 3, 034902 (2022).

Измерение миллисекундного времени электронной спиновой когерентности в редкоземельных ионах с помощью стимулированного резонансного спинового усиления

В.В. Белых^{1,*}, А.Р. Коротнева¹, Д.Р. Яковлев^{1,2,3}

¹ Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 1199911, Москва.

² Experimentelle Physik 2, Technische Universität Dortmund, D-44221 Dortmund, Germany.

³ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург.

*belykh@lebedev.ru

Предложен метод стимулированного резонансного спинового усиления, позволяющий измерять время спиновой когерентности T_2 , свободное от влияния неоднородного окружения. С помощью данного метода в редкоземельных ионах Ce^{3+} , встроенных в кристалл YAG, измерен рекордно узкий спиновый резонанс шириной в десятки герц и определено время $T_2 = 9$ мс.

Введение

Неоднородность электронной спиновой системы и флуктуирующее окружение приводит к значительному уменьшению времени спиновой когерентности T_2 , препятствует его измерению и затрудняет управление спиновыми состояниями. Мы показали, что эта проблема может быть решена посредством одновременного приложения к системе радиочастотного (РЧ) поля и периодических лазерных импульсов. РЧ поле может приводить к электронному парамагнитному резонансу (ЭПР). С другой стороны, периодические лазерные импульсы приводят к резонансному спиновому усилению (PCY), когда их частота повторения с точностью до целого множителя совпадает с частотой ларморовской прецессии спинов в постоянном магнитном поле [1]. При одновременном приложении РЧ поля и лазерных импульсов с частотами близкими к ларморовской частоте [Рис. 1(a)] возникает комбинированный PCY-ЭПР резонанс [2].

В неоднородной системе время дефазировки спинового ансамбля T_2^* определяется разбросом ларморовских частот и намного короче истинного времени спиновой когерентности индивидуальных электронов T_2 . Ширина резонансов ЭПР и PCY по отдельности определяется неоднородным временем T_2^* , тогда как при комбинированном PCY-ЭПР резонансе возникает стимулированное РЧ полем резонансное спиновое усиление. Ширина резонанса

при сканировании частоты РЧ поля относительно частоты повторения лазерных импульсов определяется временем спиновой когерентности T_2 индивидуальных электронных спинов, отвязанных от ядерного окружения.

Экспериментальные детали

Нами было исследовано спиновое состояние неспаренного электрона на $4f$ уровне редкоземельных ионов Ce^{3+} , встроенных в кристалл YAG. Измерения проводились при температурах 5-15 К. Постоянное магнитное поле прикладывалось с помощью внешнего постоянного магнита. РЧ поле подавалось с помощью миниатюрной катушки и генератора. Образец возбуждался второй гармоникой излучения импульсного титан-сапфирового лазера с частотой следования импульсов $f_0 = 76$ МГц и их длительностью ~ 2 пс. При этом, излучение было эллиптически поляризовано, так что циркулярная компонента использовалась для спиновой ориентации, а линейная - для детектирования, посредством измерения фарадеевского вращения. Мы измеряли разность сигналов в присутствии и отсутствии РЧ поля.

Результаты

Варьируя частоту РЧ поля f_{rf} относительно частоты оптических импульсов f_0 и измеряя сигнал фарадеевского вращения, можно наблюдать спектр стиму-

лированного резонансного спинового усиления [Рис. 1(b)].

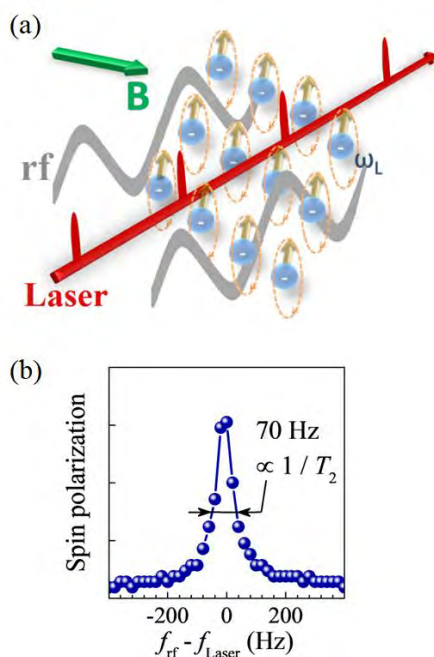


Рис. 1. (а) Иллюстрация экспериментальных условий для стимулированного резонансного спинового усиления. (б) Спектр стимулированного резонансного спинового усиления

Ширина резонанса, которая составляет рекордные десятки Гц на уровне абсолютных значений частот в 76 Гц позволяет определить время спиновой когерентности T_2 . Уменьшая мощность лазерной накачки можно наблюдать сужение резонанса и время T_2 до 9 мс [3]. При этом время неоднородной дефазировки спинового ансамбля, которое можно измерить из ширины обычного спинового усиления или ширины ЭПР спектра, составляет всего лишь 25 нс. Время T_2 слабо зависит от температуры до 10 К, а затем резко убывает за счет электрон-фононного взаимодействия.

Работа была поддержана Российским научным фондом (проект №18-72-10073-П).

Литература

1. J. M. Kikkawa, D. D. Awschalom // *Phys. Rev. Lett.* 80, 4313 (1998).
2. V. V. Belykh, D. N. Sob'yanin, A. R. Korotneva // *Phys. Rev. B* 102, 075201 (2020).
3. V. V. Belykh, A. R. Korotneva, D. R. Yakovlev // *Phys. Rev. Lett.* 127, 157401 (2021).

Влияние термоиндуцированного магнитоупругого эффекта на доменную структуру планарных Ni микрочастиц

Д.А. Бизяев¹, Н.И. Нургазизов^{1*}, 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, Екатеринбург, Россия.

*niazn@mail.ru

В работе было исследовано влияние механического напряжения на доменную структуру планарных Ni микрочастиц. Для создания напряжений использовалась разность термических коэффициентов расширения кристаллической подложки и поликристаллических частиц при нагреве образца.

В последнее время большое внимание уделяется возможностям управления магнитными свойствами планарных ферромагнитных структур при помощи создаваемых в них механических напряжений [1]. Одним из способов создания таких напряжений может стать использование разности в термических коэффициентах расширения планарной микрочастицы и подложки, на которой она сформирована. Использование монокристаллических подложек для формирования поликристаллических частиц должно позволить точно контролировать направление и величину создаваемых напряжений и оценить их влияние на распределение намагниченности в частице. В данной работе изучалось влияние термоиндуцированных механических напряжений на доменную структуру Ni микрочастиц.

Для формирования массива одинаковых частиц использовались монокристаллические подложки из легированного рубидием титанил фосфата калия (Rb:KTiOPO₄, далее КТП) и гексагонального ниобата лития (LiNbO₃, далее CLN). Для исследования были изготовлены квадратные частицы с латеральными размерами 7.5 мкм и высотой 33 нм. Нанесение Ni проводилось через металлическую сетку с одинаковыми квадратными отверстиями, плотно прижатую к поверхности подложки, при температуре 55 °С. Для этого использовалась сверхвысоковакуумная установка Multiprobe P (Omicron) и метод испарения твердотельной мишени электронным лучом. Сетка располагалась таким образом, чтобы стороны частицы были параллельны кристаллографическим осям подложки.

Для исследования распределения намагниченности в полученных частицах при различных температу-

рах использовался СЗМ Solver P47 (NT MDT). Измерения были выполнены при комнатной температуре и в интервале 30 – 100 °С, с шагом 5 °С. МСМ измерения были выполнены по однопроходной методике, когда МСМ зонд перемещается на постоянной высоте над образцом, чтобы минимизировать влияние на распределение намагниченности в частицах. Это позволило получать стабильные МСМ изображения во всем диапазоне температур (рисунок 1), по которым можно было оценить размеры магнитных доменов и стенок между ними. Небольшие искажения (брейки) в полученных МСМ изображениях наблюдались только при определенном направлении перемещения МСМ зонда относительно доменной стенки (рисунок 1е) и не оказали существенного влияния на полученные данные.

Для установления распределения намагниченности в частицах использовалось моделирование с помощью программ OOMMF [2] и «Виртуальный микроскоп» [3]. Согласно результатам моделирования в отсутствие механических напряжений Ni частица должна иметь 4-х доменную структуру (структура Ландау). При этом домены имеют одинаковый размер и направление намагниченности, параллельное стороне частицы, у которой они расположены. При одноосном растяжении (рисунок 1а, д) увеличиваются два домена, направление намагниченности которых перпендикулярно оси растяжения. Между ними формируется характерная переемычка, длина которой зависит от величины механического напряжения (рисунок 2). При одноосном сжатии увеличиваются размеры доменов, направление намагниченности которых параллельно оси сжатия (рисунок 1б, е), что обусловлено отрицательной магнитострикцией насыщения Ni (-37×10^{-6}).

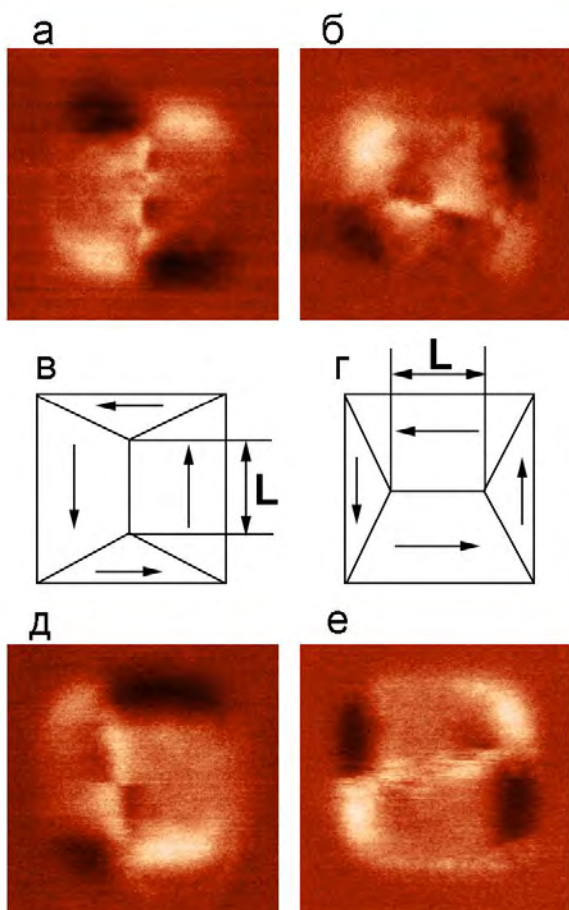


Рис. 1. MFM изображения Ni частицы на KTR при температуре образца 27 °C (а) и 100 °C (б) и на CLN при 27 °C (д) и 100 °C (е). Размер скана 13×13 мкм². Соответствующие этим изображениям схемы распределения намагниченности в частице (в, г). Буквой L обозначена длина доменной стенки между двумя увеличившимися доменами

Использованные подложки отличались коэффициентами термического расширения. Для плоскости кристалла KTR со сформированными частицами эти коэффициенты составляли: $\alpha_x = 11 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$, $\alpha_z = 0.6 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$. Для CLN – $\alpha_x = 15.5 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$, $\alpha_z = 7.5 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$. Поэтому Ni частицы с коэффициентом термического расширения $\alpha_n = 13 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$, в случае KTR при нагреве выше температуры напыления, должны испытывать сжатие, направленное вдоль двух осей подложки. При этом наводимая магнитная анизотропия будет определяться разницей в деформациях Ni частицы в этих двух направлениях. В случае CLN при нагреве выше температуры напыления, частицы будут сжиматься вдоль одной оси и растягиваться вдоль другой.

Для оценки наводимого эффективного напряжения (σ) действующего на частицу использовалась модель, предложенная в работе [4], согласно которой,

σ для обоих используемых подложек имеет приблизительно одинаковую зависимость от температуры. Для CLN подложки $\sigma_{\text{CLN}} = 8 \times 10^{-6} \times E \times \Delta T$, а для KTR подложки $\sigma_{\text{CLN}} = 1 \times 10^{-5} \times E \times \Delta T$, где E – модуль упругости Ni, ΔT – разность между температурой создания частиц и температурой проведения MFM измерений.

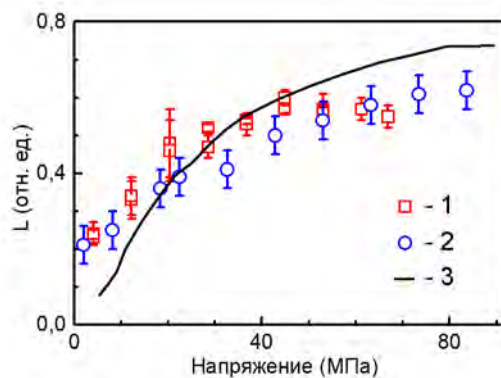


Рис. 2. Зависимость длины доменной стенки L от величины действующего на Ni частицу одноосного напряжения. 1 – экспериментальные данные полученные на KTR, 2 – на CLN, 3 – OOMMF моделирование

Проведенные исследования показали, что изменения в доменной структуре Ni частиц, наблюдаемые при различных температурах образца, обусловлены механическим напряжением, которое создается в частицах за счет разницы в температурных коэффициентах расширения. Таким образом, кристаллические подложки могут быть успешно использованы для создания контролируемых механических напряжений в планарных частицах.

Образцы для исследования приготовлены в рамках госзадания КФТИ ОСП ФИЦ КазНЦ РАН. Исследование магнитных свойств микрочастиц выполнено за счет гранта РНФ (проект № 22-29-00352).

Литература

1. А.А. Бухараев, А.К. Звездин, А.П. Пятаков, Ю.К. Фетисов // УФН, Т. 188, 1288 (2018).
2. M.J. Donahue, D.G. Porter. OOMMF. <http://math.nist.gov/oommf>.
3. Д.В. Овчинников, А.А. Бухараев // ЖТФ, Т. 71, N8, 85 (2001).
4. D.A. Bizyaev, A.A. Bukharaev, N.I. Nurgazizov, A.P. Chuklanov, S.A. Migachev // Physica Status Solidi RRL, 2000256 (2020).

Халдейновские цепочки $S = 1$ в сверхсильном магнитном поле

А.И. Быков¹, А.Н. Васильев², С.В. Галанова¹, Р.В. Козабаранов^{1,3},
А.С. Коршунов¹, Ю.Б. Кудасов^{1,3,§}, И.В. Макаров¹, Д.А. Маслов^{1,3,*},
М.П. Монахов¹, В.В. Платонов^{1,3}, Е.А. Попова⁴, П.Б. Репин¹, В.Д. Селемир¹,
И.С. Стрелков¹, О.М. Сурдин^{1,3}, А.В. Филиппов¹

¹ Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, г. Саров, 607188.

² Московский государственный университет, Москва, 119991.

³ Саровский физико-технический институт НИЯУ МИФИ, г. Саров, 607186.

⁴ НИУ «Высшая школа экономики», г. Москва, 123458.

*maslov_dem@mail.ru, §yu_kudasov@yahoo.com

Проводилось измерение намагниченности соединений $Y_{2-x}Nd_xBaNiO_5$ и Gd_2BaNiO_5 , содержащих халдейновские спиновые цепочки Ni^{2+} ($S = 1$), в магнитных полях до 500 Тл при температуре 4.2 К. Замещение немагнитного иттрия неодимом позволяет изменять интенсивность межцепочечных взаимодействий. Источником сверхсильного магнитного поля служил магнитокумулятивный генератор МК-1. Наблюдалось появление магнитного момента образцов в магнитных полях, связанного с переходом в халдейновскую фазу.

Введение

Соединение Y_2BaNiO_5 представляет значительный интерес как практическая реализация халдейновских цепочек $S = 1$, образованных ионами Ni^{2+} [1] и изолированных друг от друга. Цепочки с ионами целого спина обладают необычными свойствами: спектр возбуждений содержит щель в отличие от цепочек полуцелых спинов. Соединения $Y_{2-x}Nd_xBaNiO_5$ позволяют плавно (в зависимости от концентрации неодима) менять межцепочечные взаимодействия, определяющие, в том числе, кривую намагничивания материала. Таким образом, анализ кривой намагничивания $Y_{2-x}Nd_xBaNiO_5$ может позволить практическую оценку силы межцепочечных связей.

В Gd_2BaNiO_5 халдейновские цепочки Ni^{2+} сосуществуют с антиферромагнитной структурой, образованной ионами Gd^{3+} ($S = 7/2$). Причем при отсутствии магнитного поля антиферромагнитная структура и цепочки не взаимодействуют друг с другом. В сильном магнитном поле две подсистемы начинают взаимодействовать друг с другом.

Наблюдение процесса намагничивания данных соединений требует использования сверхсильных магнитных полей (свыше 100 Тл), источником которых в данной работе служил магнитокумулятивный генератор МК-1 [2].

Исследованные образцы и методика эксперимента

В работе исследовались образцы, в виде порошков следующих составов: $Y_{2-x}Nd_xBaNiO_5$ ($x=0.04, 0.1, 0.2$) и Gd_2BaNiO_5 . Измерения намагниченности проводились на взрывном полигоне РФЯЦ-ВНИИЭФ. В качестве источника магнитного поля использовался «малый» магнитокумулятивный генератор МК-1 [3] с пиковым значением магнитной индукции ~ 600 Тл. Для охлаждения образцов использовался проточный гелиевый криостат, разработанный с учетом специфики работы генератора МК-1. Для регистрации производной магнитного поля использовался набор индукционных датчиков с различной чувствительностью, что позволило измерить индукцию магнитного поля с точностью

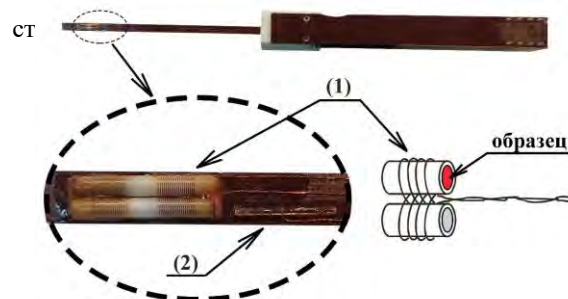


Рис. 1. Измерительный штук (вид сбоку) и схематичное изображение компенсационных датчиков: 1 – компенсационные датчики; 2 – индукционный датчик

Измерение намагниченности исследуемых образцов осуществлялось компенсационным и индукционным методами [4]. Датчик состоял из двух одинаковых катушек со встречной намоткой по отношению к внешнему магнитному полю (Рис. 1). Такой способ намотки позволяет значительно снизить суммарное электрическое напряжение между витками датчика, возникающее из-за больших скоростей изменения магнитного поля на последней стадии работы генератора. Сигнал, наводимый в компенсационных катушках состоит из «полезной» части и сигнала раскомпенсации катушек.

Результаты и обсуждение

Раскомпенсация катушек обуславливает наличие фонового сигнала, пропорционального производной магнитной индукции внешнего поля. Отклонение сигнала компенсационных катушек от фонового сигнала означает появление магнитного момента в образце. На Рис. 2 в качестве примера представлен сигнал компенсационного датчика с Gd_2BaNiO_5 и фоновая составляющая сигнала за счёт раскомпенсации датчика.

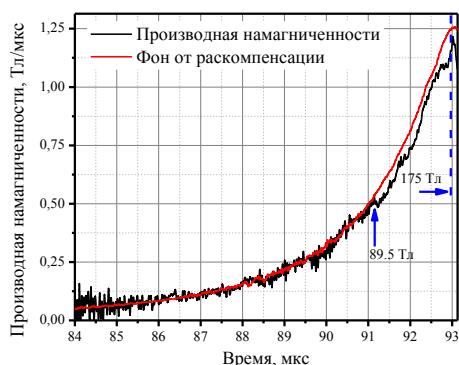


Рис. 2. Производная намагниченности Gd_2BaNiO_5 (красная линия) и фоновый сигнал (синяя линия)

Вблизи 91 мкс (89,5 Тл) наблюдается отклонение производной намагниченности от фонового сигнала.

Значительная производная магнитной индукции может сопровождаться существенным диамагнитным откликом образца.

Для исследования возможного вклада индукционных токов (проводимости материала) в дальнейшем предполагается выполнить измерения с порошками, залитыми эпоксидным компаундом.

Также планируется отказаться от использования внутреннего каскада, замедляющего развитие неустойчивостей в сжимающемся лайнере. Это позволит устранить помехи, сопровождающие работу каскада, в сигнале компенсационного датчика. Таким образом, в области магнитных полей свыше 180 Тл будет улучшена регистрация производной намагниченности.

Работы проводились в рамках научной программы Национального центра физики и математики.

Литература

1. J.F. DiTusa et al. // PRL, V.73, p.1857 (1994).
2. Г.В. Борисков и др. // УФН, Т.181, №4, С.441 (2011).
3. М.И. Долотенко, Магнитокумулятивные генераторы МК-1 сверхсильных магнитных полей: монография. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2015.
4. S. Takeyama et al. // J. Phys. E., V.21, pp. 1025–1028 (1988).

Измерение намагниченности $R_2Fe_{14}B$ в сверхсильном магнитном поле

А.И. Быков¹, С.В. Галанова¹, Р.В. Козабаранов^{1,4}, А.С. Коршунов¹, Н.В. Костюченко², Ю.Б. Кудасов^{1,4}, И.В. Макаров¹, Д.А. Маслов^{1,4}, М.П. Монахов¹, В.В. Платонов^{1,4}, П.Б. Репин¹, В.Д. Селемир¹, И.С. Стрелков¹, О.М. Сурдин^{1,4}, И.С. Терёшина³, А.В. Филиппов¹, А.К. Звездин²

¹ Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, г. Саров, Россия, 607188.

² Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), г. Долгопрудный, Россия, 141701.

³ Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, г. Москва, Россия, 119991.

⁴ Саровский физико-технический институт НИЯУ МИФИ, г. Саров, Россия, 607186.

* mossom1@rambler.ru, § yu_kudasov@yahoo.com

Выполнены измерения кривой намагничивания поликристаллических образцов $R_2Fe_{14}B$ ($R = Dy, Gd, Ho$) компенсационной методикой в магнитном поле до 600 Тл в магнитокумулятивном генераторе МК-1. Измерения проводились при температуре 5 К. В исследуемых образцах наблюдался переход в неколлинеарную фазу в магнитных полях от 100 Тл до 200 Тл.

Введение

$R_2Fe_{14}B$ и $R_2Fe_{14}BH_x$ — это ферримагнетики со сложной магнитной структурой (R — редкоземельный элемент). Наиболее известны постоянные магниты на основе $Nd_2Fe_{14}B$. Они являются самыми сильными и имеют широчайший спектр практического применения. Активно ведется поиск новых перспективных составов на их основе путем замещения (как в подрешетках R , так и Fe) и легирования легкими элементами (водородом, азотом и углеродом). Цель состоит в получении материалов с комплексом заранее заданных функциональных свойств [1], [2].

Анализ поведения намагниченности во внешнем магнитном поле дает ценную информацию о собственных магнитных параметрах материалов. Полный процесс намагничивания соединений с тяжелыми редкоземельными элементами может наблюдаться только в сверхсильных магнитных полях (свыше 100 Тл), создаваемых магнитокумулятивным генератором МК-1.

Исследованные образцы и методика эксперимента

В работе исследовались образцы, в виде порошков из ферримагнетиков следующих составов: $Gd_2Fe_{14}B$, $Gd_2Fe_{14}BH_{0,61}$, $Ho_2Fe_{14}B$, $Ho_2Fe_{14}BH_{1,67}$, $Nd_{0,5}Dy_{0,5}Fe_{14}B$, $Dy_2Fe_{14}B$. Измерения намагниченности проводились на взрывном полигоне РФЯЦ-ВНИИЭФ. В качестве источника магнитного поля использовался «малый» магнитокумулятив-

ный генератор МК-1 [3] с пиковым значением магнитной индукции ~ 600 Тл. Для охлаждения образцов использовался проточный гелиевый криостат, разработанный с учетом специфики работы генератора МК-1. Для регистрации производной магнитного поля использовался набор индукционных датчиков с различной чувствительностью, что позволило измерить индукцию магнитного поля с точностью 5 % во всем диапазоне работы генератора.

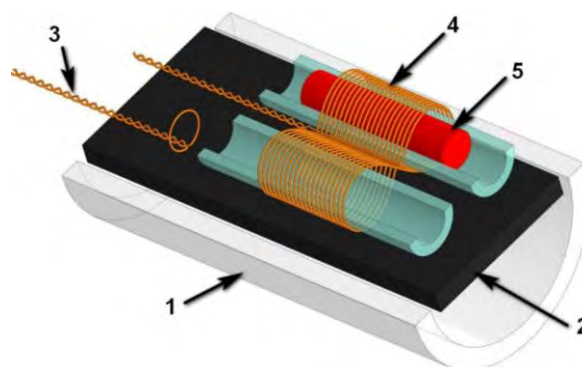


Рис. 1. 1 – стенка криостата, 2 – измерительный шток, 3 – индукционный датчик, 4 – компенсационный датчик, 5 – образец

Измерение намагниченности исследуемых образцов осуществлялось компенсационным и индукционным методами [4]. Датчик состоял из двух одинаковых катушек ($d = 2,8$ мм, $N = 20$) со встречной намоткой по отношению к внешнему магнитному полю (Рис. 1). Такой способ намотки позволяет значительно снизить суммарное электрическое напряжение между витками датчика, возникающее из-за больших скоростей изменения магнитного

поля на последней стадии работы генератора. Сигнал, наводимый в компенсационных катушках, состоит из «полезной» части и сигнала раскомпенсации катушек.

Результаты и обсуждение

На Рис. 2 в качестве примера представлен сигнал компенсационного датчика с $\text{Nd}_{0,5}\text{Dy}_{0,5}\text{Fe}_{14}\text{B}$ и фоновая составляющая сигнала за счёт раскомпенсации датчика.

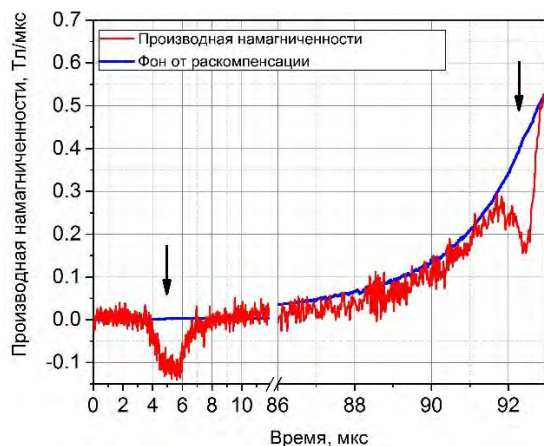


Рис. 2. Производная намагниченности $\text{Nd}_{0,5}\text{Dy}_{0,5}\text{Fe}_{14}\text{B}$ (красная линия) и фоновый сигнал (синяя линия)

Отчетливо видны две особенности (на Рис. 2 они обозначены стрелками): пики с 3,7 по 7,0 мкс (от 0 до 0,951 Тл) и с 91,7 по 92,8 мкс (от 107 до 163 Тл). Первая из этих особенностей связана с ориентацией суммарного магнитного момента вдоль внешнего магнитного поля при сохранении коллинеарной ферромагнитной структуры. Вторая — это переход в угловую фазу (спин-флип переход) и затем постепенное схлопывание магнитных подрешеток (спин-флип переход). Интегрирование разности между фоновым и полезным сигналом дает зависимости намагниченности от времени в области двух переходов. На Рис. 3 и Рис. 4 они представлены в магнетонах Бора на формульную единицу. Изменение намагниченности на формульную единицу в первом переходе составило 11 μ_B , во втором переходе — 7,3 μ_B .

Отметим, что в образцах $\text{R}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ наблюдался диамагнитный отклик за счёт индукционных токов, что связано с ощутимой электропроводностью образцов (~ 1 % от проводимости меди при комнатной температуре в кристаллической фазе и примерно в 3 раза меньшее значение в порошках). Для устранения этого эффекта в дальнейшем предлагается смешивать порошки с оксидным компаундом.

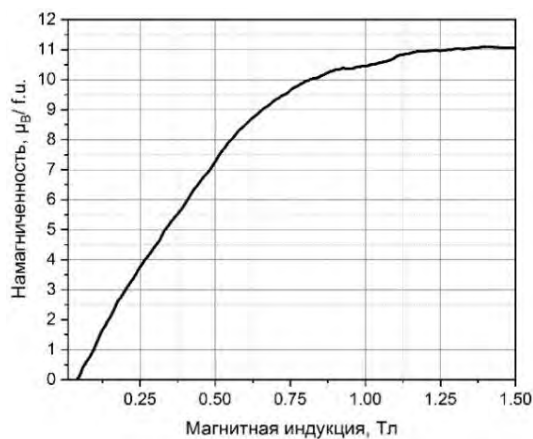


Рис. 3. Степень намагниченности в слабом магнитном поле в $\text{Nd}_{0,5}\text{Dy}_{0,5}\text{Fe}_{14}\text{B}$

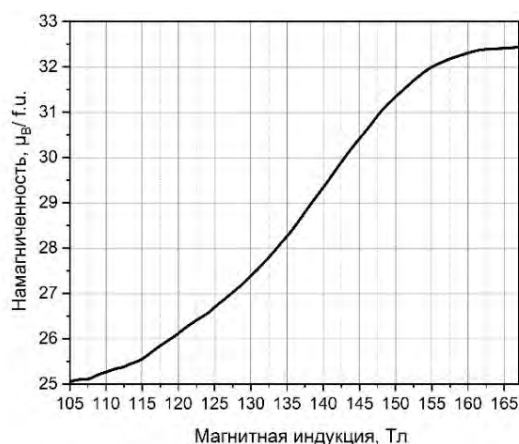


Рис. 4. Степень намагниченности в сильном поле, связанная с переходом в неколлинеарную фазу и схлопыванием магнитных подрешеток в $\text{Nd}_{0,5}\text{Dy}_{0,5}\text{Fe}_{14}\text{B}$

Работы проводились в рамках научной программы Национального центра физики и математики.

Литература

1. N.V. Kostyuchenko *et al.* // *IEEE Trans. Magn.*, vol. 57, no. 2, 2021, doi: 10.1109/TMAG.2020.3014664.
2. N.V. Kostyuchenko *et al.* // *Phys. Rev. Mater.*, vol. 5, no. 7, p. 074404, Jul. 2021, doi: 10.1103/PhysRevMaterials.5.074404.
3. М.И. Долотенко, Магнитокумулятивные генераторы МК-1 сверхсильных магнитных полей: монография. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2015.
4. S. Takeyama *et al.* // *J. Phys. E.*, vol. 21, no. 11, pp. 1025–1028, 1988, doi: 10.1088/0022-3735/21/11/004.

Циркулярно-поляризованная электролюминесценция спиновых светодиодов с ферромагнитным инжектором GaAs:Fe

М.В. Веды*, М.В. Дорохин, В.П. Лесников, П.Б. Дёмина, А.В. Здоровейцев,
Ю.А. Данилов, А.В. Кудрин, О.В. Вихрова

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 GaAs:Fe в качестве функционального слоя для применения в спинтронике, а именно в качестве ферромагнитного инжектора в спиновом светоизлучающем диоде. Были исследованы люминесцентные и вольт-амперные характеристики, а также температурная зависимость степени циркулярной поляризации электролюминесценции спинового светодиода с инжектором GaAs:Fe.

Введение

На сегодняшний день спинтроника является одним из важнейших направлений развития науки и техники в мире. Простым, но в то же время одним из наиболее перспективных приборов спинтроники является спиновый светоизлучающий диод (ССИД), который представляет собой источник циркулярно-поляризованной люминесценции. Принцип работы такого прибора заключается в инжекции спин-поляризованных носителей из ферромагнитного материала в светоизлучающую гетероструктуру, где в дальнейшем происходит рекомбинация носителей с испусканием частично циркулярно-поляризованного излучения. Разбавленные магнитные полупроводники (РМП) являются одним из возможных материалов для использования в качестве ферромагнитных инжекторов в ССИД. На сегодняшний день наиболее изученный среди РМП материал (Ga,Mn)As сохраняет ферромагнитные свойства только до 200 К, соответственно, устройства спинтроники на основе этого материала будут функционировать только до 200 К [1]. Поэтому задача повышения температуры Кюри для РМП является актуальной в технологии спинтроники. В последние годы множество исследований посвящено сильному легированию материалов A^3B^5 атомами Fe. В частности в [2] методом импульсного лазерного осаждения (ИЛО) были получены тонкие слои РМП GaAs:Fe с содержанием Fe 20 %. Впервые было показано, что температура Кюри такого материала превышает 300К.

Методика эксперимента

Исследуемые образцы были сформированы в несколько этапов. На первом этапе полупроводниковая часть структуры выращивалась методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении. На подложке p-GaAs последовательно формировались следующие слои: буферный слой p-GaAs, квантовая яма $In_{0.2}Ga_{0.8}As$ и спейсерный слой i-GaAs толщиной 120 нм. В спейсерном слое на расстоянии 20 нм от поверхности был нанесён дельта-слой Si. Ранее [3] было показано, что защитный слой диэлектрика MgO, нанесённый между слоями GaAs и A^3B^5 :Fe позволяет улучшить качество гетероперехода.

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 GaAs:Fe. Следует отметить, что технологические параметры формирования слоя GaAs:Fe аналогичны таковым в работе [2]. На завершающем технологическом этапе для создания диодной структуры на поверхность наносился металлический контакт на основе золота, и формировались мезаструктуры диаметром 500 мкм. Омический In контакт к подложке формировался методом искрового вжигания.

Общая схема исследуемого спинового светодиода представлена на рисунке 1.

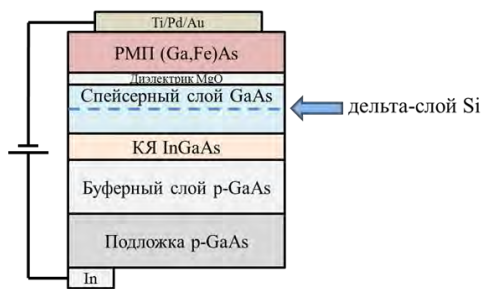


Рис. 1. Схема исследуемой структуры

Для исследований электролюминесценции (ЭЛ) на образец подавалось прямое смещение, излучение регистрировалось со стороны подложки. При внесении структуры в магнитное поле излучение становится частично циркулярно-поляризованным. Степень циркулярной поляризации ЭЛ рассчитывалась 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 и вольт-амперные характеристики (ВАХ) измерялись в диапазоне температур 10 К–300 К.

Результаты и обсуждение

Из рисунка 2 видно, что ВАХ имеют выпрямляющий характер. Поскольку GaAs:Fe обладает электронной проводимостью [2], в исследуемой гетероструктуре формируется p-n переход.

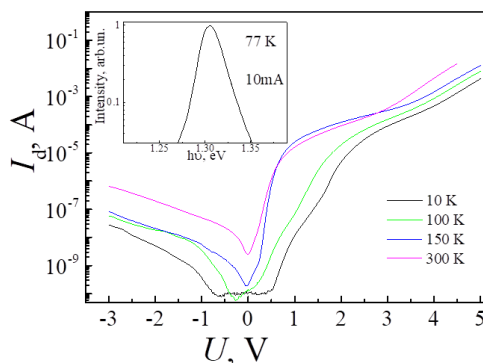


Рис. 2. ВАХ исследуемого образца при различных температурах. На вставке – спектр ЭЛ

На вставке к рис. 2 приведён спектр ЭЛ исследуемого образца, на котором наблюдается один доминирующий пик при ~ 1.31 eV, соответствующий основному переходу в КЯ.

Магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации ЭЛ ($P_{EL}(B)$) представлены на рисунке 3. При температурах 10, 50 и 75 К на зависимости $P_{EL}(B)$ присутствует петля

гистерезиса, при увеличении температуры выше 75 К петля гистерезиса полностью пропадает. Максимальная величина степени циркулярной поляризации, связанная с насыщением намагниченности, составляет ~ 0.4 % и слабо зависит от температуры измерений в диапазоне (10 - 300 К).

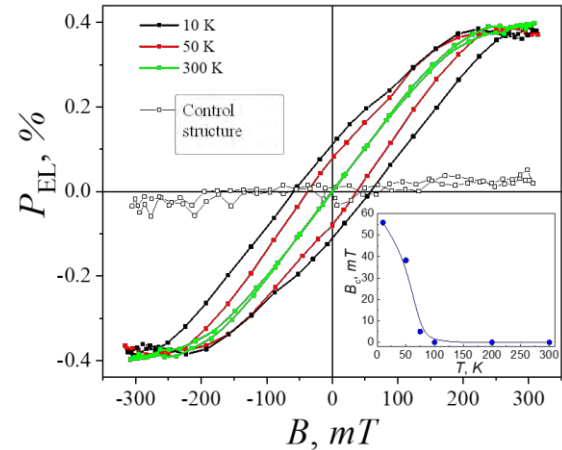


Рис. 3. Магнитополевые зависимости P_{EL} исследуемого образца при различных температурах, а также контрольной структуры (без инжектора GaAs:Fe) при температуре 10 К. На вставке показана зависимость величины коэрцитивного поля от температуры

Такой вид магнитополевой зависимости степени циркулярной поляризации, вероятно, связан с магнитными свойствами GaAs:Fe и обусловлен инжекцией спин-поляризованных электронов из РМП. С ростом температуры интенсивность ЭЛ монотонно уменьшается. Тем не менее, величина степени циркулярной поляризации исследованного образца не зависит от температуры измерений. Кроме того, во всём диапазоне температур насыщение зависимости поляризации наблюдалось при одинаковых значениях магнитных полей $\sim \pm 200$ мТ. На основании полученных результатов мы предполагаем, что температура Кюри для ферромагнитного инжектора GaAs:Fe превышает 300 К, что хорошо согласуется с результатами, полученными ранее в работе [2].

Работа выполнена при поддержке гос. задания (проект 075-03-2020-191/5).

Литература

1. Chen L., *et al.* // Nano Lett., **11**, P. 2584 (2011).
2. Kudrin A. V., *et al.* // Semicond. Sci. Technol., **35**, P. 125032 (2020).
3. M. V. Ved, *et. al.* // Phys.: Conf. Ser., **1410**, P. 012053 (2019).

Влияние импульсного лазерного отжига на свойства слоев (Ga,Mn)As различной толщины

О.В. Вихрова^{1,*}, Ю.А. Данилов¹, М.В. Дорохин¹, Б.Н. Звонков¹, И.Л. Калентьева¹, Ю.М. Кузнецов¹, А.В. Кудрин¹, А.Е. Парафин², П.А. Юнин², Д.В. Данилов³

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.

4 Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., 13Б, Санкт-Петербург, 199034.

*vikhrova@nifti.unn.ru

Исследованы GaAs-структуры со слоем магнитного полупроводника (Ga,Mn)As толщиной от 150 до 400 нм, сформированным комбинацией методов импульсного лазерного нанесения и послеростового импульсного лазерного отжига. Обнаружено, что лазерный отжиг оказывает значительное влияние на свойства тонких (~ 150 нм) слоев (Ga,Mn)As и приводит в итоге к дополнительной активации введенной примеси, увеличению температуры Кюри и воздействию на кластеры второй фазы (MnAs), которые могут присутствовать в слоях большей толщины и при более высоком содержании магнитной примеси.

Перспективным для создания ферромагнитных материалов на основе соединений A^3B^5 является метод импульсного лазерного нанесения (ИЛН) в вакууме или газовой атмосфере. Особый интерес представляет комбинация методов ИЛН и послеростового импульсного лазерного отжига (ИЛО). Ранее были опубликованы предварительные результаты для слоев (Ga,Mn)As, полученных методом импульсного лазерного нанесения [1], где впервые применялся ИЛО, и было показано повышение температуры Кюри и увеличение концентрации дырок. В настоящей работе исследованы модифицированные импульсным лазерным отжигом структуры со слоем (Ga,Mn)As различной толщины.

Методика эксперимента

Структуры изготовлены комбинированным методом МОС-гидридной эпитаксии и ИЛН и содержали последовательно выращенные буферный слой GaAs толщиной ~ 0.5 мкм (температура выращивания $T_g = 600^\circ\text{C}$) и слой (Ga,Mn)As ($T_g = 330^\circ\text{C}$) толщиной (d) 150 - 400 нм. Образцы подвергались воздействию импульса эксимерного KrF лазера LPX-200 с плотностью энергии 300 мДж/см^2 . Кристаллическое качество и фазовый состав образцов исследованы методами рентгеновской дифракции (РД) и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Намагниченность при комнатной температуре измерялась магнитометром с переменным градиентом поля. Гальваномагнитные свойства исследованы с помощью гелиевого криостата замкнутого цикла в магнитном поле $\pm 3600 \text{ Э}$ при 10 - 300 К.

Результаты и обсуждение

Изучение структуры слоев (Ga,Mn)As показало наличие фазовых включений, отличающихся по параметрам кристаллической решетки от GaAs. Полученные спектры РД исходных образцов содержат помимо пиков, характеризующих слой (Ga,Mn)As, дополнительные пики, обусловленные присутствием кластеров соединения MnAs, имеющего гексагональную решетку.

После ИЛО характер изменения спектров РД зависит от толщины слоя (Ga,Mn)As. Так, для слоя $d = 150 \text{ нм}$ в спектре отожженного образца не видны пики, связанные с фазой MnAs, а в спектре отожженного более толстого слоя (Ga,Mn)As (400 нм) пики от кластеров MnAs хотя и снижаются по интенсивности, но сохраняются. Изображения ПЭМ исходных образцов подтвердили наличие фазовых включений с кристаллической решеткой, отличающейся от решетки (Ga,Mn)As, а также продемонстрировали зависимость модификации кластеров при ИЛО от толщины слоя (Ga,Mn)As. Для слоя (Ga,Mn)As с $d = 150 \text{ нм}$ ИЛО способствует растворению включений и улучшению кристаллического качества слоя (рис.1). При более толстом слое (Ga,Mn)As кластеры частично модифицируются, но сохраняются.

Исследования магнитных свойств при 300 К исходных и отожженных образцов (Ga,Mn)As показали корреляцию в поведении намагниченности (M) с данными структурных исследований. Так, для слоя

(Ga,Mn)As с $d = 150$ нм наблюдался переход от нелинейной зависимости $M(H)$ с петлей гистерезиса для исходного образца (вследствие присутствия включений MnAs, ферромагнитного при 300 К) к линейной зависимости для отожженного образца. Напротив, в случае (Ga,Mn)As с толщиной слоя 200 нм и более нелинейная зависимость $M(H)$ с петлей гистерезиса сохранялась после ИЛО, что указывало на присутствие ферромагнитных MnAs включений.

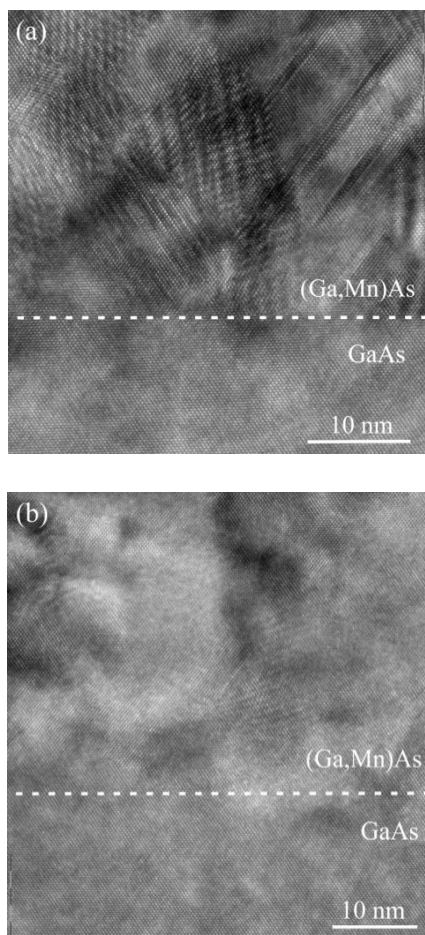


Рис. 1. Изображения ПЭМ высокого разрешения исходного (а) и отожженного лазером (б) образцов со слоем (Ga,Mn)As толщиной ~ 150 нм

Исходные и отожженные образцы демонстрируют дырочный тип проводимости и линейную зависимость сопротивления Холла от магнитного поля при 300 К. Очевидно, магнитные свойства кластеров MnAs не оказывают влияния на перенос носителей в слое (Ga,Mn)As при комнатной температуре. Вместе с тем для отожженных образцов наблюдалось значительное снижение слоевого сопротивления структур, обусловленное, главным образом, существенным возрастанием концентрации (p) дырок. Так, для исходного образца (Ga,Mn)As с $d = 150$ нм $p \sim 1 \times 10^{20}$ см $^{-3}$, а после ИЛО $p \sim 4 \times 10^{20}$ см $^{-3}$.

Подвижность носителей была низкой ($2 - 4$ см 2 /В·с) и существенным образом не изменялась при ИЛО.

Для отожженных образцов наблюдалось значительное снижение (по сравнению с исходными) слоевого сопротивления во всем диапазоне температур измерения (10 - 300 К), увеличение температуры Кюри (от 30 - 40 К до ~ 100 К), ниже которой образцы показывали нелинейные (с петлей гистерезиса) магнитопольевые зависимости сопротивления Холла и отрицательное магнетосопротивление с участками анизотропного магнетосопротивления.

Излучение эксимерного лазера поглощается в приповерхностном (5 - 10 нм) слое (Ga,Mn)As, а образующееся тепло распространяется в полупроводниковую структуру в процессе ИЛО. Полученные расчётные значения распределения температуры показали [2], что в приповерхностном тонком слое (Ga,Mn)As (10 - 20 нм) температура вследствие поглощения лазерного излучения может быть близка к температуре плавления GaAs (1515 К). Температура плавления соединения MnAs эквимолярного состава составляет 1209 К [3]. Таким образом, при ИЛО возникают условия, когда температура в области слоя (Ga,Mn)As значительно превышает это значение и поэтому можно ожидать, что включения MnAs с более низкой температурой плавления, чем матрица, могут значительным образом модифицироваться. Следовательно, чем тоньше слой (Ga,Mn)As, тем больше вероятность существенной трансформации кластеров MnAs на всей толщине слоя. Под модифицированием можно понимать частичный или полный распад включений MnAs, диффузию марганца в полупроводниковую матрицу, встраивание атомов марганца в положение замещения атомов галлия, вследствие чего возрастает концентрация дырок и регистрируется значительное уменьшение слоевого сопротивления отожженных образцов.

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант № 19-19-00545).

Литература

1. О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков *и др.* // ФТТ, Т. 59, 2130 (2017).
2. О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков *и др.* // ФТТ, Т. 63, 346 (2021).
3. J. Paity // Kristall Technik, V. 7, 999 (1972.)

Магнитоэлектрические эффекты в мультиферроиках со структурой перовскита

З.В. Гареева¹, А.К. Звездин², С.М. Чен³,

¹ Институт Физики Молекул и Кристаллов Уфимского Научного Центра Российской Академии Наук, просп. Октября, 151, Уфа, 450075.

² Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской Академии Наук, ул. Вавилова 38, Москва, 119991.

³ Laboratory of Dielectric Materials, Zhejiang University, Hangzhou, People's Republic of China, 310027.

zukhragzv@yandex.ru

В работе исследованы механизмы магнитоэлектрических эффектов в мультиферроиках с прафазой перовскита на примере феррита висмута, редкоземельных ортохромитов и структур Раддлесдена - Поппера, акцентируя внимание на связи кристаллографических дисторсий с магнитными и сегнетоэлектрическими свойствами.

Введение

Мультиферроики, материалы, в которых одновременно реализуется магнитное и сегнетоэлектрическое упорядочение, представляют большой интерес для информационных технологий, большие перспективы связывают с использованием мультиферроиков в качестве буферных элементов логических устройств MESO [1], магнитной памяти (MRAM), а также элементов нейросетевых технологий.

Несмотря на большое число материалов, обладающих свойствами мультиферроиков, исследования в этой области продолжают расширяться, что связано как с необходимостью улучшения условий, необходимых для реализации магнитоэлектрических эффектов, так и интегрированием качеств мультиферроиков с топологическими свойствами материалов.

Отметим, что кристаллическая структура большинства известных материалов, в которых реализован магнитоэлектрический эффект, связана со структурой перовскита. Примерами могут служить классические мультиферроики типа феррита висмута, альтернативные мультиферроики типа ортоферритов, топологические материалы со свойствами мультиферроиков вида Mn - содержащих теллуридов висмута. Перечисленные материалы различаются симметрией кристаллической структуры, что проявляется в существенном различии их магнитоэлектрических свойств.

Цель предлагаемого исследования состоит в том, чтобы проиллюстрировать влияние кристаллогра-

фических дисторсий на магнитоэлектрические свойства мультиферроиков со структурой перовскита. В качестве примеров будут рассмотрены мультиферроики вида феррита висмута, редкоземельные ортохромиты, структуры Раддлесдена – Поппера, а также рассмотрены.

Магнитоэлектрические свойства

Феррит висмута BiFeO_3 имеет высокие температуры сегнетоэлектрического и магнитного упорядочения $T_C=820^\circ\text{C}$, $T_N=370^\circ\text{C}$, элементарная ячейка феррита висмута представляет собой удвоенную искаженную элементарную ячейку перовскита, кристаллическая структура BiFeO_3 описывается группой симметрии $R3c$. Проявление сегнетоэлектрических и магнитных свойств BiFeO_3 связано с кристаллографическими дисторсиями - смещением катионов Fe и Bi относительно равновесных положений в структуре перовскита, вращением и деформацией кислородных октаэдров, определяемых структурными параметрами порядка ζ_{Bi} , Ω , ζ_O

$$P = \frac{4e}{V} (3\zeta_{Bi} - 4\zeta_{O1} - 2\zeta_{O3}),$$

P – спонтанная электрическая поляризация, e – элементарный заряд, V – объем элементарной ячейки.

$$M = Va^2 [\Omega \times L] / 6J$$

M – вектор намагниченности, L – антиферромагнитный вектор, J – константа обменного взаимодействия.

BiFeO_3 является собственным сегнетоэлектриком, с высокими значениями электрической поляризации $P \sim 50\text{--}100 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ и слабым ферромагнетиком с

магнитным упорядочением G-типа, при температурах от -196°C вплоть до температуры Нееля $T_N=370^{\circ}\text{C}$ в феррите висмута реализуется циклоидальная антиферромагнитная структура, которая разрешена симметрией.

Редкоземельные ортоферриты/ортохромиты $R\text{Fe}/\text{CrO}_3$, также, как и феррит висмута имеют искаженную структуру перовскита, кристаллическая симметрия описывается группой D_{2h}^{16} . При обычных условиях в $R\text{Fe}/\text{CrO}_3$ отсутствует электрическая поляризация. Однако, действие внешнего электрического поля приводит к появлению электрической поляризации в этих материалах. Проявление сегнетоэлектрических и магнитных свойств $R\text{Fe}/\text{CrO}_3$ связано с кристаллографическими дисторсиями, определяемыми структурными параметрами порядка, которыми являются полярный параметр порядка $d_q=qr_p$, определяющий дипольный момент и аксиальные вектора Ω_i , связанные с вращением октаэдров CrO_6 вокруг катионов Cr^{3+} , где q – заряд иона,

$$\mathbf{r}_q = \frac{\left(+\frac{3}{8}e \right) \sum_{i=1}^8 \mathbf{r}_{R_i} + \left(-\frac{2}{2}e \right) \sum_{i=1}^6 \mathbf{r}_{O_i}}{\left| 8 \cdot \left(+\frac{3}{8}e \right) + 6 \cdot \left(-\frac{2}{2}e \right) \right|}$$

e – элементарный заряд электрона, \mathbf{r}_{R_i} – радиус-вектор, определяющий положение i -го РЗИ относительно центрального иона (Cr^{3+}), \mathbf{r}_{O_i} – радиус-вектор, определяющий положение i -го иона O^{2-} в октаэдре CrO_6 относительно Cr^{3+} . Пользуясь методами симметричного анализа, можно показать, что в окрестности ионов Cr^{3+} формируются электро-дипольные моменты, которые в отсутствие внешних воздействий образуют антисегнетоэлектрически – упорядоченную структуру (Рис.1). Внешние воздействия, такие как электрическое поле, механические деформации, приводят к развущению антисегнетоэлектрического упорядочения и появлению сегнетоэлектрической поляризации в данных структурах.

В работе обсуждаются основные механизмы магнитоэлектрических эффектов в структурах Раддлсдена – Поппера (РП), $A_{n+1}B_nC_{3n+1}$, которые пред-

ставляют собой гомологический ряд перовскитов, в котором блоки ABO_3 перовскитов чередуются с блоками со структурой АО на примере структур вида $\text{Ca}_3\text{Mn}_2\text{O}_7$.

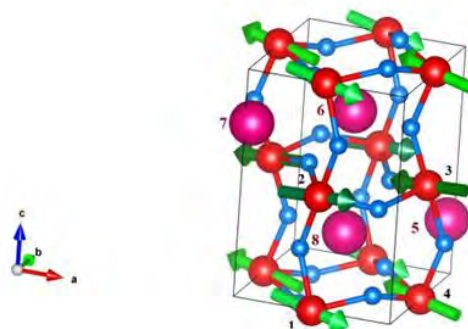


Рис. 1. Структура электро-дипольных моментов в элементарной ячейке RCrO_3

При изменении температуры в структурах РП наблюдаются структурные фазовые переходы, при этом при температурах Кюри в них реализуется сегнетоэлектрическое упорядочение.

Структурные переходы вида $I4/mmm \rightarrow Cmcn/Cmca/F2mm \rightarrow Cmc2_1$ реализуются в $\text{Ca}_3\text{Mn}_2\text{O}_7$, при температуре $T_C \sim 280\text{K}$ имеет место переход в сегнетоэлектрическую фазу, при температурах ниже температуры Нееля $T_N \sim 134\text{K}$ в них реализуется антиферромагнитное (АФМ) упорядочение. На основе применения методов симметричного анализа можно показать, что в структурах РП возможно проявление магнитоэлектрических эффектов.

Магнитоэлектрические эффекты, реализуемые в гибридных мультиферроидных структурах с сильной спин – орбитальной связью, также являются предметом обсуждения данной работы.

Работа поддержана грантами РФФИ 19-52-80024, National Natural Science Foundation of China (Grant #51961145105), проектом MN-8/1356, 09.20/2021.

Литература

1. S. Manipatruni, D.E. Nikonov, C.C. Lin, *et al.* // Nature, V. 565, 35 (2019).

Преобразование магнитного момента в гетерофазном наномагнетике GdFeCo/IrMn вблизи точки компенсации ферримагнетика

В.С. Горнаков^{1*}, И.В. Шашков¹, Ю.П. Кабанов¹, О.В. Коплак²

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

² Институт проблем химической физики РАН, проспект академика Семенова, 1, Черноголовка, 142432.

*gornakov@issp.ac.ru

Изучено влияние поля насыщения при охлаждении и поля регистрации на магнитный момент в ферримагнитной плёнке GdFeCo обменно-связанной с антиферромагнетиком IrMn в широком диапазоне температур. Проведено прямое экспериментальное изучение кинетики преобразования доменной структуры и гистерезисных свойств вблизи точки компенсации T_K в многослойной структуре Ta/Pt/GdFeCo/IrMn/Pt с перпендикулярной магнитной анизотропией. Показано, что движение доменных границ при температурах ниже и выше T_K существенно отличается. Выявлена асимметрия скорости границ от направления магнитного поля.

Введение

Исследования магнитных гетероструктур с перпендикулярной анизотропией, обеспечивающих сверхбыстрое переключение намагниченности в них с помощью импульсов фемтосекундных лазеров получили в последнее время широкое распространение. Наиболее перспективными для использования в сверхбыстродействующих элементах спинтроники являются интерметаллические ферримагнитные (ФМ) плёнки «редкая земля (RE)-переходный металл (TM)». При этом наибольшее развитие получили исследования пленок GdFeCo [1]. Менее изученными являются ферримагнитные плёнки, обменно связанные с антиферромагнитным (АФМ) слоем [2]. В таких гетероструктурах ориентация спинов ферромагнитного слоя вблизи интерфейса зафиксирована распределением спинов в антиферромагнетике, благодаря чему в них формируется однонаправленная (обменная) анизотропия, которая характеризуется появлением поля обменного смещения H_{EX} петли гистерезиса вдоль оси магнитного поля H и увеличением коэрцитивной силы H_C . [3, 4] Зависимость гистерезисных характеристик в таких гетероструктурах от температуры в значительной степени определяется преобразованием доменной структуры ферримагнитного слоя, обладающего сильной температурной зависимостью намагниченности и, как правило, температурой компенсации T_K . При этом спиновая динамика вблизи T_K зависит как от распределения магнитных моментов в слоях гетероструктуры, так и от доменной структуры в них и её преобразования при перемагничивании за счет зарождения доменов новой фазы и движения

доменных границ (ДГ). В настоящей работе приведены результаты экспериментального изучения влияния условий охлаждения-нагрева ферримагнитной плёнки GdFeCo, обменно-связанной с антиферромагнетиком IrMn, на намагниченность. в широком диапазоне температур, а также исследование динамических свойств доменных стенок вблизи температуры компенсации

Экспериментальная часть

Гетероструктура Ta/Pt/Gd_{21.6}Fe_{67.8}Co_{10.5}/Ir₂₀Mn₈₀/Pt была выращена магнетронным напылением на стеклянной подложке размером (5x5)мм². Макроскопические петли гистерезиса и зависимости намагниченности от температуры были получены с помощью СКВИД-магнитометра MPMS 5XL Quantum Design при температуре T от 2К до 300К. в диапазоне магнитных полей μ_0H от -1Тл до +1Тл, ориентированных параллельно оси однонаправленной анизотропии. Перемагничивание образцов в магнитном поле $-0,1Тл < \mu_0H < +0,1Тл$ было исследовано с использованием магнитооптического (МО) эффекта Керра в оптическом криостате в диапазоне температур 80К ÷ 300К.

Результаты и обсуждение

Зависимость магнитного момента M двухфазной плёнки GdFeCo/IrMn от температуры в значительной мере зависит как от величины и ориентации магнитного поля при охлаждении образца H_{OHL} , так и от тестового поля $H_{ИЗМ}$, которое необходимо при изменениях с использованием СКВИД-магнитометра (Рису-

нок 1). Приложение к гетероструктуре полей H_{OxL} и $H_{Изм}$ с разными знаками приводит практически к линейной зависимости магнитного момента от температуры. Отклонение от линейности при самых низких температурах обусловлено парамагнитным вкладом в регистрируемый сигнал и не влияет на зависимость $M(T)$ при T больше $\sim 60K$.

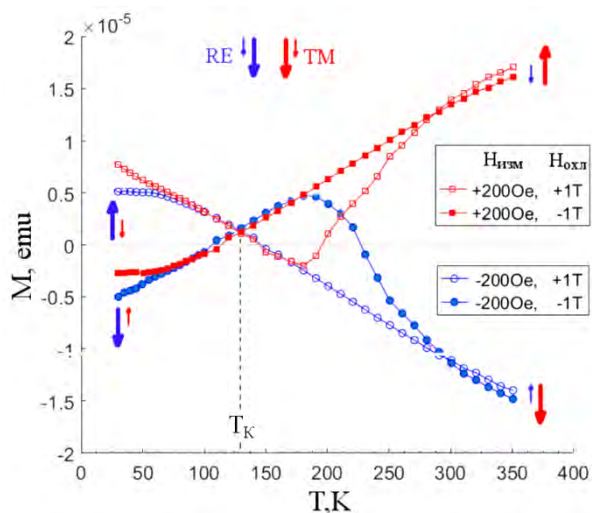


Рис. 1 Зависимость намагниченности образца от температуры при различных условиях его охлаждения-нагрева

Совершенно другой характер имеет зависимость $M(T)$ при приложении к гетероструктуре полей H_{OxL} и $H_{Изм}$ с одинаковыми знаками. Эта зависимость является практически линейной в области температуры компенсации $T_K=127K$ независимо от того в каком поле H_{OxL} происходило охлаждение и при каком поле $H_{Изм}$ осуществлялось измерение. Однако при температуре $\sim 180K$ характер зависимости резко изменялся. (Рисунок 1). Ход зависимости плавно менялся на противоположный.

Из анализа МО измерений распределения намагниченности при изменении температуры следует, что в области температур от $\sim 190K$ до $\sim 250K$ в случае с полями H_{OxL} и $H_{Изм}$ одинаковых знаков происходит переключение намагниченности за счет неоднородного зарождения доменов новой фазы и движения их границ под действием поля $H_{Изм}$. Такое явление связано с зависимостью коэрцитивного поля от температуры [5]. Установлено, что при приближении температуры к точке компенсации, коэрцитивное поле H_C растёт и претерпевает разрыв вблизи T_K . (Рисунок 2). Благодаря изменению полярности M при $T > T_K$ и уменьшению поля H_C с уменьшением температуры, в локальных местах пленки величина поля $H_{Изм}$ начинает превышать

H_C , и, как следствие, возникают перемангнитненные области.

В случае, когда поля H_{OxL} и $H_{Изм}$ были разных знаков подобного преобразования намагниченности, не наблюдалось. Наблюдаемые различия в зависимостях $M(T)$ при различных значениях полей H_{OxL} и $H_{Изм}$ связаны с влиянием антиферромагнетика на распределение магнитных моментов до охлаждения и в процессе нагрева.

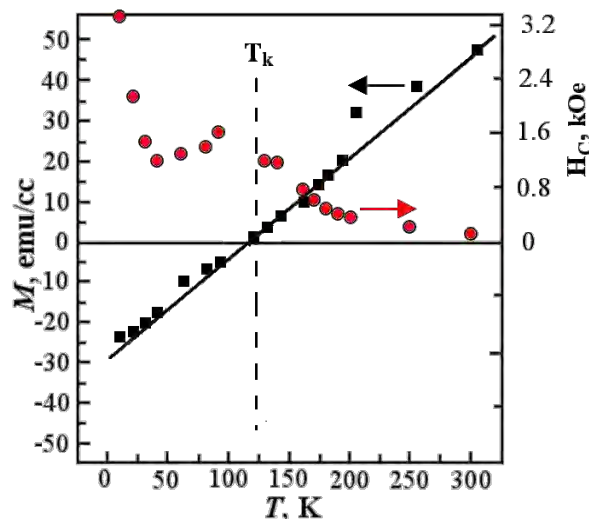


Рис. 2. Температурная зависимость магнитного момента и коэрцитивной силы в гетероструктуре

Анализ экспериментальных данных, полученных при визуализации доменной структуры с использованием эффекта Керра вблизи температуры компенсации показывает, что перемангнитнение гетероструктуры происходит через зарождение доменов и движение гибридных FM/AFM доменных стенок.

Показано, что при $T > T_K$ переключение образца из основного состояния в новое метастабильное состояние происходит с образованием спиновой пружины в $IrMn$, а при $T < T_K$, наоборот, переключение происходит из метастабильного состояния в основное.

Установлено, что обменное взаимодействие на интерфейсе между ионами $Fe-Co$ FM-слоя и ионами $IrMn$ AFM-слоя остаётся неизменным при прохождении T через точку компенсации T_K .

Литература

1. A. Kirilyuk, A. V. Kimel, T. Rasing, Rep. Prog. Phys., V. 76, 026501 (2013).

2. P. Vallobra, T. Fache, Y. Xu, *et al.* // Phys. Rev. B, V. 96, 144403 (2017).
3. D. Mauri, H. C. Siegmann, P. S. Bagus, and E. Kay, J. Appl. Phys., V. 62, 3047 (1987).
4. C. L. Chien, V. S. Gornakov, V. I. Nikitenko, *et al.* // Phys. Rev. B, V. 68, 014418 (2003).
5. О. В. Коплак, В. С. Горнаков, Ю. П. Кабанов, *et al.* // Письма в ЖЭТФ, V. 109, 753 (2019).

О природе донорных электронов и спиновой диффузии в 3D Дираковском полуметалле

Ю.В. Горюнов *

КФТИ – обособленное структурное подразделение ФИЦ «Казанский научный центр РАН», ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029.

*gorjunov@kfti.knc.ru

Методом электронного спинового резонанса (ЭСР) установлено, что размещение примесных ионов Eu в 3D топологическом дираковском полуметалле α -Cd₃-As₂ происходит в позиции замещения ионов кадмия и позиции внедрения. При этом два валентных электрона европия поступают в валентную зону и практически не участвуют в проводимости. Увеличение примесной проводимости и смена знака магнетосопротивления полуметалла, обуславливается специфической ролью третьего электрона европия, задействованного в спиновой диффузии по магнитным состояниям Eu²⁺ и образованием двух типов взаимопроникающих магнитных поляронов. Механизмы передачи спиновых состояний представляют несомненный интерес при создании устройств спинтроники.

Вопрос о механизмах обменного взаимодействия, в том числе косвенного, в топологических полуметаллах является, пожалуй, наиболее животрепещущим. Это и взаимодействие между собой носителей тока, электронов и дырок, это и взаимодействие примесей через носители тока, а также электрон - фононные и электрон - магнитные взаимодействия. В работе [1] было изучено влияние магнитной примеси европия на свойства α -Cd₃-As₂. В частности, было установлено, что легирование меняет характер магнетосопротивления, которое на фоне существенного увеличения концентрации электронов проводимости может быть связано с микромасштабным магнитным фазовым расслоением. Измерения магнитной восприимчивости и ЭСР указали на существование в материале двух магнитных фаз и двух типов магнитных ионов Eu²⁺, имеющих существенно различные g-факторы и размещенных в различных кристаллографических позициях. Характер косвенного обменного взаимодействия магнитных ионов Eu²⁺ в этих позициях, указал на то, что каждая из двух наблюдаемых магнитных фаз образована ионами Eu²⁺, размещенными в одинаковых кристаллографических позициях. Учитывая, что ионы Eu²⁺ размещены хаотически и маловероятно, что произошло их кристаллографическое упорядочение (хотя очевиден уход ионов из позиций большим химическим сжатием), то представляется неправдоподобным предполагать взаимодействие между собой ионов Eu²⁺, расположенных в позициях внедрения, минуя большее количество ионов Eu²⁺ в позициях замещения. Следует заметить, что ферромагнитный дальнедействующий характер модифицированного РККИ - взаимодействия, установленный в теоретических расчетах [2], подтверждается в эксперимен-

те [1]. В работах Аверкиева с соавторами [3] указывается на существование резонансного косвенного обменного взаимодействия между магнитными примесями в полупроводниках и графене, характер которого (АФМ или ФМ) определяется исключительно энергией локализованного состояния.

Обсуждение

Низкотемпературная тетрагональная модификация Cd₃As₂ [4] обладает пространственной группой симметрии I4₁cd и при легировании ~ 0.2 ат.% Eu имеет параметры решетки $a = 12,654(5) \text{ \AA}$, $c = 25,465(3) \text{ \AA}$ [1]. Кристаллическая ячейка состоит из 16 искаженных субъячеек антифлюоритового типа размером ~ 6,33 \AA , с Cd в тетраэдрической координации и упорядоченными вакансиями Cd. В каждом см³ α -Cd₃As₂ содержится $2,564 \cdot 10^{20}$ кристаллических ячеек. Каждая ячейка содержит 96 ионов Cd²⁺ и 64 иона As³⁻ в стехиометрических позициях. Кроме того, тетраэдрические вакансии кристаллической ячейки формально могут содержать до 0,16 ионов Cd²⁺ или, при наличии примесей, ионов Eu²⁺. То, примерно 6 "лишних" ионов кадмия на ячейку. Однако электроны от этих ионов кадмия не попадают в зону проводимости, так как их концентрация на 2 порядка превышает концентрацию электронов в чистом образце. Для 0,2 ат.% Eu получаем $n = 8,2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, что близко к концентрации, измеренной в [1] $n_e = 2,2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, но указывает на значительный дефицит донорных электронов. Отсюда можно сделать вывод, что валентные электроны иона Eu²⁺, как и Cd²⁺, входят в валентную зону, а электроны, связанные с частичным переходом иона Eu²⁺ в Eu³⁺, являются источником электронов в зоне проводимости. Однако энергии удаления второго и

третьего электронов Eu из кристалла составляют 11,25 эВ и 24,7 эВ соответственно, и относительно близки к энергии удаления второго электрона у иона кадмия Cd -16,908 эВ. Эта разница энергий может быть скомпенсирована за счет разницы энергий упругих напряжений при переходе $\text{Eu}^{2+} \leftrightarrow \text{Eu}^{3+}$. Эти энергии различны для позиций внедрения и замещения. Выполнены оценки энергии напряжений решетки, вызванных ионами Eu^{2+} и Eu^{3+} в тетраэдрической координации ионов As^{3-} в приближении потенциала взаимодействия ионов Ленарда-Джонса [5]. Используемые для оценок исходные равновесные молекулярные структуры представляют собой: 1) тетраэдр из ионов As^{3-} с находящимся внутри ионом Cd^{2+} и 2) такой же тетраэдр из тех же ионов As^{3-} без иона Cd^{2+} . Полагаем, что при внедрении иона Eu^{2+} расстояния между ионами практически не изменяются, а геометрический параметр, определяющий положение минимума потенциала Ленарда-Джонса равен сумме радиусов ионов Eu^{2+} и As^{3-} или Eu^{3+} и As^{3-} . Из соотношения размеров ионов очевидно, что замена Cd^{2+} на Eu^{3+} почти эквивалентна, а замена Cd^{2+} на Eu^{2+} переводит ионную систему в положение, соответствующее сильному отталкиванию. Для позиции замещения энергия отталкивания 4 ионов As^{3-} составила 6,285 эВ. Аналогичный расчет проводится для междуузельной позиции. Полагая энергетический параметр потенциала Ленарда-Джонса одинаковым для всех связей в описываемой молекулярной структуре, находим, что уменьшение геометрического параметра связей внутреннего иона приводит к разгрузке связей этого иона с ионами As^{3-} и также нагрузке на сжатие связей между ионами As^{3-} . В этом случае получаем энергию упругих напряжений, обусловленных внедрением иона Eu^{2+} в междуузле, 14,8 эВ. Для иона Eu^{3+} эти энергии составляют: -0,065 эВ (вместо +6,285 эВ для Eu^{2+}), 0,78 эВ (14,8 эВ для Eu^{2+}). В последнем случае такое же значение для использованных значений радиуса иона Cd^{2+} оказывается равным 0,95 эВ. Поскольку это значение меньше, чем для иона Eu^{3+} (0,78 эВ), то иону европия энергетически невыгодно находиться в состоянии Eu^{3+} . Предполагая, что валентные электроны Cd определяют дно зоны проводимости, находим, что для переноса третьего электрона европия на этот уровень требуется энергия около 24,7—16,908 ~7,792 эВ. Эта энергия несколько превышает энергию решетки, выделяющуюся при изменении валентного состояния иона европия в положении замещения, и значительно

меньше, чем в междуузельном положении. В связи с этим времена жизни иона в магнитном состоянии и его эффективные намагниченности в этих положениях существенно различаются. Электрон, испускаемый в соответствующей позиции магнитным ионом Eu^{2+} , в силу законов сохранения передает энергию и угловой момент иону Eu^{3+} , находящемуся в той же кристаллической позиции, и, будучи принятым им, восстанавливает магнитное состояние образовавшегося иона Eu^{2+} . Поскольку в топологическом полуметалле обратное рассеяние испускаемых электронов проводимости подавлено, они переносят магнитное состояние прекратившего свое существование примесного иона Eu^{2+} на образующийся ион Eu^{2+} в другой такой же кристаллографической позиции.

Заключение

Таким образом, учитывая результаты упомянутых работ, приходим к следующему механизму спиновой диффузии по каждому из ансамблей ионов Eu^{2+} : Ион Eu^{2+} вследствие сильного химического сжатия отдает третий электрон в зону проводимости, на уровень, определяемый степенью этого сжатия и фононом, возникающим при изменении размера иона Eu при переходе из состояния Eu^{2+} в состояние Eu^{3+} . Этот электрон, состояние которого в зоне проводимости топологически защищено, преодолевает расстояние до другого иона Eu^{3+} с той же степенью химического сжатия и, поглощая сопряженный фонон, восстанавливает спиновое состояние иона Eu^{2+} .

Литература

1. Yu. V. Goryunov, A. N. Nateprov, Phys. Sol. St., 60, 68 (2018)
2. Hao-Ran Chang, Jianhui Zhou, et al., Phys. Rev. B 92, 241103(R) (2015)
3. I.V. Krainov, J. Debus, N.S. Averkiev, et al., Phys. Rev., 93, 235202 (2016)
4. S. Borisenko, Q. Gibson, D. Evtushinsky, V. Zabolotnyy, B. Büchner, R. J. Cava, Phys. Rev. Lett. 113, 027603 (2014)
5. C.Y. Maghfiroh, A. Arkundato, Misto, W. Maulina, J. Phys. Conf. Ser. 1491, 012022 (2020)

Топологические свойства и управление топологической фазой в магнетических кристаллах с пьезоэлектрическим слоем

А.А. Грачев^{1,*}, М. Mruczkiewicz², Е.Н. Бегинин¹, А.В. Садовников¹

¹ Лаборатория «Магнетические Метаматериалы», Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

² Institute of Electrical Engineering, Slovak Academy of Sciences, Dúbravská cesta, 9, Bratislava, Slovakia, 841 04.

*stij133@gmail.com

Выявлены закономерности трансформации спектра спин-волновых возбуждений в планарных одиночных и связанных магнетических кристаллах под действием упругих деформаций. С помощью экспериментальных и численных методов выявлены механизмы управления электрическим полем пространственных и передаточных характеристик дипольных спиновых волн в одиночном магнетическом кристалле с пьезоэлектрическим слоем и двух параллельно ориентированных магнетических кристаллах с пьезоэлектрическим слоем, размещенным на одном из них.

Введение

Исследование спин-волновых 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 [1]. Последние достижения в области создания микро- и наноразмерных магнетических структур на основе изоляционных материалов открывают перспективную альтернативу КМОП (комплементарная структура металл-оксид-полупроводник) технологиям при обработке сигналов. Использование для обработки сигналов магнетических сетей позволяет расширить функциональность элементарных узлов вычислительных систем, а также снизить энергопотребление [2,3].

Микро- и наноразмерные магнетические структуры выступают в качестве многообещающей базы для создания магнетических интегральных схем, что позволяет преодолеть ограничения КМОП-электроники. В качестве носителей информации в магнетических схемах могут быть использованы квазичастицы, связанные с электронными возбуждениями магнетических материалов, известных как спиновые волны или магнетоны. В последние годы рассмотрены новые явления, связанные с топологией системы, рассматриваемые в физике конденсированного состояния, были найдены в фотонных системах [4,5]. Подобные аналоги топологических изоляторов также были обнаружены и в магнетических

структурах [6]. Представления о топологии и их свойствах объемной зоны можно описать топологическими инвариантами. В одномерной (1D) системе топологическим инвариантом является фаза Зака. В данной работе будут выявлены закономерности трансформации спектра спин-волновых возбуждений в планарных одиночных и связанных магнетических кристаллах под действием упругих деформаций. С помощью экспериментальных и численных методов будут выявлены механизмы управления электрическим полем пространственных и передаточных характеристик дипольных спиновых волн в одиночном магнетическом кристалле с пьезоэлектрическим слоем и двух параллельно ориентированных магнетических кристаллах с пьезоэлектрическим слоем, размещенным на одном из них. Показано изменение топологического инварианта (фазы Зака) при изменении электрического поля в пьезоэлектрическом слое.

Полученные результаты

На рис. 1 показана одна из рассматриваемых структур, представляющая собой полосу ЖИГ-микроволновода, толщиной $t = 7.7$ мкм и шириной $w = 720$ мкм, выращенную методом жидкофазной эпитаксии на подложке ГГГ (толщина 500 мкм).

Намагниченность насыщения слоя ЖИГ $M_0 = 139$ Гс. Длина магнетического микроволновода составляет 9 мм. С помощью прецизионного ионно-лучевого травления на поверхности ЖИГ-микроволновода сформирована система канавок с периодом $L = 200$ мкм, таким образом ЖИГ-полос-

ка представляет магнитный кристалл (МК). Глубина канавки составляла $s = 1$ мкм. На верхней части МК расположен пьезоэлектрический слой ЦТС, толщиной 200 нм. На нижней части ЦТС-слоя напылен титановый электрод, толщиной 100 нм и с помощью метода лазерного скрайбирования сформирована система электродов типа «встречные штыри». На верхней части ЦТС слоя напылен электрод из хрома, толщиной 1 мкм, не оказывающий существенного влияния на распространение СВ в МК. Структура была помещена в однородное статическое магнитное поле $H_0 = 730$ Э, направленное вдоль оси x для эффективного возбуждения поверхностных магнитоэлектрических волн (ПМСВ). Для описания физических процессов, определяющих физические характеристики при управлении спин-волновыми сигналами путем создания упругих деформаций, была разработана численная модель на основе метода конечных элементов (МКЭ).

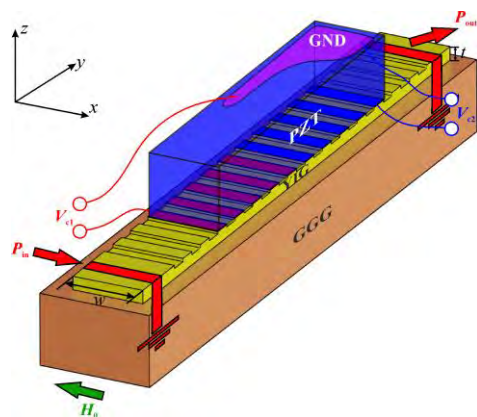


Рис. 1. Схема рассматриваемой структуры

На первом этапе выполнялся расчет упругих деформаций, вызываемых внешним электрическим полем в слое пьезоэлектрика. Далее, рассчитывались профили внутреннего магнитного поля в МК. Затем, полученные профили внутреннего магнитного поля использовались в микромагнитном моделировании и расчете спектров собственных мод в поперечно-ограниченном МК с помощью МКЭ.

Далее, выявлены закономерности управления спектром ПМСВ в гетероструктуре, образованной из

МК с пьезоэлектрическим слоем. С помощью радиофизических методов исследования показана трансформация амплитудно-частотных характеристик ПМСВ в одиночном МК с пьезоэлектрическим слоем при изменении величины внешнего электрического поля. Проведено экспериментальное исследование методом Манделштам-Бриллюэновской спектроскопии (МБС) спин-волновой связи в латеральной системе параллельно ориентированных магнитных кристаллов с пьезоэлектрическим слоем, расположенным над одним из них. Показано частотное смещение полос непропускания для спиновых волн при приложении внешнего электрического поля к пьезоэлектрическому слою, при этом также наблюдается изменение ширины частотных полос непропускания.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 20-79-10191.

Литература

1. A. Barman, G. Gubbiotti, S. Ladak et al. The 2021 Magnonics Roadmap // *Journal of Physics: Condensed Matter*, 33, 413001 (2021).
2. V.V. Kruglyak, S.O. Demokritov, D. Grundler *Magnonics* // *J. Phys. D: Applied Physics* 43, 264001 (2010).
3. А.А. Бухараев, А.К. Звездин, А.П. Пятаков, Ю.К. Фетисов *Стрейтроника — новое направление микро- и нанозлектроники и науки о материалах* // *Успехи Физических Наук*, 188, 1288–1330, (2018).
4. X.-L. Qi, S.-C. Zhang *Topological insulators and superconductors* // *Rev. Mod. Phys.* 83, 1057–1110 (2011).
5. L. Lu, J.D. Joannopoulos, M. Soljačić *Topological photonics* // *Nat. Photonics* 8, 821 (2014).
6. X.S. Wang, H.W. Zhang, X.R. Wang *Topological magnonics: A paradigm for spin-wave manipulation and device design* // *Physical Review Applied*, 9, 2, 024029 (2018).

Исследование влияния точечного лазерного нагрева на распространение спиновой волны в двуслойной ферромагнитной пленке

В.А. Губанов¹, Э.Г. Локк², А.В. Садовников¹

¹ Лаборатория «Магнитные Метаматериалы» Саратовского государственного университета, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012 З.

² Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, пл. Введенского 1, г. Фрязино, Московская область, 141190.

*vladmeen@gmail.com

Проведено исследование влияния лазерного нагрева на спин-волновой транспорт в двуслойной ферромагнитной пленке железо-иттриевого граната с различными значениями намагниченности насыщения. Показано, как трансформируется модовый состав в предложенной структуре. Экспериментальное исследование и микромагнитное моделирование показало, что локальный лазерный нагрев неоднородным образом изменяет величину намагниченности насыщения в каждом из слоев двуслойной пленки.

Введение

В настоящее время большое количество исследований направлено на разработку подхода, являющегося альтернативой хорошо зарекомендовавшего себя способа обработки информационного сигнала на основе полупроводниковых (ПП) структур. Устройства генерации, передачи и обработки сигнала, основанные на принципах магноники [1-3] представляют огромный интерес за счет физических процессов, происходящих без электронно-дырочного транспорта, что позволяет преодолевать ограничения ПП технологий, связанных с постоянно растущим термическим нагревом.

Так один из методов передачи сигнала основан на распространении спиновой волны (СВ) в ферромагнитных структурах. При этом управление свойствами СВ возможно с помощью вариации величины и направления магнитного поля, а также с помощью модификации структур: формирование нерегулярностей при помощи прецизионной лазерной резки и локальное управления – применения деформаций или лазерного нагрева [4-6]. Последний метод зарекомендовал себя как наиболее перспективный для реализации подхода, подразумевающего выполнение различных логических операций в магнонных сетях.

Основная часть

В данной работе рассмотрена двуслойная ферромагнитная пленка из железо-иттриевого граната (ЖИГ), сформированная на подложке гадолиний-галлиевого граната (ГГГ). Размеры пленки позволяют считать исследуемую структуру магнонным

волноводом, представленным на рис.1. На один из краев пленки накладывается микрополосковая антенна, используемая в эксперименте для возбуждения спиновых волн. Каждый из слоев ЖИГ имеют разную величину намагниченности насыщения $M_{1,2}$. На поверхность многослойной структуры наведен лазерный пучок, мощность и диаметра которого варьируются при проведении исследования. Локальный лазерный нагрев изменяет величину намагниченности насыщения в каждом из слоев двуслойной пленки, при этом в задаче учитывается неоднородный по толщине структуры нагрев.

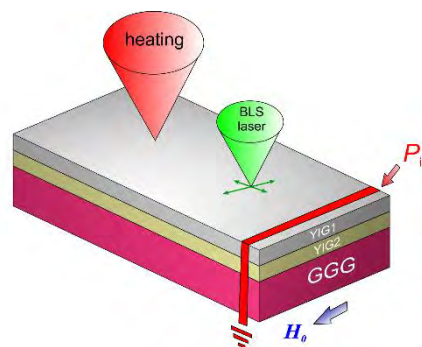


Рис. 1. Исследуемая структура

Методом сканирования поверхности пленки системой на основе Мандельштам-Бриллюэновского спектрометра проведены построения карт динамической намагниченности по всей поверхности пленки. При этом создание неоднородного нагрева в центре структуры приводило как к отражению СВ, так и к локализации мощности СВ в области нагрева. При этом характеристики локализации СВ в каждом из слоев зависели от частоты возбуждаемого микрополосковой антенной сигнала. Показано, как трансформируется модовый состав в предложенной

структуре ввиду проявления эффекта анизотропии формы магнитного микроволновода [7, 8].

Далее, с помощью методов микромагнитного моделирования и экспериментальных методов показана динамика распространяющейся СВ в двуслойной пленке ЖИГ при прохождении барьера, создаваемого лазерным излучением. Получены дисперсионные характеристики для каждого ЖИГ слоя и показана вертикальная связь слоев ЖИГ для передачи СВ в области нагрева лазерным излучением за счет точечного изменения каждого из слоев. При этом в рассматриваемой структуре обнаружен механизм генерации коротких СВ в интерфейсном слое, разделяющем два слоя ЖИГ [9].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№20-79-10191)

Литература

1. С. А. Никитов, А. Р. Сафин, Д. В. Калябин, и др. // " УФН 190 1009–1040 (2020).
2. A. V. Sadovnikov, A. A. Grachev, S. E. Sheshukova, S. A. Nikitov, J.-Y. Duquesne and M. Marangolo Toward energy efficient magnonics: static and dynamic strain for reconfigurable spin-wave transport in The 2021 Magnonics Roadmap, Journal of Physics: Condensed Matter 33, 413001 (2021).
3. Sadovnikov, A.V., Nikitov, S.A. Using Mandelstam–Brillouin Spectroscopy to Study Energy-Efficient Devices for Processing Information Signals on the Basis of Magnon Straintronics. Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 85, 595–598 (2021).
4. V.A. Gubanov, S.E. Sheshukova, S.A. Nikitov and A.V.Sadovnikov Multimode unidirectional spin-wave coupling in array of non-identical magnonic crystals close to band gap frequencies//2021 J. Phys. D: Appl. Phys. 54 245001.
5. A. V. Sadovnikov, A. A. Grachev, A. A. Serdobintsev, et al. // IEEE Magnetics Letters, vol. 10, pp. 1-5, 2019, Art no. 5506405.
6. M. Vogel, A.V. Chumak, E.H.Waller et al. // Nature Physics, 11, 487 (2015).
7. A. V. Sadovnikov, G. Talmelli, G. Gubbiotti, E. N. Beginin, S. Sheshukova, S. A. Nikitov, C. Adelman, F. Ciubotaru, Reconfigurable 3D magnonic crystal: Tunable and localized spin-wave excitations in CoFeB meander-shaped film // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, Vol. 544, 2022, 168670.
8. S. A. Odintsov, E. I. Salomatova, A. P. Kamantsev, A. A. Amirov, V. V. Rodionova, S. E. Sheshukova, A.V. Sadovnikov Directional control of spin-wave transport in tunable spin-photonics YIG/Fe-Rh bilayer structure for signal processing//Proceedings Volume 11847, Saratov Fall Meeting 2020: Computations and Data Analysis: from Molecular Processes to Brain Functions; 118470I (2021).
9. Тихонов В. В., Губанов В. А., Садовников А. В. Магнон-фононное взаимодействие в переходном слое эпитаксиальной пленки ЖИГ// Физика твердого тела, 2021, том 63, вып. 9. С. 1335.

Влияние линейно изменяющейся ширины и толщины маггонного микроволновода на распространение СВ

В.А. Губанов¹, А.И. Стогний², А.В. Садовников¹

¹ Лаборатория «Магнитные Метаматериалы» Саратовского государственного университета, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

² Научно-практический центр Национальной академии наук Беларуси по материаловедению, ул. П. Бровки, 19, г. Минск, 220072.

*vladmeen@gmail.com

Экспериментально и численно исследовано влияние линейно изменяющейся ширины и толщины маггонного микроволновода на распространение СВ. Исследованы механизмы управления свойствами распространяющихся спиновых волн из-за геометрической конфигурации системы.

Введение

В настоящее время создание управляемых элементов на основе ферромагнитных пленок, применимых для обработки и хранения информационных сигналов, представляет огромный интерес [1,2]. Использование нерегулярных структур расширяет базу элементов межсоединений за счет возможности управления распространением спиновых волн (СВ), а также изменением свойств. Одним из возможных элементов является маггонный микроволновод с линейно изменяющейся шириной и толщиной, основанный на ферромагнитной пленке железо-иттриевого граната (ЖИГ). Изменение ширины и толщины структуры было выбрано таким образом, чтобы управлять распространением СВ [3,4]. Профилирование пленки ЖИГ по ширине проводилось при помощи прецизионной лазерной резки, а изменение толщины проводилось посредством поэтапного химического травления пленки ЖИГ.

Основная часть

В данной работе были исследованы два типа структур: только с линейным изменением ширины и с линейным изменением ширины и толщины, показанные на рисунке. Исследование структур проводилось методом микромагнитного моделирования в программе с открытым исходным кодом MuMax³ и экспериментальными методами микроволновой спектроскопии и Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии (МБС).

Возбуждение спиновой волны производилось в широкой области микроволновода: в микромагнитном моделировании формировалась область с гармоническим сигналом, а в экспериментальных ме-

тодах - располагалась антенна из золота шириной 30 мкм. На выходной антенне, расположенной на узкой части маггонного микроволновода, снимался выходной сигнал.

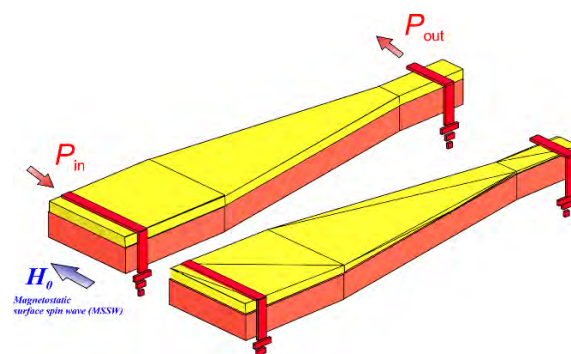


Рис. 1. Исследуемый микроволновод с линейно изменяющейся шириной и толщиной

Были получены передаточные характеристики S_{21} для двух структур - с линейным изменением толщины структуры и с постоянной толщиной. Методом МБС показаны карты распределения интенсивности распространяющейся спиновой волны в двух типах структур. Были выявлены режимы усиления спинволнового сигнала вдоль распространения волны от широкой части с большей толщиной волновода до узкой части с наименьшей толщиной. Показана с помощью методов микромагнитного моделирования и экспериментальных методов эволюция трансформации модового состава в зависимости от ширины и толщины микроволновода. Также проведено исследования проявления свойств невязности спиновых волн, распространяющихся в маггонных волноводах обеих конфигураций [5].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№20-37-90020).

Литература

1. Barman, A., et al. "The 2021 magnonics roadmap." *Journal of Physics: Condensed Matter* (2021).
2. Sadovnikov, A. V., Grachev, A. A., Odintsov, S. A., Martyshkin, A. A., Gubanov, V. A., Sheshukova, S. E., & Nikitov, S. A. (2018). Neuromorphic calculations using lateral arrays of magnetic microstructures with broken translational symmetry. *JETP Letters*, 108(5), 312-317.
3. Kalyabin, D. V., Sadovnikov, A. V., Beginin, E. N., & Nikitov, S. A. (2019). Surface spin waves propagation in tapered magnetic stripe. *Journal of Applied Physics*, 126(17), 173907.
4. A. V. Sadovnikov, G. Talmelli, G. Gubbiotti, E. N. Beginin, S. Sheshukova, S.A. Nikitov, C. Adelman, F. Ciubotaru, Reconfigurable 3D magnonic crystal: Tunable and localized spin-wave excitations in CoFeB meander-shaped film // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 544, 2022, 168670.
5. S. A. Odintsov, S. E. Sheshukova, S. A. Nikitov, E. H. Lock, E. N. Beginin, A. V. Sadovnikov Nonreciprocal spin wave propagation in bilayer magnonic waveguide // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* (2021), 168736.

Управление анизотропией в структурированной пленке пермаллоя с одномерной модуляцией профиля

Ю.А. Губанова^{1,3,*}, В.А. Губанов¹, Е.Н. Бегинин¹, N. Noginova²,
В.В. Демидов³, В.А. Атсаркин³, А.В. Садовников^{1,§}

1 Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

2 Center for Materials Research Norfolk State University, Norfolk, VA 23504.

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

*yulya29022095@gmail.com, §sadvnikovav@gmail.com

Экспериментально обнаружена зависимость положения пиков ферромагнитного резонанса (ФМР) от угла намагничивания в пленке пермаллоя с одномерной модуляцией профиля. Методом микромагнитного моделирования проведено исследование трансформации спектра спиновых волн (СВ) и показано существование в спектре СВ запрещенных зон при выполнении условия Бреговского резонанса и нарушении симметрии типа скользящая плоскость. Методом Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии (МБС) построены дисперсионные характеристики СВ и проведено сравнение с микромагнитным моделированием.

Введение

Устройства с сочетанием магнитных и плазмонных эффектов могут способствовать развитию плазмоники и магноники. Формирование нерегулярных структур на основе магнитных материалов при использовании профилированных подложек позволяет управлять анизотропией и свойствами распространяющейся спиновой волны [1].

Одним из методов структурирования является создание периодического профиля на подложке с дальнейшим нанесением на нее ферромагнитного материала [2-5]. При этом управление свойствами СВ возможно путем изменения как геометрических параметров периодической структуры, так и изменением направления приложения внешнего магнитного поля.

Среди наиболее распространенных магнитных материалов для изготовления периодических трехмерных магнито-кристаллических структур можно выделить сплавы NiFe и CoFeB [6], а также железо иттриевый гранат (ЖИГ) [7].

Описание структуры и полученные результаты

В данной работе была изготовлена методом магнетронного напыления на основе коммерческого DVD-R диска пермаллоевая (NiFe) меандровая структура с одномерной модуляцией профиля суб-

микронной периодичности. Исследования структуры проводились методом ФМР и микромагнитным моделированием.



Рис. 1. Схематическое изображение исследуемой меандровой структуры

ФМР эксперимент проводился на ЭПР (Электронный парамагнитный резонанс)-спектрометре Bruker, в котором регистрировались кривые ФМР при разных углах намагничивания структуры. В программе MuMax-3 микромагнитное моделирование проводилось на основе численного решения уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта, в результате которого получали кривые ФМР схожие с экспериментом ФМР. Было обнаружено, что положение основного резонанса сильно зависит от угла намагничивания структуры внешним магнитным полем [1].

Методом Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии построены дисперсионные характеристики СВ и проведено сравнение с микромагнитным моделированием: в моделировании варьировались параметры m и p (толщина NiFe и перепад), указанные на рис. 1.

Путем решения системы уравнений Максвелла методом конечных элементов (МКЭ) в программном продукте COMSOL Multiphysics построены дисперсионные характеристики СВ для меандровой структуры (рис. 2). В частотном диапазоне от $f_3=11.65$ ГГц до $f_4=12.659$ ГГц наблюдается Брэгговская запрещённая зона, в которой спиновая волна не будет распространяться.

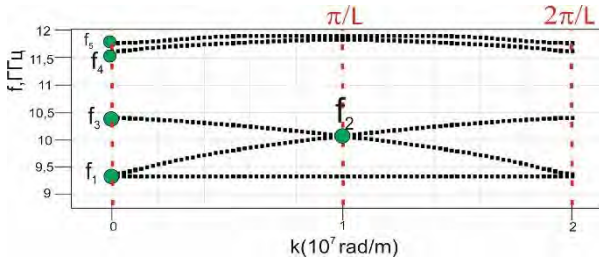


Рис. 2. Дисперсионные характеристики для прямых и встречных волн

Для частот f_1, f_2, f_3 и f_4 были построены пространственные распределения динамической компоненты m_y (рис. 3). На картах видно, что на частоте $f_1=9,4008$ ГГц на один период меандровой структуры укладывается половина длины волны. На частоте $f_2=11,6441$ ГГц — одна длина волны, $f_3=11,65$ ГГц — полторы длины волны и $f_4=11,659$ ГГц — две длины волны.

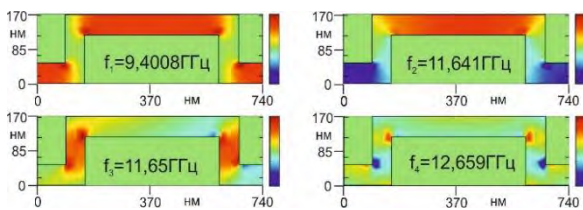


Рис. 3. пространственные распределения динамической компоненты m_y

Выводы

Таким образом, результаты микромагнитного моделирования находятся в хорошем соответствии с данными экспериментального исследования методами ФМР и МБС. При этом отдельный интерес

представляет случай изменения толщины NiFe слоя только для верхней части горизонтального участка меандра. Благодаря сочетанию плазмонных и магнитных свойств данная структура является перспективной для применения в плазмонике с магнитным управлением и магнотонике с оптическим управлением.

Работа поддержана проектом РФФ (№20-79-10191).

Литература

1. N. Noginova, V. Gubanov, M. Shahabuddin, Yu. Gubanova, S. Nesbit *et al.* // Applied Magnetic Resonance, 1-10 (2021).
2. G. Gubbiotti, A. Sadovnikov, E. Beginin, S. Nikitov, D. Wan, *et al.* // Phys. Rev. Applied. 15, 014061 (2021).
3. E.N. Beginin, D.V. Kalyabin, P.A. Popov, A.V. Sadovnikov, A.Yu. Sharaevskaya *et al.* // Jenny Stanford Publishing, New York.
4. V. K. Sakharov, E. N. Beginin, Y. V. Khivintsev, A. V. Sadovnikov, A. I. Stognij, Y. A. Filimonov, and S. A. Nikitov // Appl. Phys. Lett. 117, 022403 (2020).
5. A.V. Sadovnikov, G. Talmelli, G. Gubbiotti, E.N. Beginin, S. Sheshukova, S.A. Nikitov, C. Adelman, F. Ciubotaru, // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, V. 544, 168670(2022).
6. G. Gubbiotti, A. Sadovnikov, E. Beginin, S. Sheshukova, S. Nikitov, G. Talmelli, I. Asselberghs, I.P. Radu, C. Adelman, F. Ciubotaru // Appl. Phys. Lett. 118, 162405 (2021).
7. V. Sakharov, Y. Khivintsev, S. Vysotskii, A. Stognij, Y. Filimonov, A. Sadovnikov, E. Beginin, S. Nikitov, Spin // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, Volume 545, 2022, 168786.

Лоренцевая микроскопия киральных текстур в магнитных наноструктурах

Н.С. Гусев¹, С.А. Гусев^{1,*}, М.В. Дорохин², Ю.В. Петров³, Д.А. Татарский^{1,2}

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. академическая, д.7, Афонино, Нижегородская область, Кстовский район, 603087, Россия.

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

3 Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, д.1, Санкт-Петербург, Петродворец, 198504, Россия.

*gusev@ipmras.ru

В докладе приведены экспериментальные результаты по наблюдению магнитных распределений в тонкопленочных системах «ферромагнетик/тяжелый металл» методом лоренцевой просвечивающей электронной микроскопией. Проведен сравнительный анализ *in-situ* изменений магнитной текстуры в многослойных структурах и твердых растворах в пленках Co-Pt и Co-Pd при их намагничивании. Показаны особенности неоднородных магнитных распределений в структурах локально облученных с помощью остро фокусированных ионных пучков с разным флюенсом и геометрией облучения.

Киральные магнитные текстуры в тонких перпендикулярно намагниченных многослойных пленках с поверхностно индуцированным взаимодействием Дзялошинского-Мория (iDMI) в последнее время находится в центре внимания многих исследований. Данный интерес вызван тем, что это антисимметричное обменное взаимодействие позволяет стабилизировать различные магнитные конфигурации с нетривиальной топологией, включая киральные доменные стенки (DWs) и магнитные скирмионы потенциально перспективные для практических применений в нанoeлектронных устройствах. Многослойные пленки, содержащие слои ферромагнитных (FM) и тяжелых металлов (HM), являются наиболее популярными системами для формирования подобных магнитных текстур, поскольку их магнитные свойства могут быть точно настроены путем соответствующего выбора материалов и толщины слоев, общего количества слоев и их кристаллической структуры. При этом обычно используют структуры, в которых присутствуют интерфейсы ферромагнетика с двумя разными тяжелыми металлами, например, такими как Pt/Co/Ir, или где магнитные слои, вставлены между тяжелым металлом и оксидом, например, Pt/Co/AlO. В этом докладе мы демонстрируем, что аналогичные киральные магнитные текстуры могут формироваться и быть стабильными при комнатной температуре и в пленках, состоящих только из двух материалов: в пленках Co/Pt и Co/Pd.

Для визуализации и определения пространственных масштабов магнитной текстуры может быть использован ряд микроскопических методов. К ним относятся магнитно-силовая микроскопия (МСМ), спин-поляризованная сканирующая туннельная микроскопия (СП-СТМ), сканирующая просвечи-

вающая рентгеновская микроскопия (STXM), спин-поляризованная низкоэнергетическая электронная микроскопия (SPLEEM), рентгеновская фотоэмиссионная электронная микроскопия (Х-РЕЕМ). Большая часть этих методов являются поверхностно чувствительными, т.е. дает информацию о намагниченности только верхних слоев. Преимущество лоренцевой просвечивающей электронной микроскопии (ЛПЭМ) по сравнению с ними состоит в том, что этот метод обеспечивает получение изображения проекции магнитной текстуры усредненной по всей толщине пленки.

В данной работе были исследованы магнитные текстуры в многослойных структурах с перпендикулярной магнитной анизотропией Co/Pd, (Co/Pt)ⁿ (n=5÷15), пленках твердых растворов Co-Pt, изготовленных магнетронным напылением в ИФМ РАН и ННГУ. Визуализация магнитных текстур осуществлялась методом ЛПЭМ в режиме френелевского контраста (метод дефокусировки) в микроскопе LIBRA 200МС. Для реализации ЛПЭМ метода была проведена модернизация программного обеспечения микроскопа, которая позволяет получать *in-situ* изображения с магнитным контрастом в магнитных полях от ~ 90 Э (остаточное поле при выключенной объективной линзе) до ~1500 Э. Пример ЛПЭМ изображения пленки Co/Pd приведен на рис.1. В исходном состоянии её френелевский контраст можно интерпретировать как многодоменное состояние с блоховскими доменными стенками (Рис.1а). При намагничивании из них сначала формируются протяжённые структуры, похожие на характерные 360° неелевские доменные стенки, а затем цилиндрические доменные структуры двух различных типов. Качественный анализ

контраста этих образований, выполненный при разных углах наклона образца, свидетельствует о возможном формировании в пленке скирмионов (Рис.1б) и скирмиониумов (Рис.1в,г) гибридного типа.

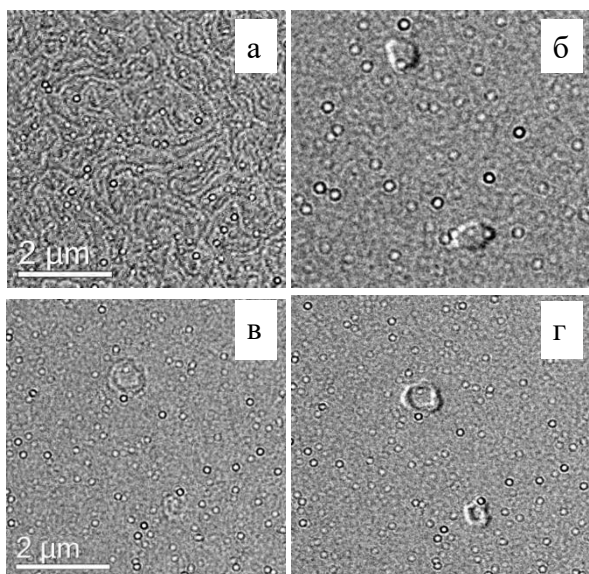


Рис. 1. Магнитный контраст в пленке Co/Pd при намагничивании: (а,в) Наклон 0° , поле $H_z = 90$ Э, $H_x = 0$ Э; (б,г) Наклон 30° , поле $H_z = 78$ Э, $H_x = 45$ Э

Анализ контраста ЛПЭМ изображений многослойных пленок (Co/Pt)⁵ (ИФМ РАН), полученных в ходе *in-situ* наблюдений трансформации магнитной текстуры при изменении внешнего магнитного поля позволяет предположить о наличии у такой структуры *iDMI* конечной величины. На рис.2 (а,б) представлены типичные экспериментальные ЛПЭМ микрофотографии этой структуры при различном значении внешнего магнитного поля. Контраст на полученных изображениях характерен для 360° доменных стенок неелевского или гибридных типов, формирование которых возможно при ненулевом значении коэффициента *iDMI*. Это предположение подтверждается и компьютерным моделированием распределений намагниченности в поликристаллических пленках такого типа и соответствующим им френелевским изображениям. Один из примеров такого модельного расчета приведен на рис.2 (в,г).

Наибольшее разнообразие неоднородных магнитных текстур наблюдалось в многослойных структурах (Co/Pt)⁵ с искусственно локально модифицированными магнитными характеристиками. С этой целью пленки с перпендикулярной магнитной анизотропией облучались остро фокусированными пучками ионов He⁺ с энергией 30 кэВ (флюенс варьировался от $\sim 10^{14}$ до 10^{16} см⁻²) с использованием

ионного гелиевого микроскопа Orion и системы литографии Nanomaker. Экспонированные ионами области имели круглую или эллиптическую форму с размерами от 50 нм до 400 нм, и образовывали периодическую квадратную решетку.

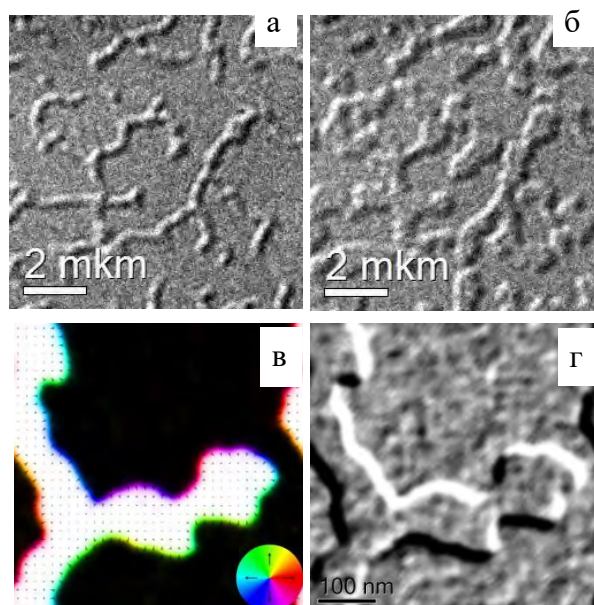


Рис. 2. Экспериментальные ЛПЭМ изображения магнитной текстуры пленки (Co/Pt)⁵ (а,б), угол наклона 30° , и смоделированные распределение намагниченности (в) и соответствующий ему френелевский контраст (г) при аналогичных экспериментальным параметрах

Для формирования облучаемого пятна применялась как однородная, так и неоднородная по площади пятна доза экспозиции. В последнем случае была использована такая геометрия облучения, когда каждый единичный элемент решетки состоял из двух концентрических кругов. В зависимости от величины дозы локального облучения, геометрии и размеров облученных зон были получены упорядоченные решетки магнитных скирмионов блоховского, неелевского или гибридного типа стабильных при комнатной температуре и в отсутствие внешнего магнитного поля. Существование этих текстур подтверждается экспериментальными наблюдениями ЛПЭМ микрофотографий модифицированных многослойных структур, которые хорошо совпадают с результатами компьютерного моделирования распределений намагниченности и модельных изображений с магнитным контрастом.

Работа поддержана грантом РФФ №21-72-10176. В работе использовано оборудование Междисциплинарного ресурсного центра по направлению «Нанотехнологии» СПбГУ и ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур" (ИФМ РАН).

Спонтанная магнитная анизотропия в тонких плёнках кобальта

Н.С. Гусев^{1,*}, Д.А. Татарский^{1,2}, П.А. Юнин^{1,2}, Е.А. Караштин^{1,2}, Р.В. Горев¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Кстовский р-он, Нижегородская обл, 603087.

² Нижегородский государственный университет им. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022.

*gusevns@ipmras.ru

В работе проведены исследования магнитных свойств поликристаллических плёнок кобальта толщиной 100 нм, изготовленных при разных условиях. Все структуры имеют ярко выраженную магнитную анизотропию в плоскости. Обнаружены существенные структурные различия полученных плёнок, которые не влияют на их магнитные свойства.

Введение

Интерес к магнитным наноструктурам обусловлен их широким спектром применения в микроэлектронике – спинтронике. Стоит отметить такие особенности как: радиационная стойкость, низкие энергопотери за счет протекания слабого тока или его полного отсутствия в системах, в которых может быть реализовано управление магнитным состоянием за счёт электрических полей [1]. Однако, для реализации подобных устройств необходимо решить ряд проблем, связанных с нетривиальными свойствами магнитной системы. Одним из таких фундаментальных вопросов является возникновение спонтанной магнитной анизотропии тонкой ферромагнитной плёнки [2].

Характерная особенность спонтанной магнитной анизотропии: наличие выделенного направления в плоскости плёнки (Co, Fe, Ni) – оси лёгкого намагничивания. Нетривиальность данного явления заключается в том, что плёнка должна быть изотропна при намагничивании во всех направлениях, лежащих в плоскости. Это утверждение справедливо для плёнок, которые имеют развитую поликристаллическую структуру, разориентированную по всем направлениям плёнки (характерно для образцов, изготовленных методом магнетронного напыления). При нормальных условиях кобальт, железо и никель имеют гранецетрированную кубическую решётку. Соответственно, при росте поликристаллических плёнок возможно появление слабой осевой текстуры (111). Ещё одним существенным фактором, влияющим на магнитные свойства тонкой ферромагнитной плёнки является диполь-дипольное взаимодействие, вызванное морфологией интерфейсов исследуемой структуры. То есть, управление параметрами шероховатости плёнки

влияет на её магнитные свойства, в частности, на формирование оси магнитной анизотропии [3]. Вопрос о связи вышеперечисленных факторов с магнитными свойствами тонкой структуры достаточно хорошо изучен, особенно с точки зрения управления направлением оси анизотропии. Один из хорошо известных способов наведения одноосной анизотропии - приложение магнитного поля в процессе роста ферромагнитной плёнки [4]. Тогда ось анизотропии ориентируется вдоль направления магнитного поля. Но задача получения магнитоизотропной среды в широком диапазоне толщин плёнок до сих пор остается нерешённой.

Изготовление и исследование образцов

Исследуемые структуры изготавливались методом магнетронного напыления в атмосфере аргона при давлении $4 \cdot 10^{-3}$ Торр. Толщина плёнки кобальта составляла 100 нм. Особенностью наших образцов является то, что рост плёнки осуществлялся во вращающемся магнитном поле величиной 1 кЭ притом, что подложка оставалась неподвижной относительно мишени. Скорость вращения магнитного поля - 100 об/мин. Так же были изготовлены образцы в отсутствие магнитного поля, но на вращающейся подложке.

Исследования магнитных свойств проводились при помощи измерения магнитооптического эффекта Керра (МОЭК) в меридиональной геометрии. Также были проведены измерения спектров ФМР.

Структурные свойства, в частности средний размер и форма областей когерентного рассеяния поликристаллической плёнки, шероховатость поверхности кобальтовой плёнки, изучались при помощи

просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) и атомно-силовой микроскопии, соответственно.

Обсуждение результатов

Направления оси магнитной анизотропии определялось при помощи измерения кривых намагничивания в разных направлениях в плоскости. Направлению «лёгкой» оси соответствует наиболее прямоугольная петля гистерезиса (рис. 1).

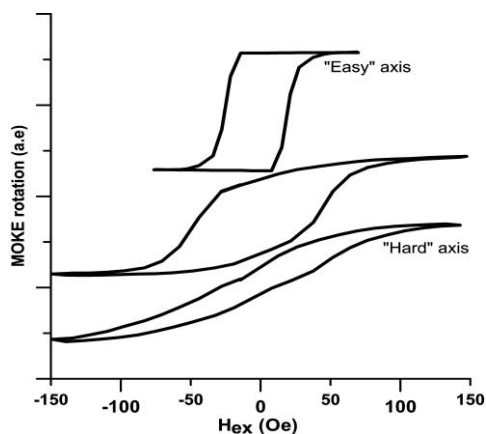


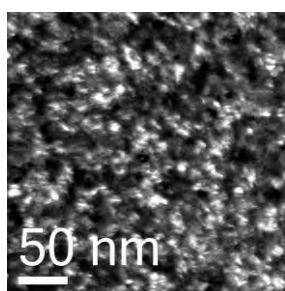
Рис. 1. Характерные кривые намагничивания плёнки кобальта 100 нм для различных направлений в плоскости. Меридиональный МОЭК

По результатам измерений ФМР спектров, также было установлено наличие оси анизотропии и определено поле анизотропии. Направления осей, определённые вышеописанными способами, совпа-

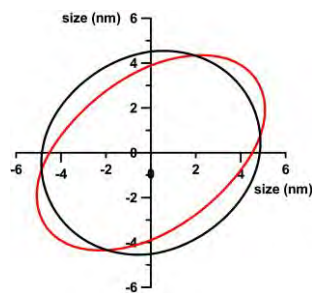
дают. На структурах, изготовленных при разных условиях, наблюдалась магнитная анизотропия в плоскости с разной величиной поля анизотропии. В ходе исследования морфологии поверхности плёнок, изготовленных при разных условиях, а также поверхности подложек перед нанесением кобальта, выделенных направлений не обнаружено. Таким образом, шероховатость интерфейсов изотропна в плоскости плёнки, поэтому магнитостатического вклада в анизотропию быть не должно.

При исследовании структурных свойств образцов выявлена сильно развитая поликристаллическая структура (рис.2а). При анализе полученных изображений установлено, что у плёнки, выращенной без вращающегося магнитного поля, кристаллиты имеют вытянутую форму. В образцах, где поле вращалось – форма кристаллитов близка к симметричной (рис.2б) и поле анизотропии. По данным рентгенодифракционного анализа плёнки кобальта текстурируются плоскостью (0001) параллельно подложке. В плёнке, выращенной без магнитного поля, размер кристаллитов больше и текстурирование выражено сильнее, чем в плёнке, выращенной в магнитном поле.

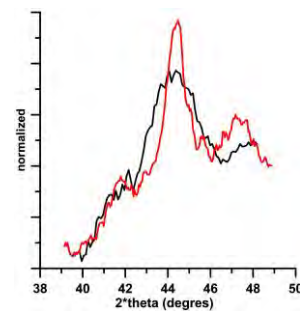
Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №21-72-10176. При выполнении работы использовалось оборудование Центра Коллективного Пользования «Физика и технология микро-и наноструктур».



а



б



в

Рис. 2. а – темнопольная ПЭМ микрофотография поликристаллической структуры плёнки кобальта 100нм, б – полуширина на полувысоте автокорреляционной функции темнопольных микрофотографий. в - результаты рентгенодифракционного анализа плёнок Co. Красным цветом – плёнка кобальта, выращенная без магнитного поля, черным – во вращающемся магнитном поле

Литература

1. N.S.Gusev, A.V.Sadovnikov, O.G.Udalov *et al* // Physical Review L, V. 124 157202 (2020)
2. M. Belusky, S. Lepadatu, J. Naylor *et al* // Physica B:Phys. of cond. matter, V. 574 411666 (2019)
3. M. Li, G.C. Wang and H.G. Min // Journal of Applied Physics V. 83, 5313 (1998)
4. N. S. Gusev, O. G. Udalov *et al* // Physical Electronics, V. 90, No. 11, p. 1917–1921 (2020)

Исследование гелимагнетизма в сверхрешётке Dy/Ho методом нейтронной рефлектометрии

Д.И. Девятериков^{1,*}, Е.А. Кравцов¹, В.Д. Жакетов², Ю.В. Никитенко²

¹ Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 19, Екатеринбург, 620108.

² Объединенный институт ядерных исследований, ул. Жолио-Кюри, 6, Дубна, 141980.

*e-mail: devidor@yandex.ru

Представлены результаты исследования сверхрешётки из редкоземельных элементов (РЗМ) Dy и Ho методом нейтронной рефлектометрии. Было обнаружено, что в сверхрешётке формируется магнитное упорядочение из двух когерентно распространяющихся в слоях Dy и Ho магнитных геликоид, периоды которых существенно отличаются от наблюдаемых в тонких плёнках РЗМ и объёмных монокристаллах. Установлены температуры Нееля и Кюри перехода РЗМ в сверхрешётке в геликоидальную фазу. Выяснилось, что слои гольмия при температурах ниже T_C не переходят в соизмеримую коническую фазу, характерную для объёмного Ho.

Введение

Тяжелые редкоземельные металлы (РЗМ), такие как Dy, Ho, Tb и др., выращенные в виде эпитаксиальных пленок или сверхрешёток, характеризуются магнитными свойствами, существенно отличающимися от таковых в объёмных РЗМ. Например, в объёмном Dy ниже температуры Нееля 178 К образуется геликоидальное магнитное упорядочение, а ниже температуры Кюри 85 К оно переходит в ферромагнитное состояние [1-3]. Объёмный Ho переходит в гелимагнитное состояние при 133 К, а ниже 20 К в нём наблюдается соизмеримая коническая фаза. При этом магнитные свойства тонких плёнок и сверхрешёток из РЗМ, демонстрируют существенное отличие от свойств объёмных монокристаллов этих элементов. Так, в [4],[5],[6] было показано, что незначительные изменения параметра решетки Dy приводят к существенной модификации фазовой диаграммы - подавлению перехода в ферромагнитную фазу при расширении решетки и повышению температуры Кюри при сжатии. Эпитаксиальные напряжения в пленках Ho приводят к подавлению перехода в коническую фазу, значительному изменению периода геликоида и изменению его температурной зависимости [6],[7]. Сверхрешётки Dy/Ho относятся к числу наименее изученных РЗМ-содержащих наноструктур. В двух ранее исследованных методами нейтронного рассеяния сверхрешётках Dy/Ho, синтезированных методом молекулярно-лучевой эпитаксии [8], наблюдалось образование двух когерентно распространяющихся между слоями магнитных геликоид, смещение температур фазовых переходов Dy и Ho

в геликоидальное упорядочение, и изменение периода геликоид в сравнении с периодом геликоид в объёмных Dy и Ho. Влияние метода и условий напыления и структурных особенностей подобных сверхрешёток на их магнитные свойства остаётся слабо изученным.

Эксперимент

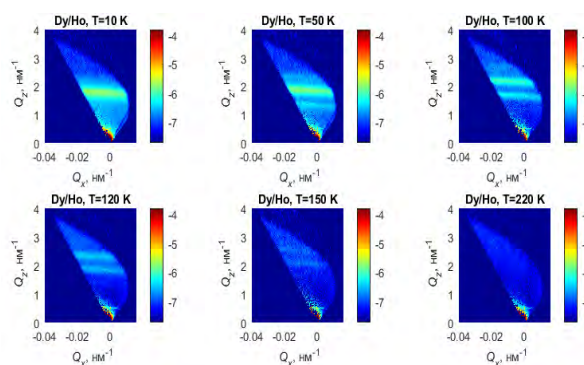


Рис. 1. Спектры РПН для сверхрешётки Dy/Ho

Периодические магнитные структуры синтезированного методом магнетронного распыления образца [Dy (6 нм)/Ho (6 нм)] \times 34 были исследованы методом рефлектометрии поляризованных нейтронов (РПН) в диапазоне температур 1.5÷200 К во внешнем поле 80 кА/м, приложенном в плоскости образца на рефлектометре «РЕМУР» ОИЯИ, Дубна. Структурная аттестация сверхрешётки осуществлялась методом рентгеновской дифракции и показала наличие превалирующей текстуры (0001) вдоль нормали к поверхности образца, что позволяет наблюдать магнитный спутник 0000⁺ от модулированных магнитных структур при проведении

эксперимента по рефлектометрии поляризованных нейтронов. При этом период таких структур будет соответствовать положению магнитного сателлита в системе координат вектора рассеяния (Q_x - Q_z).

Результаты

При проведении эксперимента по РПН, были обнаружены зависящие от температуры магнитные сателлиты, соответствующие двум типам геликоидального упорядочения в слоях Ду и Но в сверхрешётке Ду/Но, что отражено на рис.1.

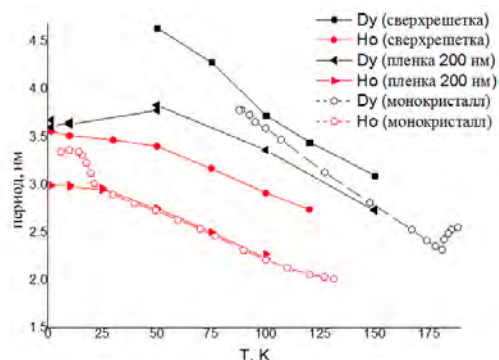


Рис. 2. Температурная зависимость периодов магнитных геликоид в тонких плёнках Ду и Но и сверхрешётке Ду/Но в сравнении с периодами геликоид объёмных Ду и Но [2-3] и тонких плёнок Ду и Но [7]

Анализ температурной зависимости периода геликоиды (рис. 2) позволил установить:

1) В сверхрешётке образуются две когерентно распространяющихся между слоями магнитные геликоиды, ассоциируемые со слоями Ду и Но соответственно. Период этих геликоид превосходит период магнитных геликоид Ду и Но в тонких плёнках и объёмных монокристаллах этих РЗМ.

2) Отсутствие перехода в соизмеримую коническую фазу в плёнке Но и слоях Но в сверхрешётке при температурах ниже T_C для объёмного Но.

3) Понижение температуры Кюри и Нееля в слоях Ду в сверхрешётке в сравнении с объёмным Ду при сохранении геликоидального упорядочения в некоторых участках образца вплоть до $T=50$ К в тонкой плёнке Ду.

Исследование поддержано проектом РФФИ №19-32-90007 «Аспиранты».

Литература

1. R.J. Elliott, *Magnetic Properties of Rare Earth Metals*, N.Y.: Plenum (1972).
2. J. Yu, P.R. LeClair, G.J. Mankey *et al.* // *Phys. Rev. B* 91, 014404 (2015).
3. M.J. Pechan, C. Stassis // *Journal of Applied Physics* 55, 1900-1902 (1984).
4. F. Tsui, C.P. Flynn // *Phys. Rev. Lett.* 71, 1462-1465(1993).
5. C. Dufour, K. Dumesnil, P.H. Mangin // *Pramana* 67, 173-190 (2006).
6. Д.И. Девятериков, В.В. Проглядо, В.Д. Жаке-тов и соавт. // *Физика металлов и металловедение*, 122(5), 499-505 (2021).
7. A.D. F. Herring, W.J. Nuttall, M.F. Thomas *et al.* // *Journal of Physics: Condensed Matter* 17, 2543-2552 (2005).
8. J.A. Simpson, R.A. Cowley, D.F. McMorrow *et al.* // *J. Phys.: Condens. Matter* 8, L187 (1996).

Первопринципный расчёт передачи вращательного момента в ферримагнитных туннельных переходах типа CoTb-MgO-CoTb

Г.Д. Демин^{1,*}, Н.А. Дюжев^{1,§}

¹ Национальный исследовательский университет «МИЭТ», пл. Шокина, 1, Москва, Зеленоград, 124498.

*demin@ckp-miet.ru, §dyuzhev@ckp-miet.ru

В работе в рамках теории функционала плотности (DFT) с применением метода неравновесных функций Грина (NEGF) был проведен первопринципный расчёт компонент вращательного момента в магнитной туннельной структуре типа CoTb-MgO-CoTb. Показано, что характер наблюдаемых осцилляций вращательного момента в свободном слое CoTb устойчив к изменению толщин слоев (барьера, интерфейсов), влияющих на фазу и амплитуду колебаний. Для сверхтонкого барьера MgO (несколько монослоев) рассчитанный момент может даже превосходить аналогичные значения, полученные в структурах магнитных туннельных переходов типа Fe-MgO-Fe. Полученные результаты могут быть применимы для разработки новых типов запоминающих и логических спинтронных устройств на базе ферримагнитных материалов.

Введение

Благодаря высокому значению магнетосопротивления (от 150 до 604 %), отличной масштабируемости (до 10 нм и ниже) и хорошей тепловой стабильности (до 200 °C), магнитные туннельные переходы (МТП) на базе MgO туннельной прослойки нашли широкий спектр практических применений - от высокочувствительных магниторезистивных сенсоров, наноосцилляторов и микроволновых детекторов до энергонезависимых запоминающих устройств (spin-transfer-torque magnetoresistive random access memory, STT-MRAM), работающих на эффекте токо-индуцированного переноса спина [1]. Важную роль в энергопотреблении и быстродействии таких спинтронных приборов играет выбор материалов магнитных электродов, которые задают величину спиновой поляризации, характерное время спиновой прецессии и коэффициент магнитной анизотропии. Ферромагнетики (CoFeB, Fe, Co) имеют низкую скорость переключения (на уровне наносекунд), что ограничивает использование МТП на их основе для сверхплотного масштабирования ячеек STT-MRAM или создания новой элементной базы магнитных устройств ТГц диапазона. В противоположность, компенсированные ферримагнетики, обладающие сильной обменной связью между противоположно поляризованными магнитными моментами подрешеток, низким параметром Гильберта ($\sim 10^{-3}$) и высокой магнитной анизотропией, обеспечивают сверхбыструю магнитную динамику [2]. В частности, сплавы переходных и редкоземельных металлов (ПМ и РЗМ), в которых присутствует обменное взаимодействие между d- и

f-электронами атомов ПМ и РЗМ, демонстрируют подходящие ферримагнитные свойства. Точку компенсации таких сплавов, при которой намагниченность равна нулю, можно регулировать путем изменения их компонентного состава (отношения доли ПМ к РЗМ), что является перспективным для реализации высокоскоростной нанозлектроники на базе ферримагнитных туннельных переходов (ФМТП) и будущего поколения STT-MRAM. В [3] было обнаружено, что ФМТП со сплавом CoTb в качестве материала электрода имеют ряд преимуществ – высокую тепловую стабильность, пикосекундное время переключения и энергоэффективность, в 25 раз превышающую стандартные МТП на базе MgO. Однако до сих пор не исследованы особенности переноса вращательного момента (ВМ) в таких ФМТП, что определяет характер спиновой динамики свободного слоя CoTb. На базе программного пакета атомистического моделирования Synopsys Quantum ATK [4] нами проведены первопринципные теоретические расчёты спинового транспорта в ФМТП CoTb-MgO-CoTb, учитывающие электронное и кристаллическое строение материалов слоев, а также проведена оценка амплитуды передаваемых ВМ и их поведения в зависимости от вариации магнитных и геометрических параметров туннельной структуры.

Метод расчета

Для численной оценки передаваемого спинопляризованным током вращательных моментов в ФМТП применялась теория функционала плотности (DFT) и неравновесные функции Грина

(NEGF), описывающие спиновый транспорт электронов через туннельный барьер MgO. Типичная кристаллическая структура ФМТП CoTb-MgO-CoTb, построенная в модуле Builder программы Quantum ATK, схематически представлена на рисунке 1.

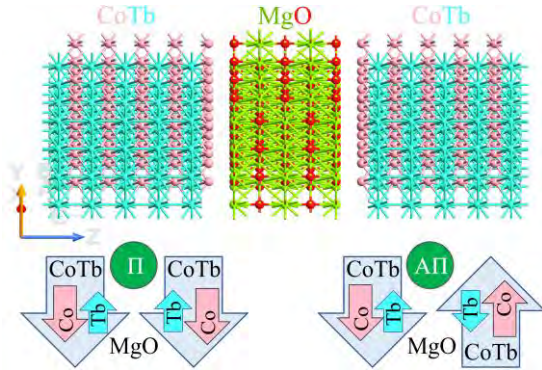


Рис. 1. Кристаллическая структура ФМТП CoTb-MgO-CoTb, где П(АП) состояние иллюстрирует параллельную (антипараллельную) ориентацию намагниченностей ферромагнитных (CoTb) слоев

При расчёте оптимизированной структуры ФМТП критерии оптимизации для релаксированных атомов структуры были выбраны следующими: для сил, действующих на атомы - 0.05 эВ/Å, для напряжения на каждом атоме - 0.1 ГПа, для максимума смещения атомов - 0.2 Å. В качестве базисного набора волновых функций в CoTb и туннельной прослойке MgO использовались единичный (Single-Zeta-Polarized) и двухэкспоненциальный (Double-Zeta-Polarized) поляризованные зета-наборы соответственно, взятые в форме линейной комбинации атомных орбиталей (ЛКАО). Параметры решетки - 4.212 Å (MgO) и 3.054 Å (CoTb). Обменно-корреляционные эффекты были рассмотрены в рамках приближения спин-поляризованного обобщенного градиента (SGGA) с применением обменно-корреляционного функционала Пердю-Бурке-Эрнцера (PBE). В процессе оптимизации и транспортных расчётах при интегрировании по зоне Бриллюэна были выбраны соответствующие сетки 7x7x2 и 7x7x100 в k-пространстве. Отсечка кинетической энергии по узлам сетки составляет 80 Хартри. Для улучшения сходимости было принято, что заполнение электронов по зонам подчиняется функции Ферми-Дирака с уширением по температуре - 1200 К.

Результаты и обсуждение

На рисунке 2 приведены результаты расчёта плоскостной компоненты ВМ, передаваемого при про-

течении тока через кристаллическую прослойку MgO (5 монослоев) и действующего на подрешетку Co в свободном ферромагнитном слое CoTb. Из рисунка видно, что его амплитуда на входе в CoTb превышает аналогичную для МТП Fe-MgO-Fe с той же толщиной туннельного слоя.

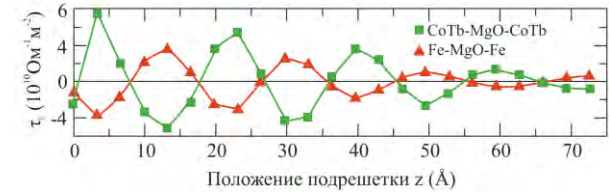


Рис. 2. Рассчитанная плоскостная компонента спинового вращательного момента, действующего на подрешетку Co в структуре свободного слоя ФМТП CoTb-MgO-CoTb в сравнении с полученными из первых принципов значениями для МТП типа Fe-MgO-Fe. Толщина слоя MgO в обоих случаях принята равной ~5 монослоев

Подобное поведение ВМ может объясняться наличием спин-поляризованных резонансных состояний на интерфейсе CoTb/MgO, вносящих вклад в усиление передаваемого ВМ. При этом на графике наблюдаются осцилляции и постепенное затухание ВМ по мере прохождения свободного слоя ФМТП, что характерно для спин-транспортных явлений. Полученные результаты могут быть применимы для задач улучшения энергопотребления и повышения быстродействия в запоминающих и логических спинтронных устройствах на эффекте переноса спина.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Фонда содействия инноваций (контракт #АААА-А21-121011590123-2) с использованием оборудования Центра коллективного пользования «Микросистемная техника и электронная компонентная база» МИЭТ.

Литература

1. Z. Guo, J. Yin, Y. Bai *et al.* // Proceedings of the IEEE, V. 109, 1398 (2021).
2. D.-H. Kim, T. Okuno, S.K. Kim *et al.* // Phys. Rev. Lett., V. 122, 127203 (2019).
3. A.K. Reza, K. Roy // J. Appl. Phys., V. 126, 023901 (2019).
4. S. Smidstrup, T. Markussen, P. Vancaeyveld, J. Wellendorff, J. Schneider *et al.* // J. Phys.: Condens. Matter, V. 32, 015901 (2020).

Ионное облучение как метод управления характеристиками спиновых светоизлучающих диодов InGaAs/GaAs/Al₂O₃/CoPt

П.Б. Демина^{1,*}, И.Л. Калентьева¹, А.В. Здравейцев¹, М.В. Дорохин¹,
Ю.А. Данилов¹, Ю.А. Дудин¹

¹ Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, 603950, Россия, Нижний Новгород, проспект Гагарина, 23/3.

*demina@phys.unn.ru

В работе исследовано влияние ионной имплантации на излучательные характеристики спиновых светоизлучающих диодов InGaAs/GaAs/Al₂O₃/CoPt. Установлено, что при ионном облучении He⁺ с флюенсом 2×10^{12} см⁻² удается сохранить излучательные свойства квантовой ямы InGaAs/GaAs, при этом наблюдается увеличение степени циркулярной поляризации электролюминесценции приблизительно до 4 раз в зависимости от толщины покровного слоя GaAs.

Введение

Гетероструктуры на основе InGaAs/GaAs с ферромагнитным инжектором CoPt используются для изготовления спиновых светоизлучающих диодов (ССИД), испускающих циркулярно-поляризованный свет [1]. При этом величина степени циркулярной поляризации в таких диодах зависит как от эффективности спиновой инжекции из намагниченного слоя CoPt, так и от спиновой релаксации, возникающей в процессе переноса спин-поляризованных носителей от ферромагнитного инжектора к активной области ССИД. В данной работе представлены результаты исследования влияния ионной имплантации на излучательные характеристики ССИД InGaAs/GaAs/Al₂O₃/CoPt.

Методика эксперимента

Полупроводниковая часть светоизлучающих диодов была сформирована методом МОС-гидридной эпитаксии на подложках *n*-GaAs (100): буферный слой *n*-GaAs, квантовая яма In_{0,22}Ga_{0,78}As (10 нм) и покровный слой GaAs, содержащий дельта-слой углерода, общая толщина (*d_c*) покровного слоя варьировалась от 150 до 200 нм. Затем, методом электронно-лучевого испарения в вакууме при 300°C, формировались тонкий слой диэлектрика Al₂O₃ (~ 1 нм) и ферромагнитный инжектор на основе сплава Co₄₅Pt₅₅ толщиной ~ 8 нм [2]. Мезоструктуры диодов диаметром 500 мкм получали методом фотолитографии и химического травления.

Полученные ССИД облучались на ускорителе ИЛУ-3 ионами He⁺ с флюенсом 1×10^{12} см⁻² (2×10^{12} см⁻²) и энергией 20 кэВ. Выбор флюенса ионов гелия был сделан с учетом расчетов распределения возникающих дефектов по глубине структур, проведенных с использованием программы SRIM [3]. Согласно сделанным нами расчетам, в облученных структурах образуются дефекты (преимущественно точечные). Концентрация таких дефектов при энергии ионов He⁺ 20 кэВ с флюенсом 1×10^{12} см⁻² в области квантовой ямы, расположенной на глубине 175 нм составляет $\sim 1.5 \times 10^{17}$ см⁻³, что не должно приводить к полному «гашению» ее люминесцентного излучения.

Исследовалось влияние ионного облучения на вольтамперные характеристики (ВАХ), интенсивность электролюминесценции (*I_{ЭЛ}*) и степень циркулярной поляризации электролюминесценции (*P_{ЭЛ}*) данных ССИД.

Результаты и обсуждение

Установлено, что при ионном облучении с выбранным флюенсом удается сохранить излучательные свойства квантовой ямы InGaAs/GaAs, однако, величина *I_{ЭЛ}* таких диодов снижается более чем на порядок вследствие проникновения дефектов в активную область. Исследования ВАХ показали снижение обратного тока диодов после ионной имплантации He⁺ на порядок величины до значений 1×10^{-7} А при напряжении 2 В, что также связывает-

ся с появлением канала утечек с участием дефектных центров в GaAs.

На рис. 1 представлена зависимость степени циркулярной поляризации электролюминесценции диода от внешнего магнитного поля, направленного перпендикулярно плоскости CoPt контакта. После ионной имплантации He^+ степень поляризации возрастает в 3,5 раза, при этом практически не меняется величина магнитного поля насыщения (~ 80 мТл).

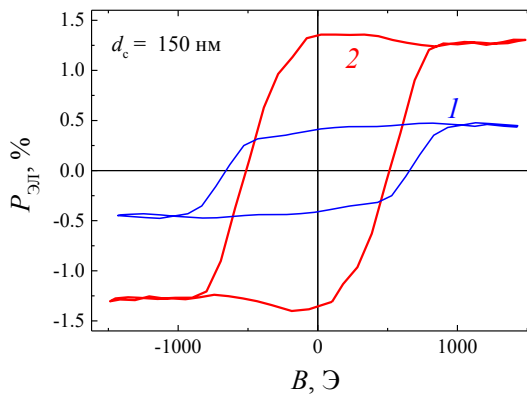


Рис. 1. Магнитолевая зависимость $P_{\text{ЭЛ}}$ при температуре 10К спиновое светодиода с толщиной покровного слоя $d_c = 150$ нм до (1) и после имплантации (2)

Установлено, что повышение степени поляризации зависит от толщины покровного слоя (рис.2). Так, увеличение $P_{\text{ЭЛ}}$ в 3-4 раза наблюдается для структур с толщинами покровного слоя 150 и 175 нм (до 1% и 1.3% соответственно). В случае диода с $d_c = 200$ нм наблюдается смена знака $P_{\text{ЭЛ}} = -0.17\%$. Данный факт может быть связан с изменением амплитуды и периода осцилляции $P_{\text{ЭЛ}}$ при варьировании расстояния между активной областью и ферромагнитным инжектором вследствие воздействия ионной имплантации. Осцилляции обусловлены действием магнитного поля контакта, которое возникает из-за пространственных неоднородностей состава и, соответственно, намагниченности сплава CoPt. Ранее нами было показано, что перпендикулярная компонента этого поля действует на инжектированные спин-поляризованные носители, вызывая их прецессию [1]. Мы предполагаем, что возрастание и смена знака степени циркулярной поляризации после воздействия низких доз ионного облучения, связано с изменением магнитного поля неоднородно намагниченного контакта CoPt, которое «закручивает» спин-поляризованные инжекти-

рованные носители с отличным периодом осцилляции. Изменение такого «внутреннего» магнитного поля может быть связано с повышением однородности сплава за счёт перемешивания компонентов при воздействии высокоэнергетических ионов.

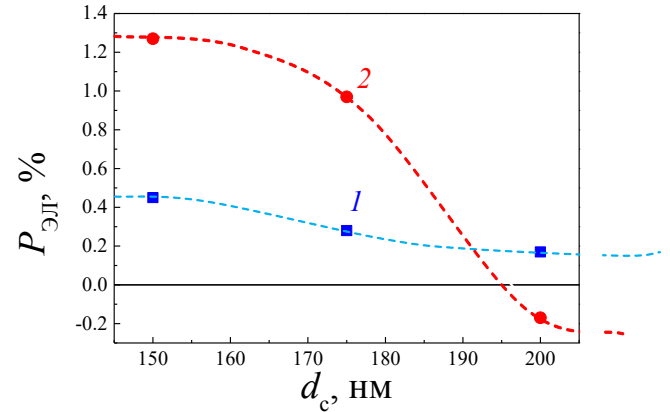


Рис. 2. Зависимость степени циркулярной поляризации электролюминесценции в насыщении от толщины покровного слоя спиновых светодиодов до (1) и после имплантации (2)

На изменение величины $P_{\text{ЭЛ}}$, по-видимому, влияет и изменение времени рекомбинации τ_R . Так, при введении радиационных дефектов значение τ_R уменьшается при неизменном времени спиновой релаксации τ_S , и величина $P_{\text{ЭЛ}} \sim 1/(1+\tau_R/\tau_S)$ возрастает [4].

Таким образом, в работе показана возможность управления степенью циркулярной поляризации спиновых светоизлучающих диодов с CoPt инжектором путём воздействия на готовые диоды ионным облучением He^+ небольшой энергии и дозы. Полученные результаты могут представлять интерес для технологии приборов спиновой оптоэлектроники.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 21-79-20186).

Литература

1. М.В. Дорохин, М.В. Веды, П.Б. Дёмина, и др. // ФТТ, Т.59, С.2135 (2017).
2. А.В. Здоровейцев, М.В. Дорохин, О.В. Вихрова, и др. // ФТТ, Т.58, С.2186 (2016).
3. <http://www.SRIM.org>
4. G. Salis, R. Wang, X. Jiang, et al. // Appl. Phys. Lett., V.87, P. 262503 (2005).

Исследование зависимостей структуры одномерных магнитных наночастиц от режимов их получения

И.М. Долуденко^{1,*}, Д.Л. Загорский¹, Д.Р. Хайретдинова^{1,2}

¹ ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Ленинский проспект, 59, Москва, 119333.

² НИТУ «МИСИС», Ленинский пр-т, 4, Москва, 119049

*doludenko.i@yandex.ru

Работа посвящена получению многокомпонентных нанопроволок и исследованию их структуры. Интерес к подобным структурам обусловлен возможностью применения их в микроэлектронике, генерации электромагнитных волн, использования для магнитной записи. Подробно изучен процесс формирования нанопроволок. Была определена связь между режимами их получения, кристаллической структурой и характером распределения элементов. Выдвинуты предположения о характере движения ионов металлов в процессе получения нанопроволок

Введени

В настоящее время наноструктуры и нанообъекты находят свое применение все в большем количестве областей науки и техники. Одним из важнейших вопросов сейчас является связь структуры получаемых объектов с методами их получения. Одним из таких методов является метод матричного синтеза. Данный метод основан на гальваническом заполнении пор матрицы с определенными параметрами тем или иным веществом. Метод позволяет широко варьировать структуру а следовательно, и свойства получаемых нанообъектов. В рамках данной работы матрица на основе трековой мембраны заполнялась методом электрохимического осаждения сплавами металлов Fe, Ni, Co. Рассматривалась зависимость структуры одномерных магнитных нанопроволок (НП) от режима получения. Целью данного исследования являлось установление зависимостей структуры нанопроволок из сплавов FeNi, FeCo с различным соотношением элементов от режимов их получения для создания нанообъектов с предсказуемыми и заданными магнитными свойствами.

Эксперимент и результаты

В качестве матрицы применялись трековые мембраны со следующими параметрами: толщина пленки – 12 мкм; диаметр пор – 100 нм; плотность пор (задаваемая параметрами облучения) – $1,2 \cdot 10^9$.

Изменение состава получаемых нанопроволок достигалось путем изменения состава электролита. На первом этапе исследования осаждение проводилось

при постоянном потенциале в 1,5 В по двухэлектродной схеме с железным анодом.

Процесс заполнения матриц исследовался более подробно на одном из составов для получения НП из FeNi выбранным в качестве модельного. Было установлено, что процесс осаждения можно разделить на 5 этапов. 1-й этап – процесс начала роста нанопроволок, при этом падение тока происходило в соответствии с законом Коттрелля [1]; 2-й этап – заполнение пор матрицы и дальнейшее развитие диффузионного слоя; 3-й этап – частичный выход осаждаемого металла на поверхность матрицы; 4-й этап – полное заполнение матрицы; 5-й этап – образование сплошного слоя металла на поверхности матрицы. Также были установлены зависимости скорости роста и выхода по току для различных этапов заполнения матрицы [2]. Процесс получения контрольных образцов останавливался в конце 2 этапа.

После получения структура образцов исследовалась методами РЭМ с элементным анализом. Было доказано, что все НП имеют сходную топографию, определяемую геометрией пор. Основной интерес в работе представлял элементный анализ образцов. Графики зависимости элементного состава НП от соотношения ионов в электролите представлены на рисунке 1.

Для всех НП из сплава FeNi наблюдается эффект аномального соосаждения железа: содержание Fe в НП превышало содержание в растворе электролита. При этом с увеличением концентрации Fe различие составов возрастало от 10% до 35%. Для НП из сплава FeCo этот эффект не наблюдался - содержа-

ние металлов в НП примерно соответствовало их содержанию в электролите.

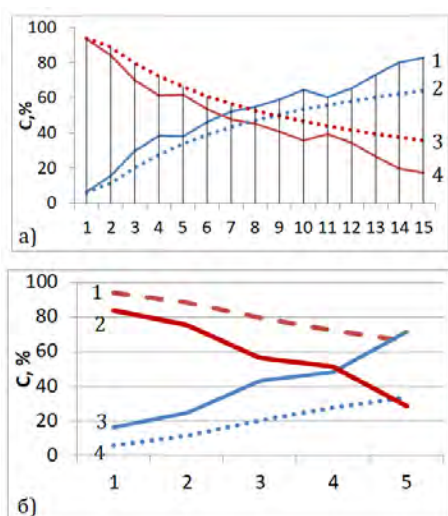


Рис. 1. Графики зависимости элементного состава НП от состава электролитов: а) FeCo: 1 – кол-во Fe в НП; 2 – кол-во ионов Fe⁺² в электролите; 3 – кол-во ионов Co⁺² в электролите; 4 – кол-во Co в НП, б) FeNi: 1 – кол-во ионов Ni⁺² в электролите; 2 – кол-во Ni в НП; 3 – кол-во Fe в НП 4 – кол-во ионов Fe⁺² в электролите

Рентгеноструктурный анализ образцов показал, что во всех случаях НП состоят из твёрдых растворов. с изменением состава структура меняется: при увеличении содержания железа более 17% и 25% (для FeCo и FeNi, соответственно) происходит переход от ГЦК к ОЦК решётке. В пределах фазы при изменении концентрации происходит закономерное изменение параметра решётки.

На втором этапе исследования было изучено распределение элементов по длине НП. Было выбрано два состава, которые по литературным данным для объемных материалов представляли наибольший интерес, а именно Fe₂₄Ni₇₆ как наиболее магнитомягкий материал, и эквиатомный сплав FeCo как наиболее магнитотвердый. Было доказано, что для НП из сплавов FeNi, при первоначальном потенциале осаждения, состав изменяется по длине – изменения составляют порядка 7%: концентрация Fe увеличивается с приближением к вершине НП.

Напротив, для FeCo соотношение элементов не изменяется.

Для образцов из сплава Fe₂₄Ni₇₆ была исследована зависимость распределения элементов по длине в зависимости от потенциала осаждения. Было установлено, что неравномерность распределения элементов по длине НП сильно зависит от потенциал осаждения. С понижением потенциала разность концентрации железа составляет 16%, а при условии повышения потенциала – практически сводится к нулю [3].

Исходя из полученных зависимостей можно сделать вывод о не равной скорости диффузии ионов Fe⁺², Ni⁺², Co⁺² в ограниченном объеме пор матрицы. А именно о том, что скорость Ni⁺² меньше чем Fe⁺² и Co⁺². Данная зависимость также подтверждается интегральным анализом элементного состава образцов НП полученных при разных потенциалах.

Заключение

В работе были исследованы зависимости структуры нанопроволок из сплавов FeNi, FeCo от режима их получения (изменение состава электролита, потенциала осаждения). В случае FeNi наблюдается аномальное соосаждение железа; изменение состава НП по длине НП FeNi.

Благодарности

Работа проводилась в рамках гранта РФФ 22-22-00983.

Литература

1. S. Valizadeh, J.M. George, P. Leisner *et al.* // *Electrochim. Acta.*, V. 47, 865 (2001).
2. И. М. Долуденко // *Перспективные материалы*, № 8, 74 (2021).
3. Д. Л. Загорский, И. М. Долуденко, В. М. Каневский *и др.* // *Известия РАН. Серия физическая*, Т. 85, № 8, 1090 (2021).

Циркулярно-поляризованная фотолюминесценция в наноструктурах InGaAs/GaAs, дельта-легированных Mn

М.В. Дорохин^{1,*}, П.Б. Дёмина¹, М.В. Ведь¹, Д.В. Хомицкий², К.С. Кабаев², М.А.G. Balanta³, F. Iikawa³, Б.Н. Звонков¹

1 Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Россия, Нижний Новгород, проспект Гагарина 23/3.

2 Физический факультет ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Россия, Нижний Новгород, проспект Гагарина 23/3.

3 Instituto de Física "Gleb Wataghin," Universidade Estadual de Campinas, 13083-859 Campinas, SP, Brazil.

*dorokhin@nifti.unn.ru

Представлены результаты исследований низкотемпературной циркулярно-поляризованной фотолюминесценции в гетероструктурах InGaAs/GaAs/ δ <Mn>, возбуждаемой последовательно двумя поляризованными импульсами непосредственно в квантовой яме. Показано взаимодействие фотовозбуждённых спин-поляризованных дырок с ионами Mn, которое проявляется в спиновой поляризации последних и связанной с этим модификации излучательных характеристик.

Введение

Разбавленные магнитные полупроводники (РМП) занимают важное место в технологиях спинтроники как материалы, обеспечивающие спиновую поляризацию носителей в приборных структурах [1]. Наиболее изученным РМП является (Ga,Mn)As, однако его применение ограничено низкими значениями температуры Кюри ($T_C=110$ К) [1]. Для повышения T_C необходимо повышение содержания Mn в GaAs значительно выше предела растворимости, это возможно за счёт локального дельта-легирования, при котором примесь локализуется в ультратонком слое внутри нелегированного материала. Так, ранее нами были сформированы гетероструктуры InGaAs/GaAs/ δ <Mn>, в которых дельта-слой Mn выполняет функции ферромагнетика, а близкорасположенная (2-12 нм) к нему квантовая яма InGaAs/GaAs локализует носители заряда. При намагничивании δ -слоя носители в квантовой яме ориентируются по спине вследствие взаимодействия с ионами Mn. Спиновая поляризация носителей изучается путём измерения циркулярной поляризации фотолюминесценции (ФЛ) [2]. В настоящей работе рассмотрена обратная схема: резонансное возбуждение ненамагниченной структуры циркулярно-поляризованными импульсами. В результате в квантовой яме генерируются спин-поляризованные носители, которые ориентируют по спине атомы марганца за счёт обменного взаимодействия. Поляризованные по спине атомы Mn оказывают влияние на последующие процессы рекомбинации и спиновой релаксации.

Методика эксперимента

Образцы были выращены комбинированным методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении и лазерного распыления и представляли собой квантовую яму InGaAs в матрице GaAs с дельта-слоем Mn, расположенным на расстоянии $d = 2-12$ нм от квантовой ямы в приповерхностной области. Фотолюминесценция в образцах возбуждалась импульсным Ti-сапфировым лазером $\lambda_{\text{возб}} = 870$ нм (резонансно 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 время между импульсами (от 100 до 2000 пс) и циркулярная поляризация возбуждающих импульсов (σ^+ , σ^-). Возбуждённое лазерными импульсами ФЛ излучение квантовой ямы регистрировалось посредством стрик-камеры Hamamatsu C4334. Образцы помещались в гелиевый криостат, температура измерений составила 7 К.

Результаты и обсуждение

Как результат воздействия лазерных импульсов, структура испускает циркулярно-поляризованное излучение, степень поляризации которого рассчитывается как $P_{\text{ФЛ}}=(I^+ - I^-)/(I^+ + I^-)$ (где I^+ (I^-) интенсивности компонент ФЛ, поляризованных по правому (левому) кругу). 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 τ_e и τ_h , соответственно, а также процессы взаимодействия спин-поляризованных дырок с ионами Mn, обеспечивающими спиновую поляризацию примесных центров Mn в GaAs [3]. Таким образом, циркулярно-поляризованное лазерное излучение обеспечивает намагничивание ионов Mn в δ -слое.

Спин-поляризованное состояние Mn изучалось путём облучения образца вторым лазерным импульсом той же длины волны, но противоположной поляризации. Фотовозбуждённые вторым импульсом носители испытывают воздействие ориентированных по спину атомов Mn, что оказывает существенное влияние на динамику спиновой поляризации и на регистрируемые значения $P_{\text{ФЛ}}$. В частности, зарегистрировано снижение по абсолютному значению степени циркулярной поляризации после второго импульса по сравнению с $P_{\text{ФЛ}}$ после первого импульса (ΔP), что хорошо видно на рис.1. Величина ΔP зависит от параметров структур, а также от времени задержки между первым и вторым лазерными импульсами.

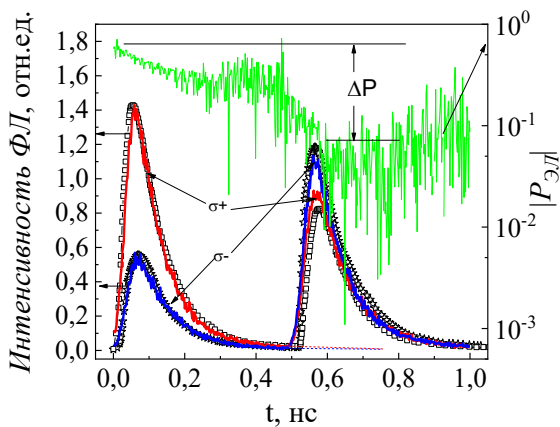


Рис. 1. Зависимости от времени интенсивности ФЛ (красная и синяя кривые) и модуля $P_{\text{ФЛ}}$ (зеленая кривая) для структуры с $d = 8$ нм, при накачке первым импульсом с $\sigma+$ -поляризацией, и вторым импульсом с $\sigma-$ -поляризацией. Точками показаны интенсивности, рассчитанные с использованием кинетической модели генерации-рекомбинации

При этом сохранение эффекта даже при задержке в 2000 пс свидетельствует о высоком значении времени спиновой релаксации Mn по сравнению с другими характерными временами системы (τ_e и τ_h).

Для описания рекомбинационных характеристик, представленных на рис.1, нами была разработана кинетическая модель. Модель учитывает процессы

генерации и рекомбинации спин-поляризованных носителей, а также процессы спиновой релаксации, и процессы взаимодействия между спиновыми подсистемами электронов, дырок и марганца. В результате получены кинетические уравнения, решения которых позволили рассчитать зависимости от времени интенсивностей ФЛ с правой и левой поляризацией. Результаты расчёта представлены на рис.1 (точки). Из рисунка видно удовлетворительное согласие между теорией и экспериментом. На рис.2 представлена рассчитанная по результатам моделирования временная зависимость спиновой поляризации марганца.

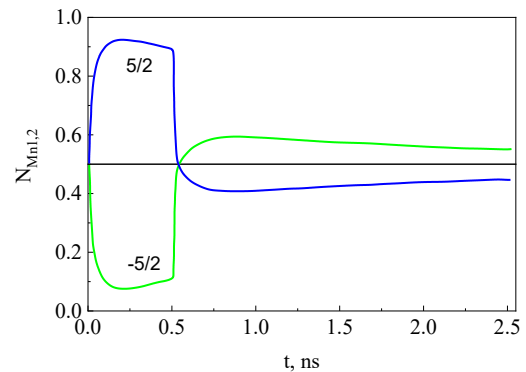


Рис. 2. Рассчитанная зависимость от времени спиновой поляризации Mn в исследованных структурах

Видно, что рекомбинационные процессы после первого импульса идут в условиях высокой спиновой поляризации Mn, после второго импульса степень поляризации по модулю низкая.

Таким образом, методом измерения циркулярно-поляризованной фотолуминесценции с разрешением по времени исследовано взаимодействие спинов дырок и атомов марганца в гетероструктурах InGaAs/GaAs/ δ <Mn>. Взаимодействие существенно влияет на динамику циркулярно-поляризованной ФЛ. Конкретный механизм взаимодействия является предметом дальнейших исследований.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 21-79-20186).

Литература

1. D.K. Young, et.al. // *Semicond. Sci. Tech.*, V.17, P.275 (2002).
2. M.V. Dorokhin, et.al. // *Applied Physics Letters*, V.107, P.028531 (2015).
3. M.A.G. Balanta, et.al. // *Nature. Scientific Reports*, V.6, P.24537 (2016).

Особенности магнитного резонанса в пленках наногранулярного композита CoFeB-LiNbO_3

А.Б. Дровосек^{1,*}, О.А. Ковалев^{1,2}, А.В. Ситников^{3,4}, С.Н. Николаев⁴, В.В. Рыльков^{4,5}

1 Институт физических проблем им. П.Л. Капицы, РАН, Косыгина 2, Москва 119334.

2 Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, 20, Москва 101000.

3 Воронежский государственный технический университет, Московский проспект, 14, Воронеж 394026.

4 Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», пл. Академика Курчатова, 1, Москва 123182.

5 Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино 141190, Московская обл.

*drovosekov@kapitza.ras.ru

При комнатной температуре исследованы спектры магнитного резонанса пленок металл-диэлектрических наногранулярных композитов $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ с различным содержанием ферромагнитной (ФМ) металлической фазы x вблизи порога перколяции. Особенностью изучаемых систем является высокая концентрация парамагнитных ионов, диспергированных в матрице изолятора между ФМ гранулами. Обнаружено, что в таких пленках, помимо обычного сигнала ферромагнитного резонанса (ФМР), в более слабых полях наблюдается дополнительный пик поглощения. В отличие от обычного ФМР, возбуждаемого поперечным высокочастотным магнитным полем, дополнительный пик демонстрирует слабую зависимость амплитуды от геометрии возбуждения резонанса. Положение этого пика зависит от состава нанокompозита x , а также от частоты возбуждения резонанса ($f = 7 - 37$ ГГц) и угла приложения поля относительно плоскости пленки. Наблюдаемая особенность связывается с парамагнитным резонансом ионов Fe^{3+} , диспергированных в матрице изолятора и взаимодействующих с ФМ гранулами.

Магнитные металл-диэлектрические нанокompозиты (НК) M_xD_{100-x} представляют собой массив ферромагнитных (ФМ) наногранул, хаотически расположенных в диэлектрической матрице. Такие системы интересны возможностью реализации в них различных типов магнитного упорядочения в зависимости от содержания ФМ фазы x . Так, выше порога перколяции $x > x_p$ сильное обменное взаимодействие между гранулами приводит к ФМ упорядочению НК. Ниже порога перколяции $x < x_p$ межгранулярный обмен, как правило, резко падает, и НК начинает проявлять суперпарамагнитные свойства. При этом наличие беспорядочных магнитодипольных взаимодействий между гранулами может приводить к возникновению эффектов спинового стекла в области низких температур [1].

Особый интерес представляют НК, для которых существенная часть металлической фазы оказывается диспергированной в виде отдельных атомов в изолирующем пространстве между ФМ гранулами. Наличие таких «растворенных» атомов может приводить к существенному усилению электронного туннелирования между гранулами ниже порога перколяции x_p . В этой ситуации можно ожидать роста межгранулярных обменных взаимодействий и сдвигу перехода к суперпарамагнитному поведе-

нию гранулированной системы в область более низких содержаний металла $x < x_p$.

В настоящей работе проводятся исследования магнитного резонанса подобных НК систем состава $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ ($x \approx 32 - 48$ ат.%), для которых характерно наличие высокой концентрации парамагнитных (ПМ) ионов Fe, Co, диспергированных в диэлектрической матрице LiNbO_3 [2].

Исследования спектров магнитного резонанса НК в случае поля, ориентированного в плоскости пленки, показали, что помимо обычного сигнала ФМР, в более слабых полях присутствует дополнительный пик поглощения. При этом в отличие от обычного ФМР, возбуждаемого поперечным СВЧ полем, дополнительный пик демонстрирует слабую зависимость амплитуды от геометрии возбуждения резонанса. Наиболее ярко этот пик проявляется при продольном возбуждении резонанса, когда сигнал обычного ФМР существенно подавлен (рис. 1).

Дополнительный пик наблюдается для всех образцов $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ в диапазоне концентраций $x \approx 32 - 48$ ат.%. С увеличением содержания ФМ фазы пик слегка сдвигается в сторону слабых полей. При этом происходит его уширение и уменьшение интенсивности.

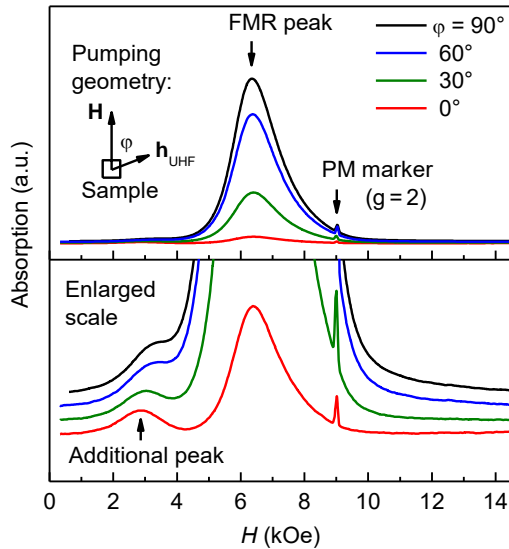


Рис. 1. Экспериментальные спектры поглощения для образца $(\text{CoFeB})_{32}(\text{LiNbO}_3)_{68}$ на частоте $f = 25.0$ ГГц при изменении геометрии возбуждения резонанса от поперечной ($\varphi = 90^\circ$) до продольной ($\varphi = 0^\circ$)

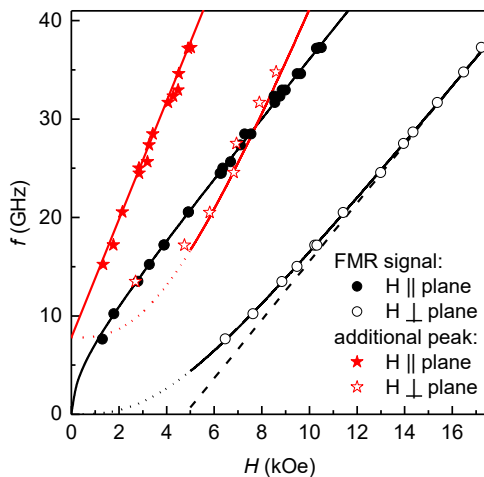


Рис. 2. Частотно-полевые зависимости резонанса для пленки $(\text{CoFeB})_{32}(\text{LiNbO}_3)_{68}$ в касательном и нормальном поле. Точки – эксперимент, линии – расчет (см. текст)

Положение линии ФМР и дополнительного пика зависит как от частоты возбуждения резонанса, так и от угла приложения поля относительно плоскости пленки (рис. 2). При этом зависимость $f_1(H)$ для пика ФМР описывается формулами Киттеля:

$$f_1(H)^2 = \gamma_1^2 H(H + 4\pi M) \quad (\mathbf{H} \parallel \text{плоскости}), \quad (1)$$

$$f_1(H) = \gamma_1 (H - 4\pi M) \quad (\mathbf{H} \perp \text{плоскости}), \quad (2)$$

где $\gamma_1 \approx 2.97$ ГГц/кЭ – гиромангнитное отношение, а $4\pi M$ – размагничивающее поле. Для пленки состава $(\text{CoFeB})_{32}(\text{LiNbO}_3)_{68}$ его величина $4\pi M \approx 4.77$ кЭ.

В области низких частот в нормальном поле наблюдается отклонение экспериментальной зави-

симости $f_1(H)$ от линейной функции (2). Это связано с неполным насыщением намагниченности пленки ($4\pi M < 4\pi M_s$) в полях $H < 10$ кЭ.

Зависимость $f_2(H)$ для дополнительного пика описывается формулами:

$$f_2(H) = \gamma_2 H + f_0 \quad (\mathbf{H} \parallel \text{плоскости}),$$

$$f_2(H) = \gamma_2 (H - 4\pi M) + f_0 \quad (\mathbf{H} \perp \text{плоскости}),$$

где гиромангнитное отношение $\gamma_2 \approx 6.0$ ГГц/кЭ соответствует эффективному g-фактору $g = 4.3$. Величина спектральной щели f_0 составляет $f_0 \approx 7.8$ ГГц для пленки с концентрацией $x \approx 32$ ат.% и немного возрастает до $f_0 \approx 9.0$ ГГц по мере увеличения содержания ФМ фазы до $x \approx 48$ ат.%.

Линия электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) с изотропным g-фактором $g = 4.3$ характерна для ионов переходных элементов с электронной конфигурацией $3d^5$ в аморфных матрицах [3]. В нашем случае в качестве таких ионов могут выступать ионы Fe^{3+} , присутствующие в диэлектрической среде в промежутках между ФМ гранулами. При этом наличие спектральной щели f_0 в нулевом поле можно объяснить обменным взаимодействием ПМ ионов с ФМ гранулами, а зависимость положения линии ЭПР от угла приложения поля относительно плоскости пленки – действием размагничивающего поля $4\pi M$.

Экспериментально полученная величина f_0 позволяет сделать оценку обменного взаимодействия ФМ и ПМ подсистем. Средняя энергия обмена ПМ ионов с ФМ гранулами составляет $E_{\text{ex}} = hf_0 \approx 0.03$ мэВ (h – постоянная Планка). Небольшой рост f_0 , наблюдаемый при увеличении концентрации x , можно объяснить усилением обмена между ФМ гранулами и ПМ ионами из-за уменьшения среднего расстояния между ними.

Работа выполнена при поддержке государственного задания и проекта РНФ № 22-29-00392 в части исследования магниторезонансных и электрофизических свойств НК образцов.

Литература

1. S. Bedanta et al., J. Nanomater. 952540 (2013).
2. В.В. Рыльков и др., ЖЭТФ **158**, 164 (2020).
3. D.L. Griscom, J. Non-Cryst. Solids **40**, 211 (1980).

Микромагнитное моделирование логического ключа «большинства» на основе интерференции каустик спиновых волн

Г.М. Дудко¹, А.В. Кожевников¹, В.К. Сахаров¹, М.Е. Селезнев¹, Ю.В. Хивинцев¹, Ю.В. Никулин¹, С.Л. Высоцкий¹, Ю.А. Филимонов^{1,*}, С.А. Никитов², А. Khitun³

¹ СФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зелёная, 38, Саратов, 410019.

² ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, корп.7, Москва, 125009.

³ Electrical Engineering Department, University of California - Riverside, Riverside, CA, USA, 92521.

*yuri.a.filimonov@gmail.com

Численно исследована возможность построения логического ключа большинства на основе интерференции каустик спиновых волн, возбуждаемых прямолинейными микрополосковыми преобразователями, ориентированными под углом к направлению касательного к пленке магнитного поля.

Введение

Эффекты распространения и интерференции спиновых волн (СВ) в магнитных микроструктурах перспективны для построения на их основе энергоэффективных информационных технологий [1,2]. Был предложен ряд прототипов логических устройств на основе интерференции СВ, распространяющихся в структурах на основе волноводов СВ конечной ширины [2]. Однако, в структурах на основе волноводов субмикронных размеров существенно вырастают потери на возбуждение, распространение и прием СВ. Это связано как с ухудшением параметров пленки, при проведении технологических процессов, так и с существенным усложнением спектра СВ, вызванного неоднородностью основного состояния и квантованием спектра из-за влияния анизотропии формы. Одним из возможных решений указанной проблемы может оказаться переход к интегральным схемам на основе пленок ЖИГ, где канализация энергии СВ достигается не за счет их распространения в ограниченных по ширине волноводах, а за счет возбуждения антеннами, обеспечивающими формирование сфокусированных или узконаправленных волновых пучков СВ [3]. Здесь показано, что такой подход может быть положен в основу работы ключа большинства.

Результаты

Мажоритарный элемент на СВ предлагается построить (рис.1а) из ферромагнитной пленки (1), например, пленки ЖИГ толщиной $d=3.9 \mu\text{m}$, с плоскостными размерами $1.5 \times 1.5 \text{ mm}$, намагничен-

ностью 1750 G и скоростью релаксации $\alpha=10^{-3}$. Магнитное поле $H=1.5 \text{ kOe}$ направлено вдоль Оу. На поверхности ЖИГ расположены входные (2,3,4,5) и выходная (6) антенны длиной $80 \mu\text{m}$ и шириной $4 \mu\text{m}$. Входные антенны СВ размещены в вершинах прямоугольника (размерами $a=376 \mu\text{m}$ и $b=337 \mu\text{m}$) под углами $\varphi=\pm 55^\circ$ к полю H, что обеспечивает [4] распространение потоков (7,8,9,10) СВ на частоте $f = 5.6 \text{ GHz}$ в виде каустик, групповая скорость которых совпадает с направлением диагонали.

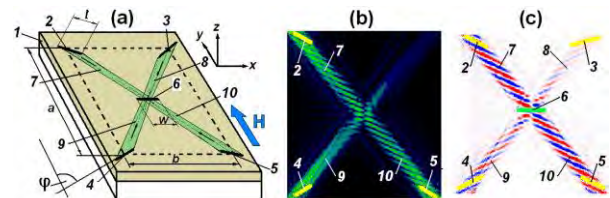


Рис. 1. (а) Схема мажоритарного элемента. (б) Интенсивности волновых пучков СВ, возбуждаемых в пленке ЖИГ толщиной $3.9 \mu\text{m}$ на частоте $f = 5.6 \text{ GHz}$ входными антеннами 2, 4, 5 длиной $80 \mu\text{m}$ и шириной $20 \mu\text{m}$, расположены в вершинах прямоугольника с размерами сторон $a = 376 \mu\text{m}$ и $b = 337 \mu\text{m}$, под углами $\varphi=\pm 55^\circ$ по отношению к полю $H=1.5 \text{ kOe}$. (с) распределение m_z -компоненты СВЧ намагниченности в момент времени $t = 81 \text{ ns}$

На рис. 1(б) приведены результаты микромагнитного моделирования интенсивности волновых полей пучков СВ при подаче входного сигнала на преобразователи 2, 4, 5, где яркость тона пропорциональна мощности СВ. На рис. 1(с) приведено распределение m_z компоненты СВЧ намагниченности нормальной к поверхности пленки ЖИГ в момент времени $t=81 \text{ ns}$ после начала возбуждения СВ.

Красный и синий цвета отражают, соответственно, максимумы и минимумы величины m_z , при этом яркость изображения отражает интенсивность сигнала. Видно, что антенны 2,4,5 возбуждают ограниченные по ширине пучки СВ, пересекающиеся в месте расположения выходного преобразователя 6.

Зависимости $m_z(t)$ с выходной антенны 6 показаны на рис. 2(a). На вставке показаны комбинации начальных фаз сигналов на входных антеннах 2,4,5, где фаза «0» или « π » соответствует логическому «0» или «1». Можно видеть, что фаза выходного сигнала совпадает с фазой большинства входных сигналов. При этом сигнал с выхода 6 должен обрабатываться фазочувствительным детектором [5]

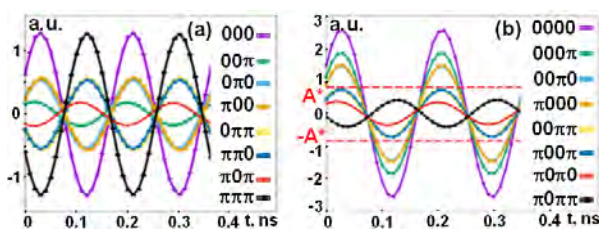


Рис. 2. (a),(b) Зависимости $m_z(t)$ на выходной антенне в мажоритарном ключе в случае трех (a) и четырех (b) входных преобразователей

Если в работе мажоритарного ключа задействованы 4 входных преобразователя и при этом один из них возбуждает «опорный» пучок СВ, фаза которого всегда постоянна и равна «0» или « π », то о фазе большинства входных сигналов можно судить по превышению амплитудой выходного сигнала некоторой пороговой величины A^* , задаваемой опорным сигналом. Сказанное поясняет рис. 2(b), где приведены зависимости $m_z(t)$ с выхода 6 при разных комбинациях фаз четырех входных сигналов. Преобразователь 3 создает «опорный» пучок СВ, фаза которого равна «0», а его амплитуда в 3 раза выше амплитуд сигналов на остальных входах. Можно видеть, что все сигналы с амплитудой выше некоторого уровня A^* имеют фазу, совпадающую с фазой опорного сигнала.

На рис. 3(a)-(d) приведены результаты микромагнитного моделирования логического ключа большинства с использованием опорного сигнала на основе каустик СВ в пленках пермаллоя (Py) 150 x 150 x 0.1 μm . Антенны длиной 10 μm и шириной 1 μm размещены в вершинах прямоугольника 30 μm x 80 μm . На рис. 3(b) и (c) приведены зависимости $m_z(t)$ выходных сигналов при ориентации выходной антенны перпендикулярно (b) или параллельно (c) полю H. Из рис. 3(d) видно, что волновые пучки

пространственно хорошо ограничены. При изменении частоты положение точки пересечения волновых пучков смещается, что также сопровождается изменением потерь СВ.

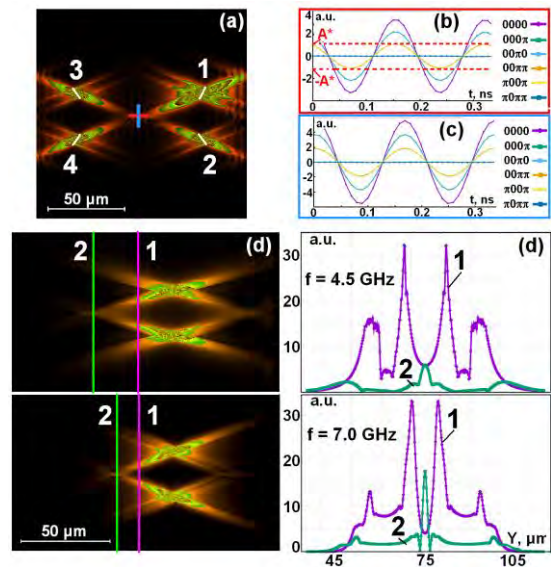


Рис. 3. Результаты микромагнитного моделирования мажоритарного ключа на основе пленки пермаллоя размерами 150x150x0.1 μm , намагниченной в поле $H=150$ Oe, при возбуждении СВ микроантеннами длиной 10 μm и шириной 1 μm , ориентированных под углом $\pm 55^\circ$ по отношению к полю H. (a) распределение интенсивности волновых пучков в мажоритарном ключе на основе интерференции СВ, возбуждаемых сигнальными антеннами 1,3,4, с «опорным» волновым пучком, возбуждаемым входной антенной 2, имеющим постоянную фазу «0» и входную амплитуду в 3 раза выше чем на сигнальных антеннах 1,3,4; (b) и (c) зависимости $m_z(t)$ на выходной антенне при ее ориентации перпендикулярно (b) и параллельно (c) направлению поля H; (d) зависимость от частоты f положения точки пересечения волновых пучков (показа на вертикальной зеленой линии 2) и распределение интенсивности волновых пучков вдоль сечений 1 и 2, проходящих вблизи входных антенн (вертикальная сиреневая линия 1) и через точку пересечения волновых пучков

Работа поддержана проектом РФФ № 17-19-01673

Литература

1. A. Khitun, M. Bao, K.L. Wang.// J. Phys. D: Appl. Phys. 43, 264005 (2010).
2. A. Mahmoud, et al //J. Appl. Phys. 128, 161101 (2020).
3. А.В. Вашковский. А.В. Стальмахов, Д.Г. Шахназарян // Известия вузов. Физика. 1988. № 11. С. 57 (1988).
4. Локк Э.Г. РЭ, 60, 102 (2015).
5. T. Fischer, et al. Appl. Phys. Lett. 110, 152401 (2017).

Исследование магнитных свойств наноразмерных пленок пермаллоя в зависимости от размера зерна

Н.А. Дюжев¹, Б.К. Медведев¹, Д.Д. Носкова^{1,*}, Г.Д. Демин¹, А.Д. Федина¹

¹ Национальный исследовательский университет «МИЭТ», площадь Шокина, 1, Зеленоград, 124498.

*dasha.noskova.1998@mail.ru

Исследована зависимость ключевых магнитных свойств (коэрцитивности, коэффициента анизотропного магнетосопротивления (AMR) и поля магнитной анизотропии) 30 нм пленки $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ от размера зерна, управляемого температурой подложки в процессе магнетронного напыления. Показано, что коэффициент AMR, как и поле магнитной анизотропии с ростом зерна имеют тенденцию выхода на постоянный уровень 2.25 % и около 5Э соответственно.

Введение

В настоящее время во многих перспективных промышленных отраслях (автомобильная электроника, геомагнитная навигация, биомедицина) активно используются анизотропные магниторезистивные сенсоры (AMR), отличающиеся хорошей чувствительностью к магнитному полю, высокой надежностью, тепловой стабильностью, устойчивостью к воздействию радиации и низкой себестоимостью. Принцип работы данной разновидности магнитных сенсоров основан на так называемом анизотропном магниторезистивном эффекте, который заключается в изменении сопротивления R магниторезистивной структуры их чувствительного элемента от угла θ между векторами протекающего по структуре тока \mathbf{I}_c и поля магнитного поля \mathbf{H}_a , где $\theta = \arccos(\mathbf{H}_a \cdot \mathbf{I}_c)$. При изготовлении чувствительных элементов AMR сенсоров важную роль играет поведение магнитных характеристик тонких ферромагнитных пленок в составе магниторезистивных структур в наномасштабе, что, в свою очередь, зависит от их внутреннего кристаллического строения, регулируемого параметрами технологического процесса [1]. В большинстве работ в качестве ферромагнитного материала чувствительного элемента AMR сенсорных устройств используется пермаллой ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$), поскольку широко применяется в КМОП технологии, обладает высоким коэффициентом анизотропного магнетосопротивления $\delta_{AMR} = \Delta R / R_{min}$ (2-5 %), где $\Delta R = R_{max} - R_{min}$, а $R_{max} = R(0^\circ)$ ($R_{min} = R(90^\circ)$) - сопротивление магниторезистивной структуры в случае параллельной (перпендикулярной) ориентации направлений внешнего магнитного поля \mathbf{H}_a и тока \mathbf{I}_c . Стоит отметить, что существенное влияние на магнитные характери-

сти наноразмерных пленок $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ оказывают параметры технологического процесса, в частности, размер зерна. Поскольку с уменьшением толщины d слоя $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ в нанометровую область увеличивается удельное сопротивление и наблюдается нелинейный рост величины δ_{AMR} [2, 3], интересно рассмотреть вариацию магнитных свойств (коэрцитивности, коэффициента AMR, поля анизотропии) пермаллоя с размером зерна для случая, когда $d \approx 30$ нм, где δ_{AMR} достигает значения, близкого к максимальному [1]. Для этой задачи в работе исследуется 30 нм пленка $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ при различной температуре подложки в ходе магнетронного напыления, изменение которой обеспечивает эффективное управление скоростью роста зерен. Также интересным представляется рассмотрение влияния типа подложки на характеристики пленок $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ в различном диапазоне нанометровых толщин

Методика эксперимента

Напыление 30 нм пленки $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ осуществлялось на магнетронной установке AJA ATC 22000 Phase II Jet, в качестве подложки использовались пластины Si/SiO₂ (100 нм). Для создания плазмы использовался аргон (Ar) особой чистоты, объем подачи был равен 15 сссм, при этом в камере поддерживалось давление 5 мТорр. Процесс напыления происходил при одной и той же подаваемой на электрод мощности 150 Вт и вариации температуры подложки внутри вакуумной камеры в диапазоне от 250 до 350 °С. После напыления в камере установки в магнитном поле осуществлялся отжиг полученных образцов в течение трех часов при температуре 350 °С. Размер зерна (область когерентного рассеяния, ОКР) изготовленных образцов $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ исследу-

довался на рентгеновском дифрактометре Rigaku SmartLab. Монохроматор-анализатор из пиролитического графита, $\lambda(\text{CuK}\alpha) = 1.541 \text{ \AA}$. Напряжение на рентгеновской трубке 40 кВ, анодный ток 30 мА. Экспериментальная оценка коэрцитивной силы H_C и поля анизотропии H_{AN} пермалловых пленок проводилась на магнитооптической установке Neoark VN-PI7892-KI для измерения эффекта Керра. Величина δ_{AMR} была получена из четырехзондового метода измерения поверхностного сопротивления образцов во внешнем магнитном поле.

Результаты

На рисунке 1 представлены результаты измерений магнитных параметров 30 нм пленки пермаллоя (H_C , H_{AN} , δ_{AMR}) от размера зерна D_G . Как видно из рисунка, в области малых D_G с размером зерна заметно меняются все исследуемые характеристики $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$. Зависимость коэрцитивности H_C пленки от размера зерна D_G имеет минимум в области 6 нм и резко увеличивается при меньшей толщине, что коррелирует с результатами предыдущих исследований [4]. В то же время, поле анизотропии H_{AN} слабо варьируется с величиной D_G в диапазоне от 6 до 20 нм и составляет величину около 5 Э. При $D_G > 10$ нм значение δ_{AMR} выходит на постоянный уровень (~ 2.25 Э).

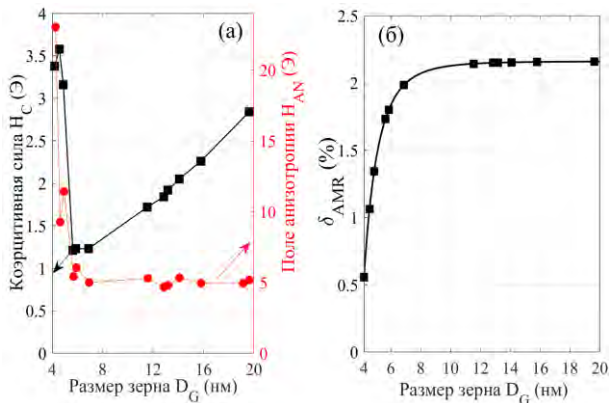


Рис. 1. Зависимость (а) коэрцитивности, поля магнитной анизотропии и (б) коэффициента AMR и от размера зерна 30 нм пленки пермаллоя ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$)

Также для исследования влияния типа подложки на коэрцитивность H_C были изготовлены образцы пленок $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ различной толщины на структурах трех типов – чистый Si, Si/SiO₂ и Si/Si₃N₄. Результаты измерений H_C представлены на рисунке 2. Почти у всех образцов с $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ на чистой подложке Si отсутствует гистерезис (кривые не приводятся), а снятые зависимости имеют выраженный шум, что может быть связано с шероховатостью поверх-

ности подложки. Для $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ на подложке Si/SiO₂ заметен плавный рост коэрцитивного поля H_C с толщиной пленки. Подобное поведение согласуется с ранее полученными результатами из других работ [5, 6] и в некоторой степени повторяет поведение H_C при вариации размера зерна, проиллюстрированное на рисунке 1а. При выборе подложки Si/Si₃N₄ величина H_C меняется слабо с толщиной пленки $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ и в несколько раз меньше, чем в случае Si/SiO₂.

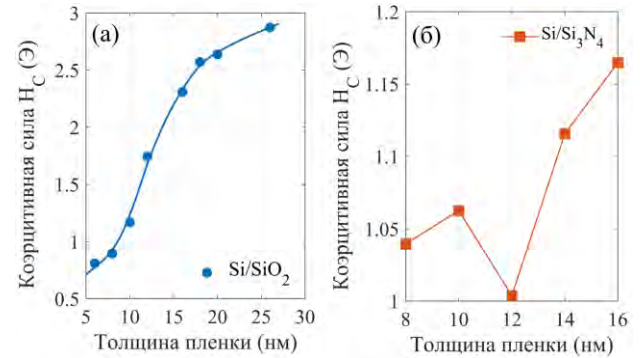


Рис. 2. Зависимость коэрцитивности пленки пермаллоя ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) от ее толщины на различных подложках: (а) Si/SiO₂ и (б) Si/Si₃N₄

Полученные нами результаты важны для разработки магнитных наноструктур для нового поколения высокочувствительных сенсоров на эффекте AMR [7].

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (Соглашение №075-15-2021-1350 от 5 октября 2021 г. (внутренний номер 15.СИН.21.0004)) с использованием оборудования ЦКП «МСТ и ЭКБ» МИЭТ.

Литература

1. N. Djuzhev, A. Iurov, N. Mazurkin *et al.* // EPJ Web Conf., V. 185, 01003 (2018).
2. M.M. Raja, R.J. Cambino, S. Sampath, R. Greenlaw // IEEE Trans. Magn., V. 40, 2685 (2004).
3. A. Guittoum, A. Bourzami, A. Layadi, G. Schmerber // EPJ Appl. Phys., V. 58, 20301 (2012).
4. M.A. Akhter, D.J. Mapps, Y.Q. Ma Tan // J. Appl. Phys., V. 81, 4122 (1997).
5. C. Kuhrt *et al.* // J. Appl. Phys., V. 73, 6588 (1993).
6. A.V. Morozov, V.P. Alekseev, V.A. Naumov *et al.* // J. Nano- Electron. Phys., V. 5, 04016 (2013).
7. Y.-D. Pan, L.-R. Yu, L. Wang *et al.* // Rare Metals, V. 40, 2026 (2021).

Возбуждение ФМР и спиновых токов электрической компонентой микроволнового поля в структурах $\text{P}_y/\text{n-Si:Bi}$ с участием спин-орбитального взаимодействия

А.А. Ежевский¹, Н.И. Аверина¹, Д.В. Гусейнов¹, А.В. Сухоруков¹, И.А. Зубанов¹,
Е.А. Калинина¹, Н.С. Гусев²

¹ Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

² Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

*ezhevski@phys.unn.ru

Рассмотрена возможность возбуждения ФМР электрической компонентой микроволнового поля в образце, которое может проявляться с участием спин-орбитального взаимодействия. Ферромагнетик вносит разность фаз φ между электрической и магнитной составляющими микроволнового поля в ферромагнетике. В результате, линия ФМР, в зависимости от фазы φ , может иметь разные вклады линий дисперсии и Лоренца и ее форма существенно искажается. Аналогично, сложный характер приобретает и линия сигнала ИСХЭ.

Введение

В работах [1,2] мы показали возможность генерации и детектирования спиновых токов в структурах $\text{P}_y/\text{n-Si:Bi}/\text{SiO}_2/\text{Si}$ по сигналу инверсного спинового эффекта Холла (ИСХЭ), индуцированного ФМР в пленке пермаллоя. Мы наблюдали сложный характер изменения формы линии ФМР и сигнала (напряжения) на контактах структуры в зависимости от положения вектора магнитного поля в плоскости структуры [1] и типа структуры. Изменение формы сигнала на контактах мы связывали с возникновением дополнительных эффектов, в основном, анизотропного магниторезистивного (АМР) эффекта [1,3].

Причем изменение формы от симметричной к асимметричной наблюдалось и в структурах, в которых пленка пермаллоя была разрезана поперек линий СВЧ тока, что позволило уменьшить сигнал от АМР эффекта в десять раз.

Методика эксперимента

Исследуемые структуры на основе Si (рис. 1а) были получены по методике, описанной ранее в [1]. Фосфор и висмут вводились ионной имплантацией. Спектры ФМР в слое P_y возбуждались с помощью спектрометра электронного парамагнитного резонанса Bruker EMX-plus-10/12, работающего на микроволновой (MW) частоте 9,4 ГГц. Измерения проводились при комнатной температуре.

Результаты и обсуждение

Изменение формы можно проследить по отношению амплитуд линий спектров ФМР A_1/A_2 (см. Рис. 1, а). На Рис. 1 б показаны их изменения в зависимости от направления магнитного поля в плоскости образца структуры $\text{P}_y/\text{n-Si}$, легированного висмутом и без висмута. Ранее мы не рассматривали возможность возбуждения ФМР электрической компонентой микроволнового поля в образце, которое может проявляться с участием спин-орбитального взаимодействия.

$$H_{SO} = -\frac{\hbar^2}{4m_0^2c^2}(\mathbf{k} \times \nabla V)\boldsymbol{\sigma} \quad (1)$$

∇V – градиент кулоновского потенциала, а $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ – векторы спиновой матрицы Паули. С учетом (1), электрическое поле электромагнитной волны модулирует СО взаимодействие, которое порождает эффективное динамическое магнитное поле, возбуждающее ФМР. Как известно, в ФМР динамические намагниченности и восприимчивости имеют комплексный характер и описываются тензором Полдера [3,4].

$$\mathbf{m} = \hat{\chi} \mathbf{h} = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & i\chi_{xy} & 0 \\ -i\chi_{xy} & \chi_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \mathbf{h} \quad (2)$$

Компоненты комплексных восприимчивостей могут быть выражены через функции формы линии дисперсии и Лоренца $D(H)$ и $L(H)$ и действительные амплитуды A_{xx}, A_{xy}, A_{yy} , зависящие от свойств образца [3]:

$$(\chi_{xx}, \chi_{xy}, \chi_{yy}) = (D + iL)(A_{xx}, A_{xy}, A_{yy}) \quad (3)$$

Когда электромагнитная волна проходит через диспергирующую среду с комплексным волновым вектором, мнимая компонента создает фазовый сдвиг φ_k ($k=x,y,z$) между электрической и магнитной составляющими микроволнового поля в ферромагнетике, принимающий значения от 0 до $\pi/2$. С учетом конфигурации образцов $\text{Pb}/\text{n-Si}/\text{SiO}_2/\text{Si}$, с вектором статического магнитного поля в плоскости структуры и микроволнового \mathbf{h} перпендикулярно, представляют интерес следующие компоненты намагниченностей:

$$\begin{aligned} m_x &= i\chi_{xy}h_{y0}e^{i\omega t} \\ m_{xe} &= \chi_{xx}\beta k e_{z0}e^{i(\omega t+\varphi)} \\ m_y &= \chi_{yy}h_{y0}e^{i\omega t} \\ m_{ye} &= \chi_{xx}\beta k e_{z0}e^{i(\omega t+\varphi)} \end{aligned}$$

Здесь β - параметр, зависящий от величины CO , k - y компонента волнового вектора.

Подстановкой их в уравнение (4)

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_i) + \frac{\alpha}{M} \left(\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right), \quad (4)$$

где $\mathbf{M} = \mathbf{M}_0(t) + \mathbf{m}(t)$, были получены выражения для динамических намагниченностей с учетом магнитных и электрических компонент микроволнового поля и рассчитаны формы спектральных линий при разных фазах φ (Рис.2).

Как видно, линия ФМР, в зависимости от фазы φ , может иметь разные вклады линий дисперсии и Лоренца и ее форма существенно искажается. Аналогично, сложный характер приобретает и линия сигнала ИСХЭ, детектирование которой осуществляется с помощью отдельного от ФМР канала регистрации.

В связи с этим, анализ сигнала, регистрируемого на контактах структуры, необходимо проводить с учетом возбуждения ФМР электрическим и магнитным полем СВЧ волны в резонаторе спектрометра, что может привести к существенному перераспределению вкладов от побочных эффектов по сравнению с ИСХЭ.

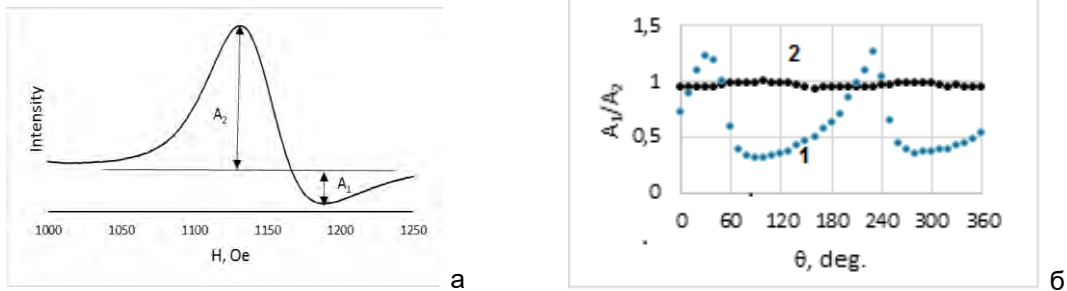


Рис. 1. а- Первая производная асимметричной линии ФМР для структуры $\text{Pb}/\text{n-Si}/\text{Bi}$. б- Изменение формы линий спектров ФМР, определенное по отношению амплитуд A_1/A_2 (см. рис. 1а) в зависимости от направления магнитного поля в плоскости образца структуры $\text{Pb}/\text{n-Si}$, легированного висмутом (1) и без висмута (2)

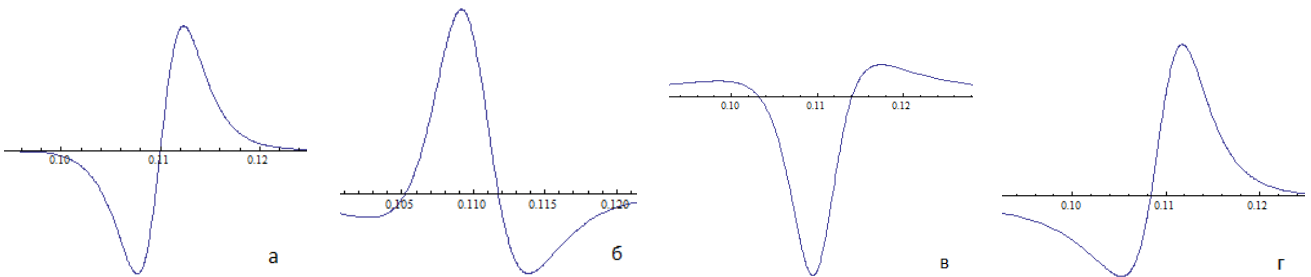


Рис. 2. Формы спектральных линий ФМР (а,б) и ИСХЭ (в,г), рассчитанные при разных фазах φ : $\varphi=0$ (а,в) и $\varphi=\pi/2$ (б, г)

Литература

1. A.A. Ezhevskii, D.V. Guseinov, A.V. Soukhorukov, *et al.* // *Phys. Rev. B* 101, 195202 (2020).
2. A.A. Ezhevskii, D.V. Guseinov, A.V. Soukhorukov, *et al.* // *Semiconductors*, 2021, Vol. 55, No. 8, pp. 877–881.
3. M. Harder, Z.X. Cao, Y.S. Gui, X.L. Fan, and C.-M. Hu. *Phys. Rev. B* 84, 054423 (2011).
4. M. Harder, Y. Gui, and C. Hu, *Phys. Rep.* **661**, 1 (2016).

Дискретные бризерные моды в моноаксиальном киральном гелимагнетике с легко-плоскостной анизотропией

Е.Г. Екомасов^{1,*}, И.Г. Бострем², В.Е. Синицын², А.С. Овчинников², 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.

*ekomasoveg@gmail.ru

Исследована возможность экспериментального наблюдения дискретных бризерных возбуждений в вынужденной ферромагнитной фазе моноаксиального кирального гелимагнетика CrNb₃S₆. Обнаружено, что наличие взаимодействия Дзялошинского-Мория не препятствует их возникновению, а, наоборот, обеспечивает их топологическую защиту. Показано, что модельный гамильтониан моноаксиального кирального гелимагнетика поддерживает несколько видов возможных пространственно-периодических дискретных бризерных решений, но конкретный выбор зависит от количественного соотношения между взаимодействиями, учитываемыми в гамильтониане.

Введение

Изучение нелинейной динамики локализованных волн в физике конденсированного состояния привлекает к себе повышенное внимание благодаря новой физике и возможным интересным практическим приложениям. Например, важный шаг учёта нелинейности в физике конденсированного состояния был связан с введением понятия солитона, как нового типа элементарных возбуждений. Также было установлено, что дискретные решётки с нелинейными взаимодействиями имеют пространственно локализованные колебательные режимы, названные дискретными бризерами (ДБ) или внутренними локализованными нелинейными модами. Дискретные бризеры представляют собой периодические по времени и пространственно локализованные возбуждения, которые могут возникать в дискретных массивах слабосвязанных нелинейных элементов. ДБ экспериментально наблюдались в нескольких различных физических системах: оптических волноводах, бозе-эйнштейновских конденсатах, антиферромагнитных цепочках, гранулированных кристаллах, джозефсоновских переходах. Однако до настоящего времени прослеживается определённый дефицит исследований локализованных спиновых волн типа ДБ в магнетиках, являющихся одними из наиболее перспективных систем в плане их экспериментального изучения и практического использования. В частности, совсем не исследован на наличие локализованных спиновых волн типа ДБ такой интересный класс современных магнитных материалов, как киральные гелимагне-

тики. Отметим, что в пионерских исследованиях 1990-х гг. [1] была продемонстрирована возможность возникновения ДБ в дискретных гейзенберговских цепочках с одно-ионной магнитной анизотропией, но существование подобных возбуждений при наличии взаимодействия Дзялошинского-Мория (ДМ) остаётся открытым вопросом. Интерес к киральным гелимагнетикам связан с наблюдением в этих магнетиках нетривиальных форм магнитного порядка, в частности, скирмионов и солитонной решётки. Детальное изучение вопроса о существовании магнитных дискретных бризеров могло бы добавить ещё один класс нелинейных возбуждений, присущих этим материалам. Известно, что в гейзенберговской спиновой цепочке без антисимметричного обмена возможны внутренние локализованные моды двух типов: «светлые» и «тёмные». Первые возникают при частотах лежащих выше частоты линейных спиновых волн и требуют для своего существования большой величины одно-ионной анизотропии (больше обменной константы). Частоты «тёмных» ДБ лежат внутри области спектра спиновых волн вблизи верхней или нижней его границы, но они могут существовать и при малой константе одно-ионной анизотропии.

Результаты

Нами исследованы дискретные бризерные моды в фазе вынужденного ферромагнетизма моноаксиального кирального гелимагнетика в рамках модели спиновой цепочки с антисимметричным обменным взаимодействием. Учёт взаимодействия Дзя-

лошинского-Моря существенно меняет симметрию задачи. Для численного поиска решений использовалось уравнение движения для спинового оператора и открытые граничные условия. Длина цепочки при расчётах имела чётное и нечётное число узлов (100 и 101 узел соответственно). Нами уже было показано, что в гейзенберговской спиновой цепочке «светлые» дискретные бризеры возникают и при наличии антисимметричного обмена [2]. Теперь проведён поиск второго типа дискретных бризеров – «тёмных» мод [3]. Было выполнено численное моделирование этих решений с использованием программного комплекса на платформе NvidiaCUDA, разработанного ранее для нахождения «светлых» мод. В программе использовались значения параметров обмена и анизотропии реального хирального гелимагнетика CrNb_3S_6 . Полученные решения представлены на рисунке 1 и рисунке 2, соответственно.

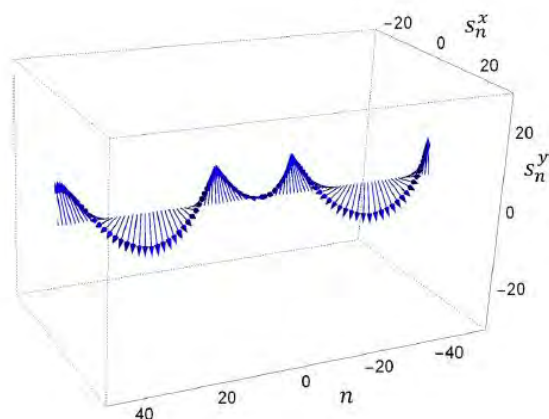


Рис. 1. Тёмный дискретный бризер вблизи нижнего края зоны спин-волновых возбуждений

Разработано аналитическое описание «тёмных» мод в рамках континуального приближения, связывающего моды решётки дискретных бризеров с периодическими решениями нелинейного уравнения Дюффинга. Это рассмотрение показывает, что, как и в случае «светлых» возбуждений, формирует-

ся периодическая бризерная решётка, которая в пределе малого волнового вектора трансформируется в одиночный кинк. Показана устойчивость «тёмных» бризерных решений с помощью линейной теории Флоке. Роль антисимметричного обмена как в «светлых», так и в «тёмных» дискретных бризерных модах сводится к тому, что поперечные компоненты спинового вектора восстанавливают спиральное упорядочение в реальном пространстве, существовавшее до перехода в состояние вынужденного ферромагнетизма, и, как следствие, бризерная решётка приобретает топологический заряд и ненулевой импульс, как и в случае основного состояния хирального гелимагнетика в виде солитонной решётки.

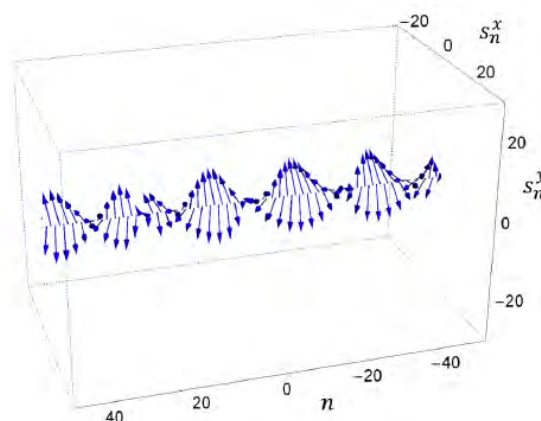


Рис. 2. Тёмный дискретный бризер вблизи верхнего края зоны спин-волновых возбуждений

Литература

1. S. Rakhmanova, D. L. Mills // *Physical Review B*, V. 53, 9225 (1996).
2. I. G. Bostrem, V. E. Sinitsyn, A. S. Ovchinnikov, E. G. Ekomasov, J. Kishine // *J. AIP Advances*, V. 11, 015208 (2021).
3. I. G. Bostrem, E. G. Ekomasov, J. Kishine, A. S. Ovchinnikov, V. E. Sinitsyn // *Physical Review B*, V. 104, 214420 (2021).

О происхождении невязимности в спектре $\text{FeZnMo}_3\text{O}_8$

М.В. Еремин*, К.В. Васин, А.Р. Нурмухаметов

Институт физики, КФУ, ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008.

*meremin@kpfu.ru

Рассчитаны параметры взаимодействия состояний 3d-электрона с электромагнитной волной и вероятности суммарных магнитных и электрических дипольных переходов между состояниями основного термина иона железа, расщепленного под действием кристаллического поля, обменного и спин-орбитального взаимодействий. Явление невязимности (nonreciprocal directional dichroism) в терегерцевом спектре поглощения, обнаруженное в работе Shukai Yu et al. [Phys. Rev. Lett., 120, 037601 (2018)], объясняется интерференцией магнитных и электрических дипольных переходов между уровнями энергии ионов Fe^{2+} .

Введение

В работе [1] обнаружен интересный эффект. В терегерцевом спектре поглощения ферритмагнетика $\text{FeZnMo}_3\text{O}_8$ интенсивность света, передаваемого в одном направлении, более чем в 100 раз превышает интенсивность света, передаваемого в противоположном направлении (nonreciprocal directional dichroism). Авторы работы [1] предположили, что эффект может быть обусловлен либо некими, пока не известными, тороидальными моментами в этом соединении, либо динамической магнитоэлектрической связью.

В настоящей работе мы анализируем второй сценарий и приводим результаты расчета уровней энергии, волновых функций и вероятностей переходов в исследуемой области частот.

Основная часть

В кристалле $\text{Fe}_2\text{Mo}_3\text{O}_8$ имеются две позиции ионов железа – тетраэдрические и октаэдрические. При замене ионов Fe^{2+} на ионы Zn^{2+} преимущественно заполняются тетраэдрические позиции [2]. Уровни энергии основного термина иона Fe^{2+} в октаэдрических позициях рассчитаны путем диагонализации оператора энергии:

$$H_1 = B_0^{(2)} C_0^{(2)} + B_0^{(4)} C_0^{(4)} + B_3^{(4)} (C_3^{(4)} + C_{-3}^{(4)}) + \lambda(\mathbf{LS}) + 2\mu_B B S_z + 2\mu_B H (L_z + 2S_z) \quad \#(1)$$

где $C^{(k)}$ – компоненты сферического тензорного оператора, действующего на состояния термина 5D .

Параметры кристаллического поля, определяются тремя вкладками: от электростатических полей ионов решетки, кулоновским взаимодействием 3d-

электронов с электронами внешних оболочек ионов кислорода и обменными «зарядами» на связях иона железа с 6-ю ближайшими ионами кислорода. Их значения получились равными (в см^{-1}):

$$B_0^{(2)} = 600, B_0^{(4)} = -11515, B_3^{(4)} = -12627. \quad \#(2)$$

Параметр $B_0^{(2)}$, входящий в (1), определяется суммой вкладов примерно одинаковой величины с противоположными знаками. Это обстоятельство сильно влияет на точность расчета. Его значение подбиралось так, чтобы рассчитанный магнитный момент основного состояния совпал с экспериментально измеренным методами мессбауэровской спектроскопии [3].

Значение параметра спин-орбитальной связи принято равным $\lambda \approx 98 \text{см}^{-1}$. Параметр B_2 в операторе (1) учитывает антиферромагнитные корреляции в направлении спинов соседних магнитных ионов (молекулярное, а в парамагнитной фазе оно учитывает short range effect). Его значение определялось нами частоте резонансного перехода [1] (Рис.1).

Октаэдрическое окружение Fe^{2+} из ионов кислорода довольно сильно искажено. В дополнение к четному кристаллическому полю на ионах Fe^{2+} имеется нечетное кристаллическое поле, которое описывается эффективным гамильтонианом

$$H_2 = B_0^{(1)} C_0^{(1)} + B_0^{(3)} C_0^{(3)} + B_3^{(3)} (C_3^{(3)} + C_{-3}^{(3)}) \quad \#(3)$$

Нечетное кристаллическое поле приводит к примешиванию состояний возбужденной электронной конфигурации иона $3d^5 4p$ к основной $3d^6$.

Это примешивание учитывалось по теории возмущений, подобно тому, как это делается в теории лазерных электрических дипольных переходов.

Параметры оператора (3) рассчитаны на хартри-фокковских волновых функциях с учетом смешивания состояний основной электронной конфигурации $3d^6$ с возбужденной $3d^5 4p$ из-за нечетного кристаллического поля,

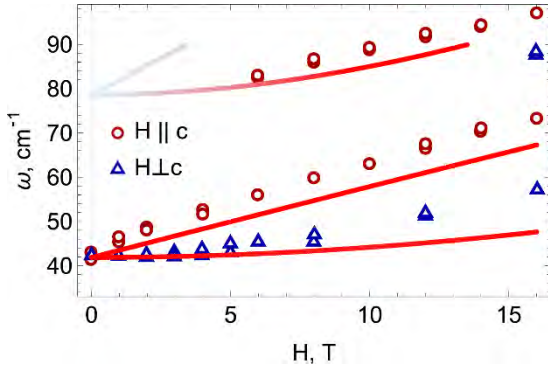


Рис. 1. Рассчитанные зависимости частот от величины и направления внешнего магнитного поля. Экспериментальные данные из работы [1]

Наша модель происхождения резонансных частот поглощения (Рис. 1), отличается от предложенной в работе [1]. Используемая модель одиночного центра с эффективным спином $S = 2$ в [1] не учитывает обменной связи между ионами железа. Экспериментальные данные (точки), приведенные на Рис. 1 получены при $T = 4$ К. Это ниже температуры Кюри, которая по данным работы [4] равна 12 К.

Предложенная теория резонансных возбуждений в данной работе позволяет объяснить микроскопическую природу, обнаруженного в работе [1] эффекта «оптического диода». Эффективный оператор взаимодействия $3d$ -электрона с электрическим полем имеет вид [5]:

$$H_E = \sum_{k,p,t} \{E^{(1)} U^{(k)}\}_t^p D_t^{(1k)p}, \#(4)$$

где фигурные скобки обозначают прямое произведение сферических компонент вектора электрического поля и единичного неприводимого тензорного оператора. Индекс p принимают нечетные значения 1, 3 и 5, а индекс k – четные 2 и 4. Дополнительные правила отбора накладывает точечная группа симметрии. Индекс t принимает значения 0 и ± 3 . Параметры оператора (4) рассчитаны на хартри-фокковских волновых функциях с учетом смешивания состояний основной электронной конфигурации $3d^6$ с возбужденной $3d^5 4p$ из-за нечетного кристаллического поля, а также с состояниями с переносом заряда, когда электроны из внешних электронных оболочек ионов кислорода перескаки-

вают в $3d$ -оболочку железа. Оператор взаимодействия с магнитной компонентой волны записывался в виде:

$$H_M = \mu_B n(L + 2S)H^\omega. \#(5)$$

Коэффициент преломления $n = 3.3$ [1]. Относительные величины коэффициента поглощения вычислялась по формуле

$$\alpha \propto \omega^3 \delta(\omega_f - \omega_0) | \langle f | H_E + H_M | 0 \rangle |^2. \#(6)$$

Найдено, что матричные элементы магнитных и электрических дипольных переходов между подуровнями тонкой структуры термина $Fe^{2+} (^5D)$ – одного порядка величины, поэтому возможна интерференция электро- и магнитно-дипольных переходов, из-за которой и возникает явление невзаимности.

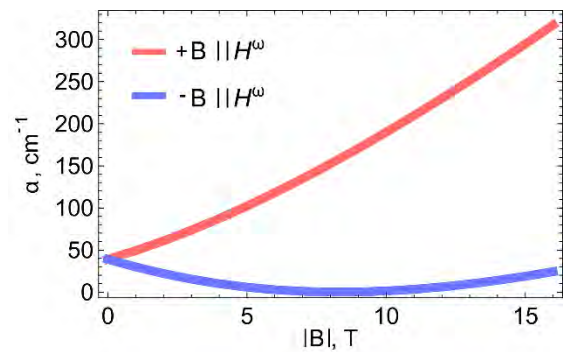


Рис. 2. Рассчитанная полевая зависимость коэффициента поглощения по формуле (6)

Особенно сильно явление невзаимности реализуется при $E^\omega || c, H^\omega || b || B$ – Рис. 2, когда направление постоянного магнитного поля переключается вдоль оси b и при $E^\omega || a || B, H^\omega || c$.

Работа выполнена при поддержке Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

Литература

1. Shukai Yu, Bin Gao, Jae Wook Kim, Sang-Wook Cheong, Michael K. L. Man, Julien Madeo, Keshav M. Dani, Diyar Talbayev, Phys. Rev. Lett., 120, 037601 (2018).
2. S. V. Streltsov, D.-J. Huang, I. V. Solovyev, and D. I. Khomskii, JETP Letters, 2019, Vol. 109, No. 12, pp. 786–789.
3. F. Varret, H. Czeskleba, F. Hartmann-Boutron, and P. Imbert, J. Phys. 33, 549 (1972).
4. D. Bertrand and H. Kerner-Czeskleba, J. Phys. 36, 379 (1975).
5. М. В. Еремин ЖЭТФ, ЖЭТФ, 156, вып. 6, 1084 (2019).

Планарный зарядовый и спиновый эффекты Холла в двухслойной системе сегнетоэлектрик-ферромагнетик

М.Е. Журавлев^{1,*}, А.А. Александров², А.В. Ведяев³

1 Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., 7-9, Санкт-Петербург, 199034.

2 Московский физико-технический институт, Долгопрудный 141700, Московская область.

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

*myezhur@gmail.com

Теоретически исследован планарный эффект Холла в системе, состоящей из тонкого слоя ферромагнитного металла и сегнетоэлектрического изолятора, в котором имеется спин-орбитальное взаимодействие. Показано, что в такой системе возникает планарный эффект Холла, являющийся размерным эффектом. Рассчитаны спиновая аккумуляция и спиновый ток в ферромагнитном слое.

Введение

Сегнетоэлектрические туннельные переходы (СТП) вызывают интерес прежде всего возможностью приложений в микроэлектронике. Одним из наиболее известных транспортных свойств СТП является изменение сопротивления при изменении направления поляризации сегнетоэлектрического слоя. Другие интересные эффекты в СТП с магнитным слоем обусловлены зависимостью транспортных свойств от ориентации намагниченности этого слоя. Ряд материалов, среди которых сегнетоэлектрический оксид гафния, демонстрируют спин-орбитальное взаимодействие (СОВ), линейное по электронному моменту [1,2]. В таких системах СОВ связано с кристаллографическими осями, таким образом, вращение намагниченности ферромагнитного слоя влияет на транспортные свойства СТП. Мы теоретически исследовали планарный эффект Холла, а также спиновую аккумуляцию и спиновый эффект Холла в тонком ферромагнитном слое двухслойной системы сегнетоэлектрический барьер-ферромагнетик при напряжении, приложенном параллельно межслойной границе.

Модель, волновая функция

Система, состоящая из полубесконечного слоя изолятора и тонкого слоя ферромагнетика, описывается следующим гамильтонианом:

$$\begin{cases} H_B = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + U + H_{SOC}, & z < 0 \\ H_{FM} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta - \frac{J}{2} (\sigma_x \cos \varphi + \sigma_y \sin \varphi), & 0 < z < a \end{cases} \quad (1)$$

где σ_x, σ_y - матрицы Паули, U - высота сегнетоэлектрического барьера, J - обменное расщепление зоны проводимости в ферромагнетике, угол φ определяет направление намагниченности ферромагнетика. СОВ в (1) представляет собой сумму линейных по волновому числу СОВ типа Дрессельхауза и Рашбы:

$$H_{SOC} = \lambda_D (k_x \sigma_y + k_y \sigma_x) + \lambda_R (k_x \sigma_y - k_y \sigma_x) \quad (2)$$

где λ_D, λ_R - константы СОВ Дрессельхауза и Рашбы, k_x, k_y - компоненты волнового вектора электрона. Мы накладываем нулевые граничные условия на волновую функцию при $z = a$. Наличие СОВ и обменного расщепления приводит к асимметрии закона дисперсии относительно обращения знака k_y [3]. Это приводит к появлению ненулевого холловского тока в направлении перпендикулярном приложенному напряжению. Если напряжение приложено параллельно межслойной границе вдоль оси x , то ток вдоль оси y в ферромагнитном слое вычисляется по формуле

$$I = \frac{e\hbar}{m} \int_{<} \frac{dk_x dk_y}{(2\pi)^2} k_y f(E + eV) [1 - f(E)] + \frac{e\hbar}{m} \int_{>} \frac{dk_x dk_y}{(2\pi)^2} k_y [1 - f(E)] f(E + eV) \quad (3)$$

В (3) $f(E)$ - функция Ферми, индекс $>$ или $<$ у знака интеграла означает, что суммирование идет по состояниям с $k_x > 0$ или $k_x < 0$ соответственно.

Результаты, обсуждения

Важной для потенциального применения особенностью данной системы является зависимость транспортных характеристик от ориентации намагниченности. В нашей модели намагниченность направлена параллельно интерфейсу, составляя произвольный угол φ с осью x . Рис. 1 представляет зависимость холловского тока от угла φ .

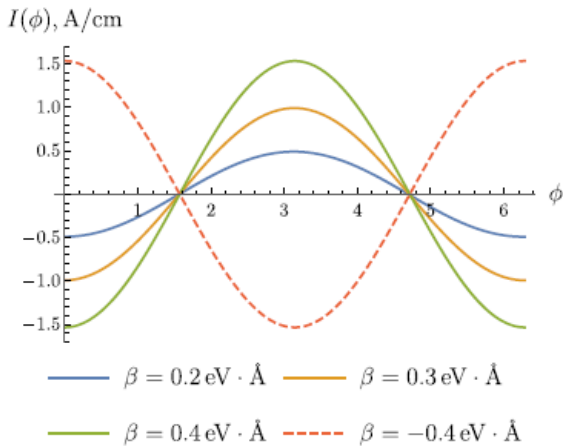


Рис. 1. Зависимость холловского тока от угла φ для разных значений параметра $\beta = \lambda_D - \lambda_R$. $J = 1.5$ эВ, $\alpha = \lambda_R + \lambda_D = 0.35$ эВ Å. (из [3])

Отметим, что изменение направления поляризации сегнетоэлектрического барьера приводит к смене знаков констант СОВ, что, как видно из рисунка, влечет изменение направления холловского тока на противоположный. Таким образом, в данной системе имеются два фактора, позволяющие управлять холловским током – направление намагниченности ферромагнитного слоя и направление поляризации сегнетоэлектрического барьера.

Рис. 2 представляет распределение спиновой плотности внутри ферромагнитного слоя толщиной 2 Å. Обменное расщепление $J = 1.5$ эВ, синяя линия - $\alpha = \lambda_R + \lambda_D = 1.0$ эВ Å, $\beta = \lambda_D - \lambda_R = 0.6$ эВ Å, красная линия - $\alpha = 1.0$ эВ Å, $\beta = 0.6$ эВ Å. Несмотря на осцилляции суммарная величина спиновой аккумуляции отлична от нуля и соответствует эффективному полю $\sim 2 \cdot 10^5$ Å. Эта величина совпадает с оценками поля [4] для систем, в которых наблюдалось переключение намагниченности вследствие спинового вращательного момента [5].

Рассчитанные компоненты спинового тока также демонстрируют осцилляции как функции угла φ и существенно зависят от знаков констант СОВ.

Таким образом, исследованная система допускает управление транспортными характеристиками посредством изменения различных параметров – направления намагниченности ферромагнитного слоя и направления электрической поляризации сегнетоэлектрического барьера. Результаты исследования представлены в [3, 6].

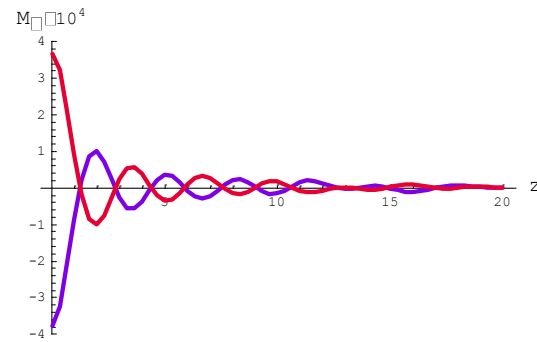


Рис. 2. Распределение спиновой аккумуляции внутри ферромагнитного слоя толщиной 20 Å (из [6])

Работы выполнены при поддержке гранта РФФ № 18-12-00434П.

Литература

1. L.L. Tao, T.R. Paudel, A.A. Kovalev and E.Y. Tsymbal // *Physical Review B* 95, 245141 (2017).
2. S.D. Ganichev and L.E. Golub // *Physica Status Solidi (B)* 251, 1801 (2014).
3. A. Alexandrov, and M.Ye. Zhuravlev // *J. Phys. Condens. Matter* 33, 415301 (2021).
4. A. Manchon, and S. Zhang // *Physical Review B* 79, 094422 (2009).
5. I.M. Miron, K. Garello, G. Gaudin, et al. // *Nature* 476, 189 (2011).
6. M.Ye. Zhuravlev, A.A. Alexandrov, and A.V. Vedyayev // *J. Phys. Condens. Matter*, accepted.

Особенности деформации магнитного геликоида в высокотекстурированном нанослое диспрозия

Р.С. Заворницын*, Л.И. Наумова, М.А. Миляев, М.В. Макарова, В.В. Проглядо, В.В. Устинов

Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108.

*zavornitsyn@imp.uran.ru

Методом магнетронного напыления получены спиновые клапаны с нижним расположением высокотекстурированного слоя диспрозия, толщина которого соизмерима с пространственным периодом магнитного геликоида. Произведена оценка температуры Нееля для нанослоя диспрозия различной толщины в структурах Ta/Dy/Ta. Обнаружено, что уменьшение температуры и увеличение приложенного поля приводит к переходу спинового клапана на основе Dy в высокоомное состояние. Переход сопровождается инверсией полевых зависимостей магнитосопротивления. Произведена оценка полей и температур, в которых происходит деформация антиферромагнитного геликоида и компенсация магнитных моментов обменно-связанной пары Dy/CoFe.

Редкоземельный металл Dy обладает гексагональной плотноупакованной структурой, имеет три температурные области магнитного упорядочения. Ниже температуры Кюри (T_C) диспрозий – ферромагнетик (ФМ). В температурном интервале $T_C - T_N$, где T_N – температура Нееля, формируется антиферромагнитная (АФМ) геликоидальная фаза, в которой угол (α_0) между моментами соседних базовых плоскостей зависит от температуры [1]. Выше T_N диспрозий парамагнетик (ПМ). Для объемного монокристалла Dy $T_C = 85$ К, $T_N = 179$ К [2]. Вблизи перехода ПМ-АФМ наблюдается аномалия на температурной зависимости электросопротивления [2]. Известно [3], что T_N зависит от толщины слоя Dy и механических напряжении. Антиферромагнитный геликоид может быть искажен внешним магнитным полем [2].

Методика эксперимента

Трехслойные структуры Ta(5нм)/Dy(t_{Dy1})/Ta(6нм), где $t_{Dy1} = 5 - 90$ нм и наноструктуры типа спиновый клапан композиции Ta(5нм)/ Dy(t_{Dy2})/Co₉₀Fe₁₀(2нм)/Cu(3.4нм)/Co₉₀Fe₁₀(3.5нм)/Ta(6нм), где $t_{Dy2} = 3 - 20$ нм, приготовлены методом магнетронного напыления на подложках Al₂O₃.

Электросопротивление измерялось четырехконтактным методом в интервале температур 85-223 К на образцах размера 2 мм × 8 мм при протекании тока в плоскости пленки. Магнитосопротивление определялось как $\Delta R/R_{max} = [(R(H) - R_{max})/R_{max}]$, где $R(H)$ сопротивление в магнитном поле, R_{max} – со-

противление в максимальном отрицательном поле (- 18 кЭ), приложенном при измерении.

Исследования микроструктуры и текстуры выполнены методами рентгеновской дифрактометрии.

Результаты и обсуждение

По данным исследования микроструктуры Ta/Dy(t_{Dy1})/Ta следует, что в слое Dy(5нм) существуют две структурные фазы с совершенной текстурой <0002> и <10-11>. Фаза <10-11> расположена в нижней части слоя Dy. При увеличении t_{Dy1} преобладающей становится фаза <0002>.

Произведена оценка микронапряжений (ϵ). Установлено, что при изменении t_{Dy1} в интервале 5-90 нм ϵ варьируется в пределах 3.2 - 0.8%. Анализ зависимостей $R(T)$ для структур Ta/Dy(t_{Dy1})/Ta позволяет предположить, что переход ПМ-АФМ происходит в две стадии.

При более высокой температуре наблюдается переход в АФМ состояние фазы <10-11>, при более низкой – фазы <0002>. Различие температур перехода ПМ-АФМ для двух фаз обусловлено различием ϵ .

Для исследования особенностей магнитного упорядочения в тонких слоях Dy используется наноструктура типа спиновый клапан (Рис. 1(а), вставка), сопротивление которой зависит от взаимного расположения магнитных моментов M_R и M_F ФМ слоев CoFe, разделенных слоем Cu.

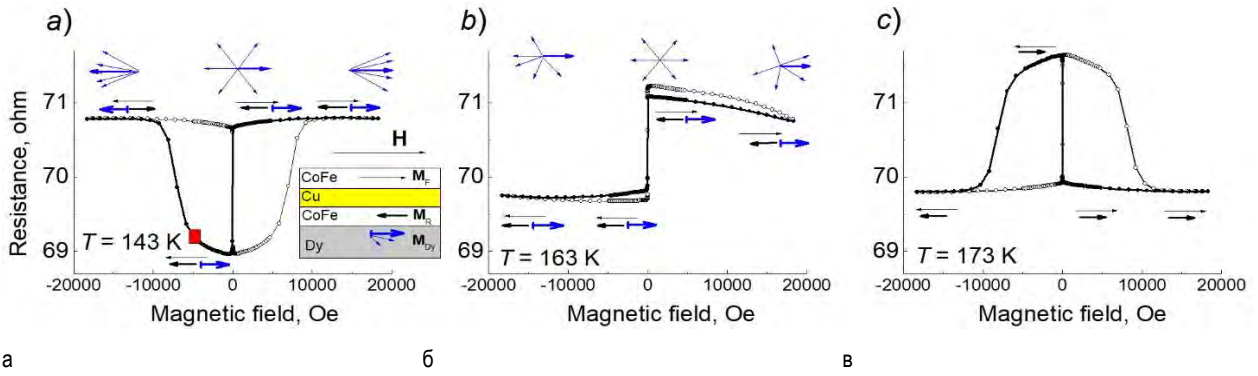


Рис. 1. Зависимости $R(H)$ для структуры Ta/Dy(4 нм)/CoFe/Cu/CoFe/Ta, измеренные при разных температурах

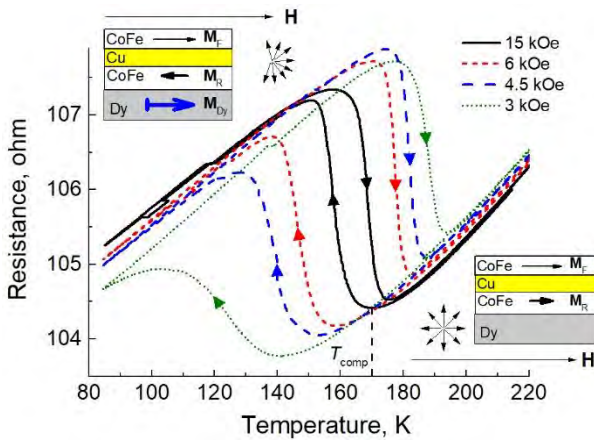


Рис. 2. Зависимости $R(T)$ для структуры Ta/Dy(3нм)/CoFe/Cu/CoFe/Ta в различных фиксированных полях

Показано, что уменьшение температуры сопровождается инверсией $R(H)$ зависимостей спинового клапана, содержащего нанослой Dy (Рис.1). Получены $R(T)$ зависимости, измеренные в фиксированных полях 15, 6, 4.5, 3 кЭ (Рис. 2). Температурный ход 223 К \rightarrow 85 К \rightarrow 223 К сопровождается переходом наноструктуры из низкоомного в высокоомное состояние с последующим возвращением в низкоомное состояние, ширина петель $R(T)$ зависит от величины приложенного поля (Рис.2).

Данные особенности обусловлены деформацией АФМ-геликоида и компенсацией пары обменно-связанных магнитных моментов M_{Dy} и M_R . Низкоомное состояние, которому соответствует характерная для структуры CoFe/Cu/CoFe форма зависимости $R(H)$ (Рис. 1(в)), реализуется когда $M_{Dy} < M_R$, $M_R \uparrow \uparrow M_F$. При компенсации магнитных моментов M_{Dy} и M_R $R(H)$ зависимость приобретает вид «ступеньки» (Рис. 1(б)).

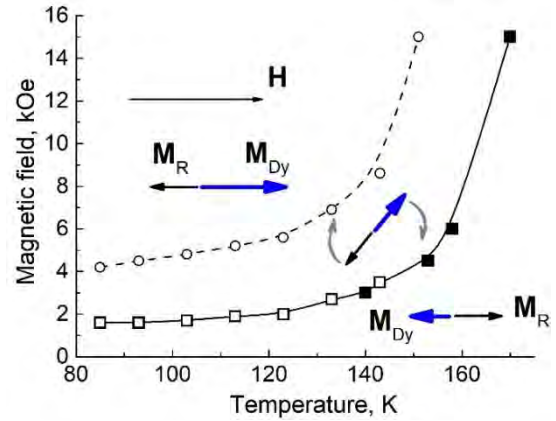


Рис. 3. $H-T$ диаграмма, демонстрирующая ориентацию обменно-связанных магнитных моментов слоев Dy(3нм)/CoFe(2нм) в составе спинового клапана

Высокоомному состоянию соответствует инвертированная форма зависимости $R(H)$ (Рис. 1(а)), соответственно $M_{Dy} > M_R$, $M_R \uparrow \downarrow M_F$.

Произведена оценка полей и температур, в которых происходит деформация АФМ-геликоида и компенсация обменно-связанной пары магнитных моментов слоев Dy(t_{Dy2})/CoFe (Рис. 3).

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант №22-22-00220).

Литература

1. М. К. Wilkinson, W. C. Koehler, E. O. Wollan *et al.* // J. Appl. Phys. V. 32, 48 (1961).
2. К. П. Belov, R. Z. Levitin, S. A. Nikitin // Usp. Fiz. Nauk, V. 82, 449 (1964).
3. К. Dumesnil, C. Dufour, Ph. Mangin *et al.* // Phys. Rev. B, V. 54, 6407 (1996).

Особенности синтеза, структура и магнитные свойства нанопроволок различных типов

Д. Загорский ^{1*}, И. Долуденко ¹, Р. Хайбуллин ², С. Чупраков ³, С. Чигарев ⁴, Е. Вилков ⁴,
А. Гиппиус ^{5,6}, С. Журенко ⁵, О. Жигалина ¹, Д. Черкасов ⁷, В. Каневский ¹, И. Блинов ³

1 ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Ленинский просп., 59, Москва, 119333.

2 КФТИ им. Е.К. Завойского ФИЦ КазНЦ РАН, Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029.

3 Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108.

4 Фрязинский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, пл. Введенского, д. 1, Фрязино 117342.

5 МГУ им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы 1 ст2, Москва, 119234.

6 ФИАН им. А.Н. Лебедева, Ленинский просп. 53, Москва, 119333.

7 МФТИ, Институтский переулок, 9, Долгопрудный, 141701.

*dzagorskiy@gmail.com

В работе исследованы различные типы слоевых нанопроволок (НП), полученных методом матричного синтеза на основе полимерных трековых мембран. Разработана и описана методика получения массива слоевых НП, сочетающих тонкие слои магнитных и немагнитных металлов (Co/Cu, Ni/Cu), а также магнитных сплавов FeNi / FeCo с различной толщиной слоев и качеством межслоевых интерфейсов в отдельно взятой НП. Показано, что магнитные свойства массива слоевых НП (в частности, направление оси лёгкого намагничивания в массиве НП Co/Cu) зависят не только от аспектного отношения толщины магнитного слоя к диаметру НП, но и от отношения толщины слоя магнитного металла к толщине немагнитного спейсера (медной прослойки). Для кобальт- и железо-содержащих НП исследованы ЯМР спектры, анализ которых показал изменение окружения атома кобальта в зависимости от изменения количества меди (в сплаве) или толщины слоя кобальта (в слоевых НП). Для НП с чередованием слоёв магнитных сплавов (FeNi/FeCo) изучены особенности генерации ТГц излучения при пропускании тока через массив НП. Предложены схемы вывода излучения, исследован характер нарастания интенсивности ТГц сигнала, указывающий на его нетепловую природу.

Металлические нанопроволоки (НП) различных типов представляют значительный интерес. Среди них особое место занимают т.н. слоевые НП, которые состоят из чередующихся слоёв различного состава. Такие структуры представляют большой интерес в качестве микромагнитов, как элементы спинтроники. Одним из способов НП этого типа является матричный синтез-электрохимическое заполнение металлами сквозных пор в специальной матрице (темплате). В качестве матриц чаще всего используются пористый оксид алюминия и полимерные трековые мембраны. Известны два способа гальванического заполнения пор - т.н. однованновый и двухванновый. Во всех случаях важнейшей задачей является контроль толщин слоёв и их состава, которые и определяют эксплуатационные параметры таких структур. Задачей настоящего исследования было установление связи условий синтеза со структурой и со свойствами.

Материалы и методы исследований

В работе в качестве матриц использовались трековые мембраны с порами диаметром 100 нм и по-

верхностной плотностью 10^9 пор на кв.см. (производства ОИЯИ, г.Дубна). Применялись электролиты с сернокислыми солями соответствующих металлов и различными добавками. В качестве стабилизированного источника питания использовался потенциостат-гальваностат ELINS. Работы проводилась в основном в потенциостатическом режиме. Гальваническим способом поры заполнялись слоями различных составов.

При получении слоевых НП Co/Cu и Ni/Cu использовался однованновый метод – при этом последовательное чередование слоёв различного состава достигалось соответствующим изменением ростового напряжения. Осаждение меди происходило при потенциале 0,5-0,6В, а осаждение кобальта или никеля - при потенциале 1,5-1,7 В. Микроскопические исследования (СЭМ и ПЭМ, с элементным анализом) проводились на приборах линейки FEI.

Для ЯМР-исследований использовался стандартный спектрометр: измерения проводились при гелиевой температуре в нулевом внешнем поле. Измерения петель гистерезиса проводилось методами

вибрационной магнитометрии при комнатной температуре и различной ориентации.

Результаты и выводы

Была отработана методика и получены НП Co/Cu и Ni/Cu со слоями различной толщины. Была решена задача уменьшения толщины слоёв, что важно для ряда задач спинтроники. На основе анализа данных микроскопии (СЭМ и ПЭМ, с элементным анализом) был предложен ряд способов получения слоёв минимальной толщины с чёткими интерфейсом: применение разбавления раствора, использование особых режимов осаждения, переход к трёхэлектродному методу (с электродом сравнения). Оценивалось также и состояние границ между слоями-т.н. «интерфейсов», качество которых (толщина, плоская форма) определяет характеристики межслоевых переходов. Проведённый рентгеноструктурный анализ позволил определить фазовый состав образцов: слои в НП состоят из чистых металлов и из твёрдых растворов магнитного металла с медью.

Как продолжение исследований, описанных в [1], в данной работе детально изучены магнитные свойства слоёвых НП типа: Co/Cu с различным соотношением толщины магнитного кобальта к толщине немагнитной медной прослойки. Показано, что на величину магнитного отклика и магнитную анизотропию массива таких НП сильное влияние оказывает не только аспектное отношение, но и магнитное дипольное взаимодействие как между магнитными слоями в НП, так и между НП в массиве. Изменяя толщину магнитного слоя кобальта и немагнитной медной прослойки можно изменять направление оси лёгкого намагничивания (ОЛН) в массиве НП. Для слоёв кобальта толщиной более 200 нм ОЛН массива направлена перпендикулярно плоскости полимерной плёнки (out-of-plane анизотропия), а для слоёв толщиной 50 нм и менее – ОЛН лежит в плоскости плёнки (in-plane). Для медных спейсеров толщиной менее 30 нм ОЛН направлена вдоль оси НП (out-of-plane). Исследован эффект ГМС.

Методом ЯМР на ядрах ^{59}Co исследованы структурные особенности НП из чистого кобальта, сплава кобальта с медью и чередующихся слоёв кобальта и меди. Показано, что в однокомпонентных напроволоках формируются кристаллические решётки ГЦК и ГПУ. В нанопроволоках, осаждённых из раствора кобальт-медь формируется структура ГЦК с минимальным включением фазы ГПУ. В слоёвых НП выявлено значительное количество атомов кобальта с одними, двумя и более атома

меди в координации ядра-зонда. В работе [2] показано, что оценка интенсивностей резонансных линий спектра ЯМР позволяет судить о распределении типов конфигурации первой координационной сферы и состоянии интерфейсов Co/Cu. ЯМР позволил оценить состояние интерфейсов Co/Cu.

Также были измерены спектр ЯМР на ядрах ^{57}Fe в нулевом магнитном поле при 4.2 К для однокомпонентных, гомогенных НП различного диаметра от 30 до 200 нм, содержащих только железо. Полученные спектры демонстрируют значительное (до 1 порядка) уширение линии, по сравнению со спектром ЯМР объёмного альфа-железа. Обсуждается зависимость параметров сигнала, характеризующих внутреннее магнитное на железе, от диаметра НП.

В работе были синтезированы массивы НП другого типа- состоящие из чередующихся слоёв двух различных магнитных металлов или сплавов. На таких образцах, при пропускании через них тока, возможна генерация Э/М излучения терагерцовой частоты [3]. Проведено сравнение двух методов синтеза таких НП и показаны преимущества т.н. двухваннового метода, показано что наибольший по интенсивности сигнал возникает в НП с чередованием слоёв из сплавов- например FeCo/FeNi. Изучены различные способы «вывода» сигнала из образца: в работе были предложены контакты в виде тонких проводящих полосок. Исследована угловая зависимость распространения сигнала и временной характер его нарастания. Обсуждается отличие полученного сигнала от «теплого», применение устройств с массивами слоёвых НП в качестве генераторов и детекторов сигнала ТГц-сигнала.

Благодарности

Разработка методики синтеза и получение слоёвых НП - грант РФФ 22-22-00983 (Д.Л.З, И.М.Д), Госзадание ФНИЦ «К и Ф» РАН проведены: Микроскопия (О.М.Ж.), подготовка и аттестация образцов (В.М.К., Д.А.Ч.). ЯМР (на кобальте) – грант (шифр «Функция» Г.р.№ АААА-А19-119012990095-0) (С.А.Ч. и И.В.Б.). ЯМР (на железе) - Госзадание ФИАН (А.А.Г. и С.В.Ж.); Магнитометрия – КФТИ ФИЦ КазНЦ РАН № АААА-А18-118041760011-2 (Р.И.Х). ТГц излучение на НП- Госзадание ФИРЭ и гранта РФФИ 20-07-00349 (С.Г.Ч. и Е.А.В.).

Литература

1. Д. Черкасов и др. // ФТТ, Т.62, в.9, 1531 (2020).
2. С. Чупраков и др. // ФММ № 9, 1 (2021).
3. Ю. Гуляев и др. // ПЖТФ, Т. 45. № 6, 27 (2019).

Структура и магнитные свойства пленок CoPt, выращенных с варьированием толщины бислоев

А.В. Здоровейцев¹, П.Б. Демина¹, М.В. Дорохин¹, Д.А. Здоровейцев^{1,2}, Ю.М. Кузнецов^{1,2}, Д.А. Татарский^{2,3}, М.П. Темирязева⁴, А.Г. Темирязев⁴

1 НИФТИ ННГУ, пр. Гагарина, 23/3, Н. Новгород, 603950.

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

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

4 Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, пл. Введенского 1, Фрязино, 141190.

*zdorovei@nifti.unn.ru

Исследованы магнитные свойства и структура пленок на основе эквивалентного сплава CoPt, выращенных методом электронно-лучевого испарения с варьированием толщины бислоев. Обнаружено, что отклонение толщин бислоев приводит к изменению магнитных свойств формируемых пленок, меняется форма магнитопольевых зависимостей сопротивления Холла, коэрцитивная сила и поле выхода зависимостей на насыщение. Такие изменения связываются с модификацией микромагнитной структуры.

Введение

В последнее время наблюдается значительное повышение интереса к плёночным многослойным структурам и сплавам вида ферромагнетик/тяжёлый металл (CoPt, CoPd и др.), обладающих специфическими особенностями магнитных свойств, что связано с возросшим количеством практических приложений, использующих высококоэрцитивные материалы с большой константой магнитокристаллической анизотропии. Например, подобные материалы могут использоваться для высокоплотной магнитной записи информации, в микро-, наноустройствах с магнитной связью [1], для создания специальных магнитных сред [2], а также в исследованиях и разработках в области спинтроники и построения приборов на спинзависимых эффектах [3]. Кроме того, данные слои интересны и с фундаментальной точки зрения, в качестве среды для создания магнитных наночастиц - «магнитных скирмионов». В силу небольшого размера магнитных скирмионов (от сотен до единиц нанометров), их высокой стабильности и потенциальной возможностью управления движением скирмионов посредством пропускания сравнительно небольшого тока такие магнитные структуры рассматриваются в качестве элемента ячейки записи информации в устройствах Race-Track Memory [4].

Настоящая работа посвящена исследованию магнитных свойств и структуры пленок на основе эквивалентного сплава CoPt [5], сформированных ме-

тодом послойного осаждения атомов Co и Pt, в зависимости от толщины осаждаемых бислоев.

Методика эксперимента

Ферромагнитные пленки CoPt выращивались на подложках i-GaAs, кремния марки КЭФ-4000, мембраны Si₃N₄ послойным осаждением атомов Co и Pt, распыляемых в вакуумной камере методом электронно-лучевого испарения. Испарение производилось в условиях высокого вакуума $3 \cdot 10^{-6}$ Торр. Контроль толщины наносимых слоев осуществлялся весовым пьезодатчиком. Путем тонкой настройки весового датчика система позволяла производить отклонение толщин наносимых слоев в пределах 30% при сохранении состава формируемой пленки. Технологическая толщина наносимых слоев составляла $t \times 0.3$ нм и $t \times 0.5$ нм для слоев Co и Pt соответственно, где t – коэффициент задания толщин бислоев. Сформированные пленки имели состав Co₄₅Pt₅₅ [5] и содержали 10 бислоев.

В работе исследовались магнитные свойства получаемых пленок методом измерения сопротивления Холла, пропорционального перпендикулярной намагниченности [6]; микромагнитная структура – методами магнитно-силовой (МСМ) и лоренцевской просвечивающей электронной микроскопии (ЛПЭМ); кристаллическая структура методами просвечивающей электронной микроскопии и рентгеновской дифракции.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены магнитополевые зависимости сопротивления Холла сформированных структур. Цифрами на графике указан коэффициент задания толщин бислоев (t). Во всех случаях зависимость описывает петлю гистерезиса с намагниченностью насыщения, равной остаточной намагниченности, и имеют особенность вида «осиная талия». Подобная форма кривой характерна для материала, содержащего несколько ферромагнитных фаз [7]. Изменение толщины бислоев несколько модифицирует параметры этой петли (величину остаточной намагниченности, коэрцитивного поля, магнитного поля насыщения). Исключение составляет образец с самой толстой пленкой CoPt ($t=1.1$), для которого зависимость существенно отличается. В частности, остаточная намагниченность такой пленки примерно в 3 раза ниже намагниченности насыщения. Полученные магнитные характеристики свидетельствуют о влиянии толщины бислоев на магнитные взаимодействия в плёнке.

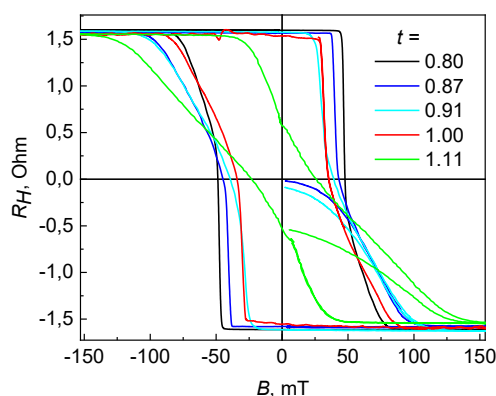


Рис. 1. Магнитополевые зависимости сопротивления холла для пленок CoPt с различным коэффициентом задания толщины бислоев (t)

При исследовании микромагнитной структуры на МСМ и ЛПЭМ обнаружено, что в ненамагниченном состоянии для всех плёнок характерна лабиринтная доменная структура. Размеры доменов увеличиваются по мере снижения толщины бислоев: от максимальной толщины к минимальной размеры доменов увеличиваются примерно в 2 раза. При «подмагничивании» плёнок доменная структура претерпевает существенные изменения: в плёнке формируются изолированные магнитные домены, преимущественно, круглой формы, размерами ≈ 100 нм. На рис. 2 кр. 3 представлена зависимость поверхностной концентрации магнитных доменов от t . Она может быть описана линейной функцией,

количество магнитных доменов растёт с увеличением t . Эта зависимость хорошо коррелирует с зависимостью коэрцитивного поля плёнок от t (кр. 2). Корреляция зависимости магнитного поля насыщения (кр. 1) от t с зависимостями количества доменов и коэрцитивного поля от t не прослеживается.

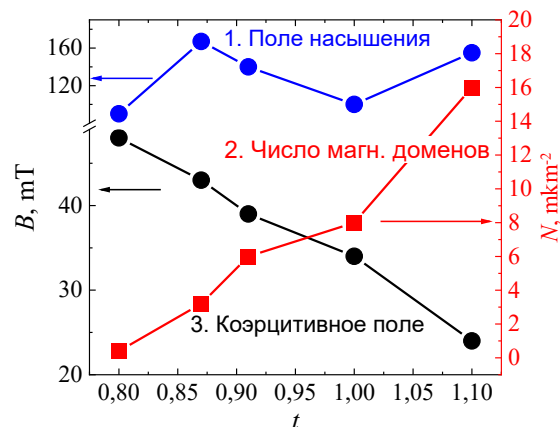


Рис. 2. Зависимости магнитного поля насыщения (1), коэрцитивного поля (2) и поверхностной концентрации магнитных доменов (3) от t

В целом, наличие описанных корреляций магнитных свойств и микромагнитной структуры с толщиной бислоев свидетельствует о влиянии на них взаимодействия между слоями кобальта. Конкретный механизм взаимодействия является предметом дальнейшего анализа.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект №21-79-20186).

Литература

1. S. Seki, M. Mochizuki // Springer Brief in Physics. Springer. 2016. 73 P.
2. A. Fert, N. Reyren, V. Cros // Nature reviews. Materials, 2, 17031 (2017).
3. <http://www.itrs.net/Links/2011ITRS/Home2011.htm>
4. A. Fert, V. Cros, J. Sampaio // Nat. Nano, 8, 152 (2013).
5. А.В. Здоровейщев, М.В. Дорохин, П.Б. Демина и др. // ФТП, 49(12), 1649 (2015).
6. Naoto Nagaosa, Jairo Sinova, Shigeki Onoda *et al.* // Rev. Mod. Phys., V. 82, 1539 (2010).
7. Lawrence H. Bennetta, Edward Della Torre // J. Appl. Phys., V. 97, 10E502 (2005).

Возможности неинвазивной регистрации магнитных частиц в биологической среде

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

¹ Национальный 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

Рассматриваются методы неинвазивной регистрации магнитных частиц и наночастиц в биологической среде. Приводится аналитическая формула для вычисления максимального удаления датчика магнитного поля от исследуемого объекта, связывающая это удаление с параметрами магнитных частиц. Оценивается максимальное расстояние между магнитными частицами и датчиком магнитного поля, при котором возможна их регистрация.

Введение

Магнитные наночастицы (МНЧ, средний размер ≤ 100 нм) и магнитные частицы (МЧ, средний размер >100 нм) активно исследуются для широко-масштабного применения в медицине, в частности, в диагностике и лечении (в тераностике) следующих заболеваний: онкология, рак – магнитоуправляемая адресная доставка лекарственных препаратов в местах патологии и гипертермия опухоли; ортопедия, остеоартрит (ОА) – определение, идентификация и количественная оценка раннего ОА, а также отслеживания эффективности применяемых методов лечения [1,2].

Локализованное и избирательное рассеивание тепла в биологической ткани и повышение ее температуры с помощью МЧ — это сложный метод лечения рака, который не всегда дает однозначный результат. В этом направлении особенно активно применяются МЧ, так называемые суперпарамагнитные наночастицы оксида железа (SPIONs), имеющие размеры 5-25 нм. SPIONs демонстрируют высокую степень насыщения намагниченности, а для активного нацеливания они могут быть встроены в полимерные ядра и конъюгированы с различными пептидами, антителами или небольшими молекулами. SPIONs также являются перспективными наночастицами, как магнитные агенты тераностики, так как имеют относительно низкую токсичность, по сравнению с другими агентами тераностики, в том числе с оптическими агентами [3].

Уже накоплено достаточно много практических результатов применения SPIONs в онкологии. Установлено, что эффективность тераностики рака, в том чис-

ле его гипертермия, существенно зависит от многих свойств МЧ (в дальнейшем термин МЧ будем относиться как к МЧ, так и к МНЧ), в частности, от их: размеров (5-100 нм), формы (сферическая, стержневая, дисковая), типа материала покрытия и величины намагниченности. Имеет также значение концентрации SPIONs и их распределение в местах их локализации в целевых тканях. Подобная же ситуация наблюдается в случаях использования МЧ в тераностике при заболеваниях ортопедии, в том числе, ОА.

В данной работе исследуется возможность неинвазивной регистрации МЧ в местах их локализации в биологической среде. Для этой цели рассматриваются современные сверхчувствительные датчики магнитного поля (ДМП), которые фиксируют возмущения внешнего магнитного поля, вызванные вносимыми магнитными частицами с учетом их сопутствующих параметров.

Неинвазивная регистрация магнитных частиц в биологической среде

Нами проведен расчет максимально возможного расстояния между МЧ и ДМП с предельной пороговой магниточувствительностью δB , при которой становится возможной неинвазивная регистрация МЧ в суспензии (биологической среде). При этом в расчетах учитываются различные параметры МЧ и значений δB .

Будем считать, что МЧ имеют шарообразную форму с диаметром Δ и с остаточной намагниченностью J . Пусть внешнее фоновое магнитное поле, например, магнитное поле Земли \vec{B}_b , направлено по оси симметрии z . Под действием \vec{B}_b векторы

намагниченности отдельных частиц \vec{J} будут направлены параллельно оси z , причём при $\vec{B}_b = 0$ эти векторы будут иметь хаотическую ориентацию.

Необходимо учитывать тот факт, что МЧ могут образовать скопления (агрегат) с характерным линейным размером D , меньшим, чем расстояние l от МЧ до ДМП, в котором содержатся магнитные частицы с концентрацией n . С учетом перечисленных условий ДМП будет регистрировать МЧ, находящиеся на расстоянии, не превосходящим l , согласно формуле:

$$l \leq \Delta D (\pi \mu_0 \cdot n J / 96 \cdot \delta B)^{1/3}, \quad (1)$$

где $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная.

Формула (1) принимает следующий вид при использовании других величин:

$$l \leq 0,00428 \cdot D (C \rho_a p_m / \delta B)^{1/3}, \quad (2)$$

где $C = m_{mp}/m_a$ – отношение масс магнитных частиц (m_{mp}) и среды (m_a), т.е. относительная концентрация МЧ в биологической среде, ρ_a – плотность биологической среды, $p_m = |\vec{p}|/m_{mp}$ – удельный магнитный момент частицы, ($|\vec{p}|$ – среднее значение модуля магнитного момента МЧ).

При тестовых измерениях для регистрации МЧ были использованы магнитометр HMR2300 фирмы «Honeywell», и водные суспензии суперпарамагнитных SPIONs – фирмы Sileks [4].

Результаты

В таблице 1 приведены параметры МЧ (Sileks MagNA и Sileks MagNA-G), на которых были проведены тестовые исследования.

При измерениях вертикальная составляющая (z -проекция) магнитного поля Земли имела значение $B_b \approx 41,33$ мТл, а горизонтальные не превосходили 8 мТл. Все измерения магнитного поля проводились в z -направлении, в котором суспензия с МЧ приобретала намагниченность $J \sim \Delta B = B_m - B$, где B_m – регистрируемое поле при суспензии, B – поле без суспензии. С учетом измеренных ΔB и геометрических параметров суспензии (диаметр пробирки 9 мм, объем 0,8 мл) оценивался p_m . В таблице 1 приведены паспортные, измеренные и оценочные параметры исследуемых МЧ. С учетом этих данных вычислялось l согласно (2), где $D \approx 8,1 \cdot 10^{-5}$ м² и $\rho_a \approx 1,1 \cdot 10^3$ кг/м³. При $p_m \approx (0,5-0,6)$ А·м²/кг были измерены значения $l \approx 30$ мм, а оценочные ≈ 5 мм.

Таблица 1.

Измеренные, оценочные и паспортные параметры МЧ

Параметры МЧ	MagNA [4]	MagNA-G [4]
$C, \%$	5	1
$\Delta, \text{нм}$	50	100
$p_m, \text{А} \cdot \text{м}^2/\text{кг}$	$\approx 0,5$ ($B_b \sim 41,3 \mu\text{Тл}$)	$\approx 0,6$ ($B_b \sim 41,3 \mu\text{Тл}$)
$l, \text{мм}$	$\approx 1,5$ ($B \approx 150 \mu\text{Тл}$)	$\approx 1,7$ ($B \approx 150 \mu\text{Тл}$)
$\delta B \approx 10 \text{нТл}$	≈ 5 (при $p_m \approx 0,5$ А·м ² /кг)	$\approx 5,2$ (при $p_m \approx 0,6$ А·м ² /кг)

Получено удовлетворенное согласие (по порядку величины) оценочной и измеренной величин максимального расстояния, при котором в суспензии (моделирующей биологическую среду) возможна неинвазивная регистрация МЧ с помощью ДМП. Очевидно, что с применением более чувствительного ДМП (с более низкой δB) будет возможным неинвазивно контролировать МЧ, находящиеся на большей глубине залегания в биологической среде.

Таким образом, неинвазивное наблюдение за МЧ позволит контролировать эффективность методов тераностики онкологии и ортопедии, в том числе заболевания рака и ОА. В частности, это позволит непосредственно наблюдать в биологической среде распределение, свойства и поведение МЧ. При этом отпадает необходимость взятия биопсии или вывода биологических объектов из опыта для установления связи между свойствами МЧ и степенью эффективности тераностики. Такой подход становится важным, так как в настоящее время начался постепенный переход от лабораторных исследований к клиническим испытаниям МЧ в тераностике различных заболеваний [5].

Исследование финансировалось Министерством науки и высшего образования Российской Федерации: грант № 075-15-2021-596 (Сеченовский университет).

Литература

1. V. Manescu (Paltenea), G. Paltenea, I. Antoniac, M. Vasilescu // Materials, V. 14, 5948 (2021).
2. C. Wenham, A. Grainger, P. Conaghan // Osteo arthr. Cartil., V. 22(10), 1692 (2014).
3. N. Liu, X. Chen, X. Sun, et al. // J Nanobiotechnol., V. 19, 113 (2021).
4. <https://sileks.com/>
5. A. Ullah Khan, L. Chen, G. Ge // Inorganic Chemistry Communications, V.134, 108995 (2021).

Образование скирмионных состояний в ионно-имплантированных тонких пленках CoPt и CoPd

И.Л. Калентьева^{1,*}, О.В. Вихрова¹, Ю.А. Данилов¹, Ю.А. Дудин¹, А.В. Здоровейщев¹, Д.А. Здоровейщев¹, М.П. Темирязева², А.Г. Темирязов², А.В. Садовников³

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.

*istery@rambler.ru

В работе показано, что облучение ионами He⁺ (с энергией 20 кэВ и флюенсом в диапазоне от 1×10^{14} до 3×10^{15} см⁻²) приводит к модификации магнитной структуры тонких пленок CoPt и CoPd. Влияние радиационного воздействия проявляется в изменении вида магнитополевых зависимостей намагниченности, повороте оси лёгкого намагничивания, а также модуляции распределения и типа скирмионов в намагниченной плёнке.

Введение

Ранее было установлено, что ионное облучение тонких пленок CoPt приводит к асимметричному перемешиванию атомов Co и Pt, что служит причиной снижения перпендикулярной анизотропии намагниченности в структурах, ведет к усилению взаимодействия Дзялошинского-Мория и способствует активации образования скирмионов [1]. В данной работе продолжены исследования по влиянию ионной имплантации на доменную структуру ферромагнитных тонких пленок CoPt(2/5), CoPd(2/5) и возникновение скирмионных состояний в таких структурах.

Методика эксперимента

Исследуемые образцы представляют собой пленки Co_{0.35}Pt_{0.65} и Co_{0.35}Pd_{0.65}, для получения которых методом электронно-лучевого испарения при 200°C на подложках *i*-GaAs поочередно наносились слои Pt(Pd) (0.5 нм) и Co (0.2 нм) с десятикратным повтором. Общая толщина металлических пленок CoPt(2/5) и CoPd(2/5) при этом составляла ~ 7 нм. Затем структуры облучались на ускорителе ИЛУ-3 ионами He⁺ с энергией 20 кэВ, при этом варьировалось значение флюенса (F) от 1×10^{14} до 3×10^{15} см⁻².

Исследовались магнитополевые зависимости угла Фарадея ($Q_F(H)$) (на длине волны 980 нм) и эффекта Холла (обычного и планарного) при комнатной температуре в диапазоне магнитных полей (± 2.5 Тл). Изучение изменений доменной структуры, приводящее к формированию скирмионов, осуществлялось при МСМ-сканировании зондом с вы-

соким магнитным моментом согласно методу, описанному в [2]. В работе также представлена оценка величины энергии взаимодействия Дзялошинского-Мория (ВДМ), полученная в результате исследования образцов методом Мандельштам-бриллюэновской спектроскопии.

Результаты и обсуждение

Для исходной пленки CoPt(2/5) на МСМ-изображении наблюдаются 1D скирмионы (360-градусные доменные стенки шириной ~ 100 нм). При облучении пленок наблюдается переход к круглым скирмионам (при $F = 3 \times 10^{14}$ см⁻²) и увеличение их числа с ростом F . Для образца с флюенсом 7×10^{14} см⁻² наблюдается очень плотная решетка отдельных круглых скирмионов. При $F \geq 1 \times 10^{15}$ см⁻² начинает преобладать латеральная составляющая вектора намагниченности.

Данный факт подтверждается измерениями эффектов Холла и Фарадея: полученные зависимости $Q_F(H)$ и $R_H(H)$ содержат петлю гистерезиса с коэрцитивным полем ~ 700 Э, при этом величина Q_F в нулевом поле совпадает с величиной в поле насыщения, вплоть до значения флюенса 5×10^{14} см⁻² (рис.2). При более высоких значениях F наблюдается сужение петли гистерезиса и уменьшение значения Q_F в нулевом магнитном поле, а при максимальном F зависимость $Q_F(H)$ становится линейной. При этом по измерениям планарного эффекта Холла наблюдается монотонное уменьшение величины поля насыщения с 8000 Э для исходного образца до 1500 Э для структуры после облучения с $F = 3 \times 10^{15}$ см⁻².

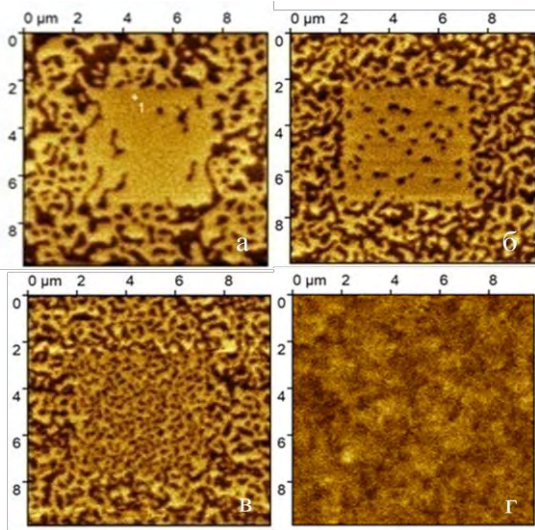


Рис. 1. МСМ-изображения образцов пленок CoPt(2/5) исходного и облученного с различными флюенсами F , см^{-2} : а) 0, б) 5×10^{14} , в) 7×10^{15} , г) 1×10^{15}

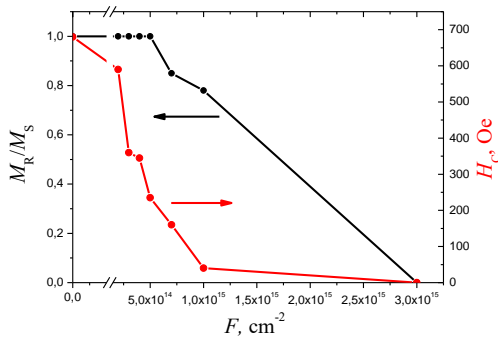


Рис. 2. Зависимости коэрцитивного поля H_c и относительных величин остаточной намагниченности M_R/M_S от флюенса ионов гелия для структуры CoPt(2/5)

Пленки CoPd(2/5) демонстрируют аналогичную тенденцию: одномерные скирмионы, наблюдаемые в исходном образце, с увеличением флюенса становятся короче, а при $F = 1 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$ превращаются в “цепочки круглых скирмионов” (рис.3а-в). По-видимому, ионная имплантация меняет структуру доменных границ. Исходная пленка CoPd имеет более крупную лабиринтную доменную структуру и, в отличие от CoPt, состояние, когда вектор

намагниченности лежит в плоскости, для CoPd в рассматриваемом диапазоне флюенсов не достигается, однако наблюдается постепенное увеличение латеральной составляющей оси легкого намагничивания с возрастанием F , на что указывают измерения эффекта Холла (рис.3г).

Для облученных слоев CoPt(2/5) константа ВДМ (D) увеличивается для диапазона изменения флюенса ионов He^+ от 0 до $(5-7) \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ и достигает максимального значения 0.685 мДж/м^2 . При более высоком флюенсе величина D резко снижается, что соответствует исчезновению перпендикулярной анизотропии намагниченности пленки CoPt и закреплению ее вектора в плоскости. Наибольшие значения D фиксируются для пленки CoPd(2/5), облученной с флюенсом $1 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Стоит отметить, что переход к круглым скирмионам на МСМ-изображениях наблюдался как раз при этом значении F (рис.3в). Данный эффект может быть связан с понижением энергии доменной стенки, что приводит к увеличению постоянной ВДМ и возникновению оптимальных условий для образования доменных структур типа скирмионов под воздействием локального поля магнитного зонда.

Таблица 1. Константы ВДМ, полученные методом Мандельштам-бриллюэновской спектроскопии

$F, \text{см}^{-2}$	0	3×10^{14}	5×10^{14}	7×10^{14}	1×10^{15}
CoPt	0.278	0.286	0.685	0.683	0.08
CoPd	0.216	0.199	0.273	0.305	0.639

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект № 21-79-20186) и гос. задания (проект 075-03-2020-191/5).

Литература

- И.Л. Калентьева, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов и др. // ФТТ, Т. 63, 324 (2021).
- А.Г. Темирязов, М.П. Темирязева, А.В. Здоровейцев и др. // ФТТ, Т. 60, 2158 (2018).

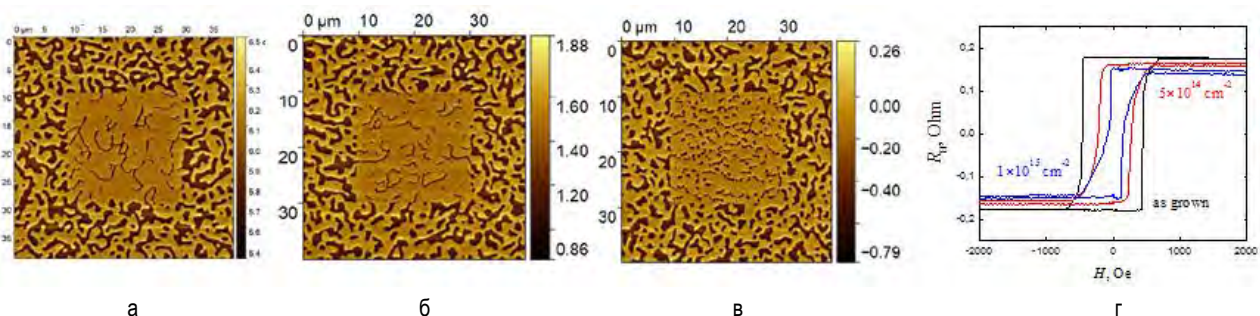


Рис. 3. МСМ-изображения пленок CoPd (2/5) при флюенсах ионов, см^{-2} : а) 0, б) 5×10^{14} , в) 1×10^{15} . г) Магнитополевые зависимости эффекта Холла исходной и облученных ионами гелия пленок CoPd (2/5)

Эффект Холла в магнитном туннельном контакте со спин-орбитальным взаимодействием

Е.А. Караштин *

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

eugenk@ipmras.ru

Теоретически рассчитан эффект Холла, возникающий в магнитном туннельном контакте, в котором в немагнитном барьере присутствует спин-орбитальное взаимодействие, связанное как с нецентросимметричностью самого барьера (эффекты Рашбы и Дрессельхауз), так и с наличием в нём достаточно сильного внешнего поля, индуцированного приложенной к системе разностью потенциалов. Рассмотрены случаи ферромагнитного и антиферромагнитного порядка в структуре и показано, что в обоих случаях возникает как линейный по приложенному напряжению, так и квадратичный туннельный эффект Холла.

В данной работе рассмотрены эффекты, возникающие при приложении напряжения к туннельному магнитному контакту (ТМК). Считается, что в непроводящей прослойке, разделяющей ферромагнитные берега ТМК, имеется спин-орбитальное взаимодействие. Это может быть взаимодействие Рашбы (обусловленное нецентросимметричностью системы, возникающей из-за наличия границы раздела сред, или в объёме прослойки), Дрессельхауз (в случае нарушения центросимметричности в объёме прослойки) или взаимодействие типа Рашбы, порождаемое электрическим полем, которое присутствует в барьере из-за того, что между ферромагнитными берегами приложено напряжение. Ранее линейный по приложенному напряжению туннельный эффект Холла рассчитывался для нецентросимметричного барьера в системе ферромагнетик / туннельная прослойка / немагнитный металл с учётом только нецентросимметричности прослойки [1,2], а также в системе ферромагнетик / туннельная прослойка / ферромагнетик с учётом только индуцированного приложенным полем спин-орбитального взаимодействия [3]. Мы учли оба типа взаимодействия и, кроме того, показали наличие квадратичного по приложенному напряжению вклада в эффект Холла, обусловленного разными типами взаимодействия.

В рамках использованной в работе модели электроны проводимости ферромагнетика, считаются свободными. Их обменное взаимодействие с электронами, ответственными за намагниченность среды, описывается в рамках s-d модели Вонсовского. Гамильтониан электронов имеет вид

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m_e} + J(\hat{\sigma} \cdot \vec{M}(x)) + \hat{H}_{SOI} - eU(x) + V\delta(x), \quad (1)$$

где e — модуль заряда электрона, \hat{p} — оператор его импульса, J — обменная константа, \vec{M} — вектор намагниченности среды, который определяется выражением

$$\vec{M} = \begin{cases} \vec{e}_z, & x < 0 \\ \pm \vec{e}_z, & x > 0 \end{cases} \quad (2)$$

для ферромагнитного и антиферромагнитного упорядочения системы (\vec{e}_z — единичный вектор декартовой системы координат), $\hat{\sigma}$ — вектор матриц Паули, электрический потенциал $U(x) = Ust(x)$ (считается, что всё падение напряжения U происходит на барьере), высота барьера V определяет его сопротивление. Гамильтониан спин-орбитального взаимодействия, записанный в (1), имеет вид

$$\hat{H}_{SOI} = (\vec{\Omega}(\vec{k}_\perp) \hat{\sigma}) \delta(x), \quad (3)$$

где $\vec{k}_\perp = k_y \vec{e}_y + k_z \vec{e}_z$ — волновой вектор электрона в направлении, параллельном границе раздела сред, вектор $\vec{\Omega}$ определяется выражением $\vec{\Omega} = (0, (\lambda_D - \lambda_R - \lambda_E)k_z, (\lambda_D + \lambda_R + \lambda_E)k_y)$. (4)

В (4) введены константы спин-орбитального взаимодействия Дрессельхауз λ_D , Рашбы λ_R и индуцированного электрическим полем

$$\lambda_E = \frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{eU}{2m_e c^2}. \quad (5)$$

Расчёт проводился в следующих приближениях. Во-первых, считалось, что туннельный барьер

очень высокий и через него туннелирует малое количество электронов:

$$\frac{\hbar^2 k_F}{m_e V} \ll 1, \quad (6)$$

$\hbar k_F$ — импульс Ферми электронов. Во-вторых, спин-орбитальное взаимодействие в барьере считалось слабым (это видно уже из формулы (5), где входит отношение энергии, набираемой электроном за счёт приложенной разности потенциалов, к его энергии покоя) и поэтому учитывался только линейный по спин-орбитальному взаимодействию вклад. В-третьих, были найдены линейные и квадратичные по приложенному к системе напряжению вклады в плотность Холловского тока. При этом в объёме ферромагнетиков вычислялись не осциллирующие значения тока (осцилляции происходят на масштабах порядка $1/k_F$, поэтому можно считать, что они усредняются для реалистичных толщин). Кроме того, вычислялись нормальный и аномальный ток в изолирующей прослойке (пропорциональный $\delta(x)$). Аномальный ток существует только в прослойке; дельта-компонента нормального тока находится путём интегрирования быстро осциллирующих поправок к току в правом и левом полупространствах. Мы показали, что эти вклады в точности компенсируют друг друга, что соответствует общим представлениям: в бесконечном ферромагнетике с взаимодействием Рашбы нормальный и аномальный ток в равновесии компенсируют друг друга. Таким образом, аномальный вклад в Холловский ток можно не учитывать, а поверхностный ток (протекающего в барьере) равен нулю.

После вычисления нормального Холловского тока показано, что в ферромагнитном состоянии есть эффект Холла, пропорциональный средней намагниченности системы. Он содержит два вклада: линейный по напряжению, который связан с индуцированным приложенным напряжением спин-орбитальным взаимодействием в барьере, а также квадратичный по напряжению эффект Холла, связанный с нецентросимметричностью самого барьера (взаимодействие Рашбы и Дрессельхауз в барьере) и фактически пропорциональный нелинейности вольт-амперной характеристики туннельного кон-

такта с нецентросимметричным барьером. Симметрично линейная по напряжению плотность Холловского тока может быть записана в виде $\vec{j}_H \sim [\vec{E} \times \vec{M}]$, а квадратичная — в виде $\vec{j}_H \sim [\vec{\alpha}_R \times \vec{M}] E^2$ или $\vec{j}_H \sim [\vec{E} \times \vec{M}] (\vec{E} \cdot \vec{\alpha}_R)$ (при $\vec{E} \parallel \vec{\alpha}_R$ эти вклады имеют одинаковую симметрию), где для простоты учтено только взаимодействие Рашбы, определяемое вектором $\vec{\alpha}_R$.

В антиферромагнитном состоянии есть эффект Холла, пропорциональный тороидному моменту системы, который определяется как

$$\vec{T} = \frac{1}{V_{\text{sys}}} \int \left[\frac{\vec{r}}{|\vec{r}|} \times \vec{M} \right] d^3 \vec{r}, \quad (7)$$

\vec{r} — радиус-вектор, V_{sys} — объём всей ферромагнитной системы (для бесконечной системы можно ввести объёмную плотность тороидного момента, устремив в (7) объём к бесконечности и выполнив предельный переход); в случае равенства нулю средней намагниченности (7) не зависит от выбора системы координат. Рассчитанный Холловский ток содержит два вклада: линейный по напряжению, который пропорционален (линейному по напряжению) току в системе и связан с нецентросимметричностью самого барьера (взаимодействие Рашбы и Дрессельхауз), и квадратичный по напряжению, пропорциональный току и индуцированному приложенным напряжением спин-орбитальному взаимодействию в барьере. Симметрично линейная по напряжению плотность Холловского тока здесь может быть записана в виде $\vec{j}_H \sim \vec{T} (\vec{E} \cdot \vec{\alpha}_R)$, а квадратичная — в виде $\vec{j}_H \sim \vec{T} E^2$.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант №21-12-00271).

Литература

1. A.Matos-Abiague and J.Fabian // Phys. Rev. Lett. **115**, 056602 (2015).
2. S.A.Tarasenko et al. // Phys. Rev. Lett. **93**, 056601 (2004).
3. A.V.Vedyayev et al. // Appl. Phys. Lett. **103**, 032406 (2013).

Фотогальванический эффект в ферромагнетике со спин-орбитальным взаимодействием

Е.А. Караштин^{1, *}, G. Tatar²

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

² RIKEN Center for Emergent Matter Science (CEMS), 2-1 Hirosawa, Wako, Saitama, 351-0198 Japan.

eugenk@ipmras.ru

Теоретически рассчитан эффект возникновения электрического тока под действием электромагнитного излучения на границе ферромагнетика и немагнитного материала с учётом спин-орбитального взаимодействия Рашбы. Сделанные оценки показывают возможность экспериментального наблюдения данного эффекта.

Связь спиновых и орбитальных степеней свободы в ферромагнетиках приводит к ряду необычных и интересных явлений в оптике и транспорте. Среди транспортных явлений известен фотогальванический эффект и близкий ему эффект выпрямления переменного электрического поля в неколлинеарном ферромагнетике [1,2]. В данной работе выполнен расчёт аналогичного фотогальванического эффекта в однородном ферромагнетике с учётом спин-орбитального взаимодействия Рашбы.

В рамках использованной в работе модели электроны проводимости ферромагнетика, ответственные за выпрямление, считаются свободными. Их обменное взаимодействие с электронами, ответственными за намагниченность среды, описывается в рамках s-d модели Вонсовского:

$$\hat{H}_{ex} = -J(\hat{\sigma} \cdot \vec{M}). \quad (1)$$

где J — обменная константа, \vec{M} — вектор намагниченности среды, $\hat{\sigma}$ — вектор матриц Паули. Спин-орбитальное взаимодействие учитывается в виде взаимодействия Рашбы:

$$\hat{H}_R = i(\vec{\alpha}_R \cdot [\nabla \times \hat{\sigma}]). \quad (2)$$

В отсутствие взаимодействия Рашбы энергетический спектр электронов проводимости представляет собой две обменно расщеплённые спиновые подзоны. Учёт взаимодействия Рашбы приводит к смешиванию спиновых состояний. Можно показать, что в отсутствие электромагнитного излучения возникающий в результате такого смешивания состояний "нормальный" электрический ток в точности компенсируется "аномальным", который появляется как поправка к оператору тока, вызванная спин-орбитальным взаимодействием.

При наличии в среде электромагнитной волны оказываются разрешёнными электродипольные переходы между спиновыми подзонами ферромагнетика. Удлинение импульса в операторе спин-орбитального взаимодействия Рашбы приводит к снятию запрета на электродипольные переходы для случая, когда вектор Рашбы перпендикулярен намагниченности среды. Оператор взаимодействия электронов с электромагнитной волной имеет вид:

$$\hat{H}_{e-m} = \frac{ie}{2\hbar\omega} (\vec{\alpha}_R \cdot [\hat{\sigma} \times \vec{E}]), \quad (3)$$

где \vec{E} — электрическое поле волны, ω — её частота. Вероятность переходов электронов между спиновыми подзонами в низшем порядке по константе Рашбы α_R равна

$$W_{\vec{k}\vec{k}'}^{\pm} = \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{\alpha_R e E_z}{2\hbar\omega} \right)^2 \delta(\vec{k} - \vec{k}') \delta(\Delta\varepsilon - \hbar\omega) \quad (4)$$

где \vec{k} и \vec{k}' — волновые векторы начального и конечного электронного состояния, $\Delta\varepsilon$ — изменение энергии электрона при переходе между спиновыми подзонами.

Фотоиндуцированный ток, найденный с помощью выражения (4), представляет собой достаточно громоздкое выражение. Он имеет феноменологический вид $g(\alpha_R) [\vec{\alpha}_R \times \vec{M}] (\vec{E} \cdot \vec{M})^2$. Видно, что ток течёт перпендикулярно вектору Рашбы и намагниченности и индуцируется лишь компонентой электрического поля волны, параллельной \vec{M} . Он имеет резонансный характер: фототок отличен от нуля для узкого диапазона частот электромагнитной волны в окрестности частоты, соответствующей переходам между спиновыми подзонами ферромагнетика и

равной удвоенной константе обменного взаимодействия $2J$; ширина диапазона определяется характерной энергией электронов проводимости, обусловленной спин-орбитальным взаимодействием $\alpha_R k_F$. Типичная зависимость фототока от частоты приведена на Рисунке 1.

Константу Рашбы можно оценить по константе поверхностно-индуцированного взаимодействия Дзялошинского-Мория [3]. Известно, например, что на границе Co/Pt (граница ферромагнетик / тяжёлый металл, на которой реализуется относительно сильное — для магнитных материалов — спин-орбитальное взаимодействие) константа этого взаимодействия $D \approx 0.4 \text{ эрг/см}^2$ [4]. Зная константу обменной жёсткости в кобальте $A = 3 \cdot 10^{-6} \text{ эрг/см}$, получаем оценку $\alpha_R \sim 0.01 \cdot 10^{-8} \text{ эВ} \cdot \text{см}$. Безразмерная величина $\alpha_R / \hbar v_F$, которая определяет величину рассматриваемого здесь эффекта выпрямления и входит в полученный ответ во второй степени, составляет порядка $2.4 \cdot 10^{-3}$ и весьма мала. Для усиления межзонных спин-орбитальных эффектов возможно использование трёхслойной системы, такой, к примеру, как Co/Vi/Ag с очень тонкой прослойкой висмута. В этом случае безразмерная величина $\alpha_R / \hbar v_F$ может определяться интерфейсом Vi/Ag и составлять порядка 0.75. Данная оценка она позволяет рассчитывать на экспериментальное наблюдение эффекта выпрямления на границе ферромагнетика и тяжёлого металла при использовании трёхслойного образца.

Для сравнения полученного в данной работе фототока с фототоком, который может возникать в геликоидально намагниченной системе и предсказан в [1], можно сравнить вероятности переходов под действием обменного взаимодействия в неоднородном ферромагнетике и взаимодействия Рашбы в однородном. Оценки показывают, что для константы Рашбы, соответствующей интерфейсу Co и Pt вероятность переходов, обусловленная взаимодей-

ствием Рашбы, на два порядка меньше, чем вероятность, обусловленная обменным взаимодействием в гольмии. В случае же предложенной выше трёхслойной системы Co/Vi/Ag взаимодействие Рашбы может давать вероятность переходов примерно в 4 раза больше, чем обменное взаимодействие в гольмии.

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

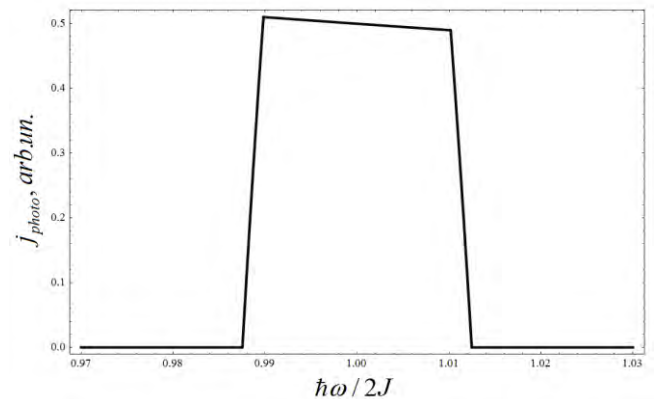


Рис. 1. Зависимость фототока от безразмерной частоты падающего на образец электромагнитного излучения для следующих параметров системы: $\varepsilon_F = 5 \text{ эВ}$, $J = 1 \text{ эВ}$, $\alpha_R = 10^{-10} \text{ эВ} \cdot \text{см}$

Литература

1. А.А. Фраерман, О.Г. Удалов // Письма в ЖЭТФ **87**, 187 (2008).
2. A.A. Fraerman and O.G. Udalov // Phys. Rev. B **77**, 094401 (2008).
3. Ado, I.A. et al. // Phys. Rev. Lett. **121**, 086802 (2018).
4. Gusev, N.S. et al. // Phys. Rev. Lett. **124**, 157202 (2020).

Спектр электронов проводимости в планарных магнитных наноструктурах с анизотропным обменным взаимодействием

Е.А. Караштин¹, Е.А. Вилков², Л.А. Фомин³, С.Г. Чигарев²

¹ Институт физики микроструктур РАН, 603950, Россия, Нижний Новгород.

² Фрязинский филиал института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, пл. Введенского, д. 1, Фрязино, 191140.

³ Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка, Московская обл., 142432.

*e-vilkov@yandex.ru, eugenk@ipmras.ru

В данной работе представлен аналитический и численный расчёт спектра электронов проводимости в периодических планарных магнитных наноструктурах с анизотропным обменным взаимодействием, имеющих неколлинеарное пространственное распределение намагничённости. Периодичность рассмотренных систем позволяет ввести в них квазиимпульс электронов в соответствующем оси периодической структуры направлении, а также квазиуровни и зоны Бриллюэна. Изменяя степень неколлинеарности магнитных моментов в элементарной ячейке и период структуры, можно изменять величину расщепления квазиуровней, соответствующих разным спиновым состояниям. Рассчитана вероятность перехода электронов между этими квазиуровнями в рассмотренной системе и показано, что частотой волны, генерирующейся либо поглощающейся при таком переходе, можно эффективно управлять, подбирая параметры, указанные выше. Это даёт основания надеяться на применение рассмотренной системы для генерации ТГц излучения в эксперименте.

Введение

В настоящее время существуют искусственные системы, в которых может реализоваться неколлинеарное распределение намагничённости. Наиболее изученными являются многослойные магнитные структуры. Такие структуры привлекают большое внимание в связи с существующим в них эффектом гигантского магнитосопротивления. При этом данные структуры могут быть также интересны с точки зрения генерации ТГц излучения за счет спин-флип переходов электронов проводимости между подзонами с противоположными спинами [1, 2, 3], которое возникает в контактах ферромагнетик- ферромагнетик при протекании через них спин-поляризованного тока. Как было показано в работе [3,4], на вероятность излучательных переходов существенно влияет анизотропия sd -обменного взаимодействия электронов проводимости с d -электронами атомов, ответственными за магнетизм решетки. Для того, чтобы точно рассчитать частоту ТГц излучения, которая может возникнуть при протекании электрического тока в магнитных гетероструктурах с неколлинеарным распределением намагничённости, необходимо знать зонную структуру электронов проводимости.

Дисперсионное соотношение для электронов проводимости

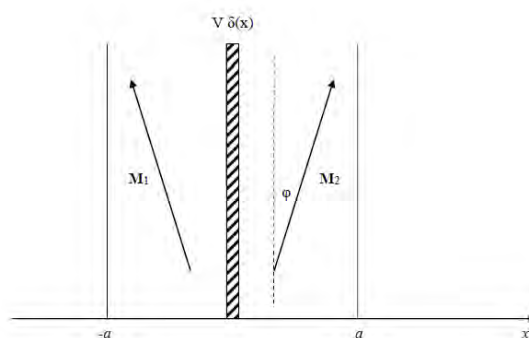


Рис.1. Схема задачи. Планарная ячейка из двух ферромагнетиков периодической магнитной наноструктуры. Стрелками показано направление намагничённости M в каждом слое

На рис. 1 представлена схема задачи. Два ферромагнетика, угол между намагничённостями которых равен 2φ , разделены дельтаобразным энергетическим барьером $V \delta(x)$. Волновые функции для электронов проводимости в слоях 1 и 2 соответственно записываются в виде

$$\Psi_1 = \hat{U}_x(\varphi) \left(\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} (A_{1R} e^{ik_x x} + A_{1L} e^{-ik_x x}) + \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} (B_{1R} e^{ik_x x} + B_{1L} e^{-ik_x x}) \right) \begin{pmatrix} A_{1R} \\ A_{1L} \\ A_{2R} \\ A_{2L} \\ B_{1R} \\ B_{1L} \\ B_{2R} \\ B_{2L} \end{pmatrix} = 0 \quad (4)$$

$$\Psi_2 = \hat{U}_x(-\varphi) \left(\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} (A_{2R} e^{ik_x x} + A_{2L} e^{-ik_x x}) + \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} (B_{2R} e^{ik_x x} + B_{2L} e^{-ik_x x}) \right) \quad (1)$$

Здесь $k_{\pm} = \sqrt{\frac{2m_e}{\hbar^2} (\varepsilon \mp J)}$ - волновые векторы электронов со спином вверх и вниз,

$$\hat{U}_x(\varphi) = \begin{pmatrix} \cos \frac{\varphi}{2} & i \sin \frac{\varphi}{2} \\ i \sin \frac{\varphi}{2} & \cos \frac{\varphi}{2} \end{pmatrix} \text{ — матрица поворота спиновой системы координат на угол } \varphi \text{ вокруг оси } x.$$

В системе присутствует периодический потенциал вида $\sum_n V \delta(x - 2an) + J(\vec{\sigma} \vec{M}(x))$, где $\vec{M}(x)$ показано на рисунке. В соответствии с теоремой Блоха, можно ввести квазиимпульс электронов k и периодическую функцию $U(x)$:

$$\Psi = U(x) e^{ikx} \quad (2)$$

Тогда граничные условия принимают вид:

$$\begin{aligned} \psi_1(0) &= \psi_2(0) \\ \psi_1'(0) - \psi_2'(0) &= \frac{2m_e}{\hbar^2} V \psi_1(0) \\ U_1(-a) &= U_2(a) \\ U_1'(-a) &= U_2'(a) \end{aligned} \quad (3)$$

Из этих граничных условий с учетом соотношений (1), (2) получим систему из восьми уравнений на $A_{1,2L,R}, B_{1,2L,R}$. Приравняв к нулю детерминант системы:

можно найти спектр электронов $\varepsilon(k)$.

В работе был произведен численный расчет дисперсионного соотношения. При этом полученная зонная диаграмма для спектров электронов проводимости показала, что, изменяя степень неколлинеарности магнитных моментов в элементарной ячейке, и период структуры, можно изменять величину расщепления квазиуровней, соответствующих разным спиновым состояниям. Рассчитана вероятность перехода электронов между этими квазиуровнями в рассмотренной системе и показано, что частотой волны, генерирующей либо поглощающей при таком переходе, можно эффективно управлять, подбирая параметры, указанные выше. Это даёт основания надеяться на применение рассмотренной системы для генерации ТГц излучения в эксперименте.

Благодарности

Часть работы выполнена в рамках Госзадания ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН и гранта РФФИ 20-07-00349.

Литература

1. Kadigrobov A., Shekhter R.I., Jonson M. // *Fisika Nizkikh Temperatur*, V. 31, 463. (2005).
2. Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Крикунов А.И., Панас А.И., Эпштейн Э. М. // *Письма в ЖЭТФ*, Т. 85, Вып. 3, 192. (2007).
3. Вилков Е.А. и др. // *ФТТ*, Вып. 6, 1021. (2019).
4. Караштин Е.А. // *Письма в ЖЭТФ*, Т. 112, Вып. 2, 121. (2020).

Флоке инженерия планарных спиновых систем импульсами циркулярно поляризованного света

О.В. Кибис

Новосибирский государственный технический университет, пр. Карла Маркса, 20, Новосибирск, 630073.

oleg.kibis@nstu.ru

Разработана теория Флоке, описывающая спиновую динамику под действием циркулярно поляризованных импульсов света.

Введение

Оптический контроль электронных свойств посредством нерезонансного электромагнитного поля, базирующийся на теории Флоке периодически возбуждаемых квантовых систем («Флоке инженерия»), привел в последние годы к открытию многих фундаментальных эффектов в различных наноструктурах. Одним из ярких феноменов, обнаруженных в этой области физики, является намагниченность планарных структур, индуцированная короткими импульсами циркулярно поляризованного света [1]. В настоящее время известно несколько различных моделей этого явления, однако единая точка зрения на его физическую природу все еще отсутствует [2]. В связи с этим представляется актуальным разработать последовательное квантовое описание спиновой динамики под действием импульсов света, которое позволило бы рассмотреть проблему светоиндуцированной намагниченности в планарных структурах с точки зрения теории Флоке. Данная работа посвящена решению этой задачи.

Результаты

Из анализа полученных решений задачи Флоке для спина следует, что импульсы циркулярно поляризованного света снимают спиновое вырождение состояний, соответствующих противоположным ориентациям спина вдоль направления распространения света. Таким образом, циркулярно поляризованная электромагнитная волна действует на спин подобно стационарному магнитному полю. С физической точки зрения, это является следствием того, что циркулярно поляризованное электромагнитное поле нарушает симметрию относительно обращения времени точно так же, как и стационар-

ное магнитное поле. Так, в частности, известно, что циркулярно поляризованная волна снимает вырождение электронных состояний в различных кольцевых наноструктурах, соответствующих взаимно противоположным ориентациям орбитального электронного момента импульса вдоль оси симметрии этих наноструктур. Расщепление изначально вырожденных спиновых состояний под действием волны имеет ту же самую физическую природу. Помимо этого, во время действия импульса возникает прецессия спина, подобная прецессии спина в постоянном магнитном поле, которая будет сопровождаться магнитодипольным электромагнитным излучением на частоте прецессии. Из проведенного анализа следует, что индуцированное циркулярно поляризованным импульсом света спиновое расщепление и сопутствующее ему излучение фотона на частоте прецессии приводят к различным вероятностям переворота спина под действием этого импульса в зависимости от начальной ориентации спина. Как следствие, в изначально неполяризованной планарной спиновой системе появляется индуцированная импульсом света спиновая поляризация (намагниченность), направленная вдоль вектора углового момента импульса света, что находится в согласии с результатами обсуждавшихся выше экспериментов [1]. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 20-02-00084).

Литература

1. C. D. Stanciu, F. Hansteen, A. V. Kimel *et al.* // *Physical Review Letters*, V. 99, 047601 (2007).
2. A. Kirilyuk, A. V. Kimel, and T. Rasing // *Review of Modern Physics*, V. 82, 2731 (2010).

Тонкие пленки диэлектрических иридатов стронция – материалы для сверхпроводящей криоэлектроники и спинтроники

Ю.В. Кислинский^{1,*}, К.И. Константибян¹, И.Е. Москаль^{1,2}, А.М. Петржик¹,
А.В. Шадрин^{1,3}, Г. А. Овсянников¹

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

² РТУ МИРЭА, Проспект Вернадского 78, Москва, 119454.

³ Московский Физико-Технический Институт, Долгопрудный, 141701.

* yulii@hitech.cplire.ru

Исследованы структурные и электрофизические свойства эпитаксиальных тонких пленок иридата стронция Sr_2IrO_4 , полученных с помощью лазерной абляции. Обсуждается влияние параметров напыления и согласования решеток пленки и подложки на электрофизические свойства пленок. От проводимости пленок и радиуса локализации носителей заряда в них зависят параметры барьеров из таких пленок в джозефсоновских переходах.

Введение

Иридат стронция Sr_2IrO_4 (SIO_4) обладает рядом свойств, большинство из которых связывают с характерным для этого материала сильным спин-орбитальным взаимодействием [1]. В SIO_4 была обнаружена d-волновая щель в электронной плотности состояний и анизотропное магнетосопротивление. Монокристаллы SIO_4 показывают диэлектрическую зависимость сопротивления от температуры и переходят в некомпенсированное антиферромагнитное состояние при температурах ниже 240К. Кристаллическая структура монокристаллов слоистая, типа La_2CuO_4 , имеет тетрагональную симметрию с пространственной группой $I4/mmm$, в отсутствие напряжений параметры решетки $a = 3.888 \text{ \AA}$, $c = 12.90 \text{ \AA}$. Фаза диэлектрического SIO_4 требует нестандартного для оксидов режима синтеза: низкого давления кислорода [2–4]. Цель работы – разработка методики роста пленок SIO_4 , а также измерение электрофизических параметров полученных плёнок.

Технология

Тонкие пленки SIO_4 наносились на различные подложки методом лазерной абляции. Мишени изготавливались из смеси порошков SrCO_3 и IrO_2 по стандартной керамической технологии [5]. Напыление пленок SIO_4 производилось с помощью KrF эксимерного лазера. В работах [2–4] напыление производилось в атмосфере кислорода при давлении 0.0013–0.05mbar и температурах подложки от 700 до 850°C. Первая пленка SIO_4 была выращена в подобном режиме при давлении кислорода

0.05mbar и температуре 770 - 730⁰ С на подложке (100) SrTiO_3 (STO), что в дальнейшем будем называть режимом 1. Частота импульсов составляла 2 Hz, энергия — 1.6 J/cm², количество импульсов — 2000. Из рентгеновской дифрактограммы на рис. 1 видно, что дифракционный пик от пленки размыт и наряду с основной фазой SIO_4 имеется побочная фаза, вероятно, SrIrO_3 . Чтобы не допустить выпадения побочной фазы, требовалось поддерживать очень низкое давление кислорода около 0.01mbar. В результате, кислородная атмосфера при росте пленки была заменена на аргоновую.

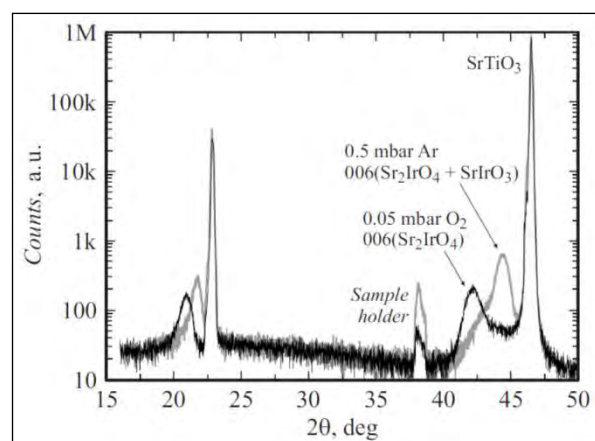


Рис. 1. Рентгеновская дифрактограмма, $\Theta / 2\Theta$ скан

Показано (Рис. 1), что в атмосфере аргона побочная фаза не наблюдается, а c -параметр основной фазы равен 12.83 \AA (толщина пленки 17 nm), что даже лучше соответствует табличным для монокристалла SIO значениям c -параметра (12.90 \AA), чем полученные в [2] 12.75 \AA (толщина пленки 18 nm) для

той же подложки STO. Сначала применялись давление 0.5 mBar Ar и температура 750° C - режим напыления 2. Но наилучшая структура пленок выростала при $T = 800-760^\circ\text{C}$, что назовем режимом 3. В этом режиме пленки наносились на 4 типа подложек: (100)SrTiO₃, (110)NdGaO₃, (100)La_{0.3}Sr_{0.7}Al_{0.65}Ta_{0.35}O₃ (LSAT) и (100)LaAlO₃ (LAO). Наилучшую структуру имели пленки на подложках (100)SrTiO₃ и (110)NdGaO₃, с-параметр таких пленок — 12.87 Å.

Результаты эксперимента

Для сравнения режимов напыления приведем температурные зависимости сопротивления трех пленок: напыленной в режиме 1 на SrTiO₃ - (1)SIO4 on STO, напыленной в режиме 3 на Sr₂TiO₃ - (3)SIO4 on STO, изготовленной в режиме 3 на LaAlO₃ - (3)SIO4 on LAO. На Рис. 2 приведены зависимости $\rho(T)$ удельных сопротивлений $\rho=L/(wd)$, где d - толщина, w - ширина образца, L - длина образца.

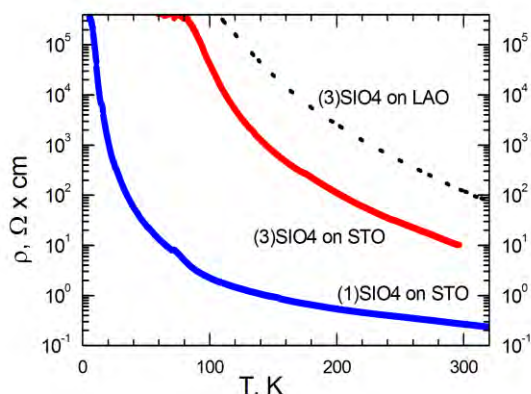


Рис. 2. Зависимости удельных сопротивлений от температуры пленок SIO4: (1) $d=17$ nm на подложке STO, (2) $d=34$ nm на подложке STO, (3) $d=34$ nm на подложке LAO

Наименьшим сопротивлением обладает пленка на STO, напыленная в режиме 1. У этой подложки a -параметр решетки - наибольший. Наибольшее ρ у пленки на LAO - подложке с наименьшим параметром решетки. Для этих образцов считалась энергия активации. Для зонных диэлектриков зависимость сопротивления от температуры имеет вид [6]:

$$\rho(T) = \rho_0 \exp\left(\frac{\Delta E_A}{2kT}\right),$$

где ΔE_A - энергия активации. У диэлектриков эта энергия зависит от температуры слабо. Температурная зависимость этой энергии показана на Рис. 3. Для пленок SIO4 на титанате стронция энергии

активации слабо меняются в диапазоне 100 - 250 K. Величина энергии зависит от режима напыления пленки. При напылении в кислороде ΔE_A была 50 - 70 mV, а в аргоне 200 - 260 mV. Это указывает на активационный механизм транспорта носителей заряда в пленках на подложках титаната стронция.

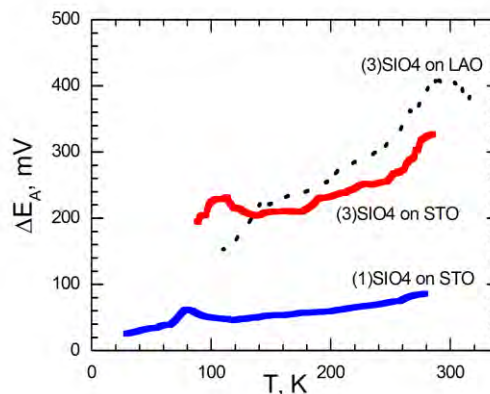


Рис. 3. Зависимости энергий активации от температуры для пленок SIO4 на подложках STO в режимах напыления (1) и (3) - точки, для пленки SIO4 на LAO - пунктир

Для образца на подложке LAO энергия ΔE_A растет с температурой от 150 до 400 mV, аппроксимация к нулевой температуре дает $\Delta E_A \approx 0$. Это указывает на один из видов прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка в этой пленке.

Работа выполнена по государственному заданию ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН. Использовалось оборудование УНУ 352529 "Криоинтеграл", (грант МОН, соглашение № 075-15-2021-667).

Литература

1. Kim B.J., Ohsumi H., Komesu T. et al. // Science. 2009. V. 323. P. 1329.
2. Chengliang Lu, Andy Quindeau, Hakan Deniz et al. // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 105. P. 082407.
3. Nichols J., Terzic J., Bittle E.G. et al. // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 102. P. 141908.
4. Rayan Serrao C. et al. // Phys. Rev. B. 2013. V. 87. P. 085121.
5. А.М. Петржик и др. // Письма в ЖТФ, 2017, том 43, вып. 12Н.
6. N.G. Bebenin, R.I. Zainullina, et al., // Phys. Rev. B 69, 104434 (2004).

Магнитный сенсор на спиновых волнах

А.В. Кожевников¹, С.Л. Высоцкий^{1,2*}, Г.М. Дудко¹, Ю.В. Никулин¹, 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 исследовано распространение поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в пленке железо-иттриевого граната (ЖИГ) толщиной 7,7 мкм с выравненной на ее поверхности субволновой (с периодом 8 мкм) одномерной решетки из канавок шириной 4 мкм, глубиной 0,7 мкм. Пленка размещалась в макете линии задержки на микрополосковом преобразователе мощности $S_{11}(f)$ обнаружено возникновение узкой области уменьшения отраженной мощности, центральная частота которой связана с верхним частотным пределом области существования ПМСВ f^* , линейно зависящим от величины поля подмагничивания H . Экспериментально определенная зависимость $f^*(H)$ оказалась линейной в интервале от нескольких Эрстед до 2 кЭ, что является полезным для разработки сенсоров магнитного поля. Результаты проведенных измерений находятся в качественном соответствии с результатами проведенного микромагнитного моделирования.

Введение

Измерение величины постоянного магнитного поля H с помощью устройств, использующих распространение спиновых волн в ферритовых волноводах, исследуется уже более двух десятков лет. В качестве измеряемых параметров использовались, например, частота $f_{отр}$, отвечающая минимальной величине отраженной от входного преобразователя СВ мощности [1], а для магнитных кристаллов – центральная частота полосы не пропускания f_B [2-4]. Недостатком этих методик является нелинейная зависимость измеряемых частот от величины магнитного поля.

Методика эксперимента

В работе предлагается использовать для определения величины H особенности распространения поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в субволновых периодических структурах [5]. В экспериментах использовалась пленка железоиттриевого граната (ЖИГ), эпитаксиально выращенная на подложке гадолиний-галлиевого граната толщиной 0,5 мм с кристаллографической ориентацией (111) с толщиной $d=7,7$ мкм, намагниченность насыщения $4\pi M = 1750$ Гс, с помощью технологий фотолитографии и ионного травления на поверхности пленки была сформирована периодическая решетка из канавок глубиной 0,7 мкм, ширина канавок и период решетки L составляли 4 мкм и 8 мкм. Для возбуждения и приема ПМСВ использовались микрополосковые антенны шириной $w=50$ мкм, которые могут возбуждать ПМСВ с длиной волны $\Lambda > \pi/w$. Поскольку $\Lambda > L$, полученная структура является субволновой.

Результаты измерений

На рис. 1а показаны частотные зависимости коэффициента передачи ПМСВ $S_{21}(f)$ и отраженной от возбуждающей антенны мощности $S_{11}(f)$ при направлении распространения ПМСВ в субволновых структурах параллельно волновому вектору решетки при $H=760$ Э. Видно, что зависимость $S_{11}(f)$ содержит широкую область уменьшения величины $S_{11}(f)$, отвечающую возбуждению ПМСВ (в нашем случае это паразитный сигнал, который может быть исключен из рассмотрения схемотехническими решениями), а также помеченный звездочками узкополосный «провал», наличие которого характерно для распространения СВ в пленках с субволновыми поверхностными структурами.

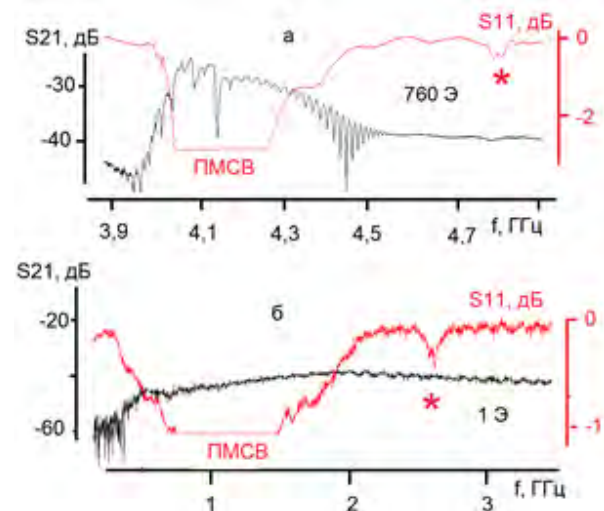


Рис. 1. Частотные зависимости коэффициента передачи ПМСВ $S_{21}(f)$ и коэффициента отражения от входной антенны $S_{11}(f)$ при $H=760$ Э (а) и $H=1$ Э (б)

Центральная частота этого «провала» f^* связана с верхним частотным пределом области существования ПМСВ $f_s = \gamma H + \gamma 4\pi M/2$, линейно зависящим от H . При уменьшении величины H «провал» наблюдается вплоть до $H=1$ Э, когда пленка ЖИГ находится в доменном состоянии и ПМСВ до выходной антенны не доходит (см. рис. 16). Зависимость центральной частоты этого провала от магнитного поля в зазоре электромагнита представлена линией 1 на фиг.2. Видно, что экспериментально полученная зависимость $f^*(H)$ линейна, что может быть полезным для разработки сенсоров магнитного поля.

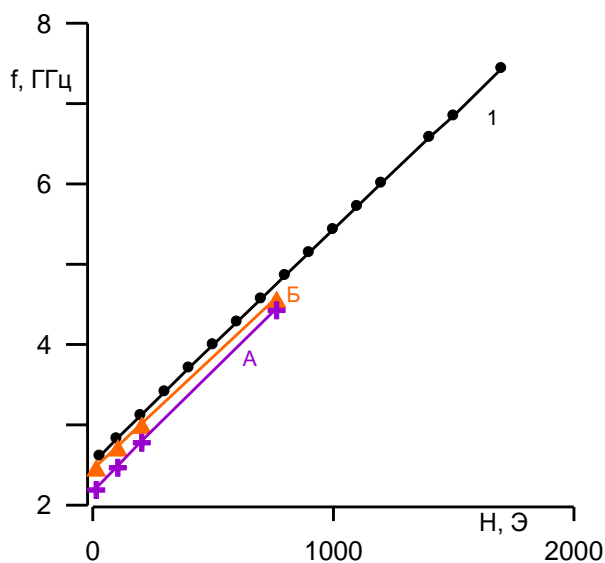


Рис. 2. Зависимость f^* (линия 1) и результаты расчета (кривые 2, 3) от величины поля подмагничивания

Результаты микромагнитного моделирования

С помощью микромагнитного моделирования пакетом OOMMF и обработки данных программой Semargl получены спектры релаксационных колебаний в гладких пленках ЖИГ и субволновых решетках с параметрами, отвечающими экспериментально исследованной структуре. При моделировании шаг элементарной ячейки в сечении (OXZ) структуры, перпендикулярной направлению микрополосок, составлял $50 \times 50 \text{ nm}^2$, а в направлении (OY) вдоль микрополосок – бралась одна ячейка в 1 см (аналог двумерной геометрии). В направлении (OX) применялись периодические граничные условия.

На рисунке 3 показаны результаты расчета спектральной плотности Фурье-амплитуды A в гладких пленках ЖИГ (кривая 1) и субволновых решетках (кривая 2) при $H=760$ Э. Видно, что для пленки ЖИГ с поверхностной субволновой структурой спектр содержит не только пик, отвечающий квази-

однородному резонансу, но и два дополнительных – А и Б, аналогичных по частотному положению наблюдаемому в эксперименте «провалу». Наличие в результатах расчетов двух отдельных пиков связано, по-видимому, с отличием реального профиля поверхностной структуры от использованного при моделировании. Результаты расчета зависимости частот максимумов этих пиков от H свидетельствуют о линейности этих зависимостей (кривые 2 и 3 на рис. 2).

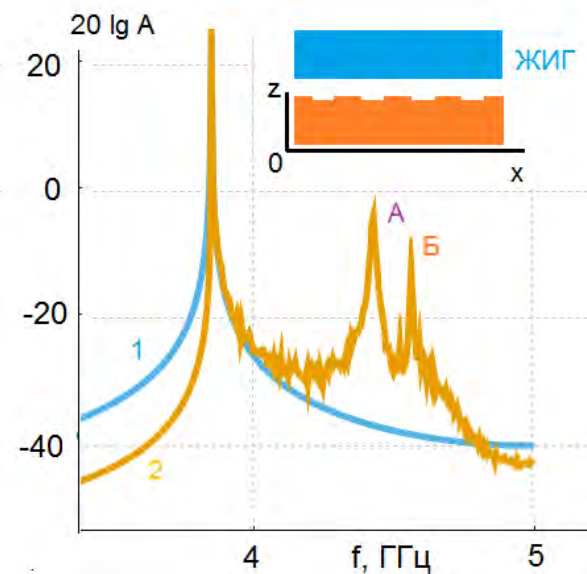


Рис. 3. Частотная зависимость спектральной плотности Фурье-амплитуды для случаев распространения ПМСВ в пленке ЖИГ и в пленке ЖИГ с субволновой поверхностной структурой. $H=760$ Э

Работа выполнена в рамках государственного задания и частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проекты РФФИ №20-07-00973, №20-57-00008, №20-07-00968 и №19-37-90099).

Литература

1. Kaya A.O., Atalay S., Gencer H. et al. Acta Physica Polonica A. 127, 4, 937 (2015).
2. Inoue M., Baryshev A., Takagi H. et al.//Appl. Phys. Lett. 98, 132511 (2011).
3. Talbot P., Fessant A., Gieraltowski J. Procedia Eng. 120, 1241 (2015).
4. Kryshchal R. G. and Medved A. V. Appl. Phys. Lett. 100, 192410 (2012).
5. S. L. Vysotskii, Y. V. Khivintsev, V. K. Sakharov, et al.// IEEE Magnetic Letters Vol. 8 (2017) 3706104.

Магнитное детектирование полей рассеяния суперпарамагнитных наночастиц, движущихся в искривленном коронарном сосуде

Н.В. Козлов^{1, *}, Ф.А. Бляхман^{1, 2}, В.В. Честухин³, А.П. Сафронов^{1, 4}, Г.В. Курляндская^{1, 5}

¹ Уральский Федеральный Университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002.

² Уральский Государственный Медицинский Университет, ул. Репина, 3, Екатеринбург, 620028.

³ НИИ скорой помощи им. Н. В. Склифосовского, Большая Суваревская площадь, д. 3 стр. 21, Москва, 129090.

⁴ Институт электрофизики УрО РАН, ул. Амундсена 106, Екатеринбург, 620216.

⁵ Университет Страны Басков, Леиоа, Бискайя, Испания, 48940.

*nkzfc3@gmail.com

Проведено численное моделирование движения магнитных наночастиц (МНЧ) оксида железа по участку коронарного сосуда конкретного пациента с помощью пакета программ Comsol Multyphysics. Характеристики МНЧ, использованные для расчетов, были экспериментально получены из данных магнитных измерений. В результате моделирования определено влияние концентрации и магнитной восприимчивости МНЧ, а также влияния диаметра, кривизны сосуда и положения магнитоимпедансного детектора слабых магнитных полей на распределение локальных магнитных полей в области коронарного сосуда. Проведена оценка возможностей детектирования стеноза коронарных сосудов с помощью пленочного датчика магнитных полей, работающего на основе магнитного импеданса.

Введение

Магнитные наночастицы (МНЧ) вызывают интерес в связи с возможностью их использования в биомедицинских приложениях как для диагностики, так и различных видов терапии [1-3]. Задача магнитного детектирования МНЧ, движущихся в потоке жидкости, ранее решалась с помощью прототипов детекторов слабых магнитных полей, работающих на основе эффекта магнитного импеданса (МИ) [4-5]. Особо интересна возможность оценки геометрии сосуда, подверженного морфологическим изменениям, таким как стеноз - стойкое сужение просвета кровеносного сосуда [6]. Для проведения диагностики патологии данного типа необходимо внутривенное введение контрастного агента, которым может быть стабилизированная суспензия МНЧ. Однако побочные эффекты радиологических методов стимулировали поиск и других решений настоящей проблемы. Например, результаты численного моделирования особенностей протекания крови с наночастицами магнетита, представленные в работе [7], показали, что изменение распределения магнитного поля вокруг сосуда линейной геометрии может быть зафиксировано с помощью датчика слабых магнитных полей, функционирующего на основе МИ. В настоящей работе ставилась задача исследовать особенности распределения магнитного поля H вокруг

участка коронарного сосуда в зависимости от концентрации и магнитной восприимчивости МНЧ, а также диаметра, кривизны и ориентации кровеносного сосуда относительно направления внешнего магнитного поля с использованием методов компьютерного моделирования.

Результаты и обсуждение

Магнитные наночастицы были синтезированы методом лазерного испарения мишени [2]. Постоянная решетки оказалась ниже, чем у стехиометрического магнетита Fe_3O_4 , но несколько выше, чем постоянная решетки магнетита $\gamma-Fe_2O_3$. Как МНЧ, так и полученные на их основе электростатически стабилизированные цитратом натрия водные суспензии, использовали для экспериментальных исследований размеров МНЧ и магнитных характеристик. На рисунке 1 представлены данные просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) и магнитных измерений МНЧ с помощью вибромагнитометра. Основываясь на результатах эксперимента, средний диаметр частиц составил 14 ± 2 нм, а магнитная восприимчивость $\chi = 0.3$ (для суспензии с содержанием МНЧ около 2 массовых %). Полученные для суспензии характеристики были использованы для численного моделирования распределения магнитного поля вокруг сосуда при движении МНЧ.

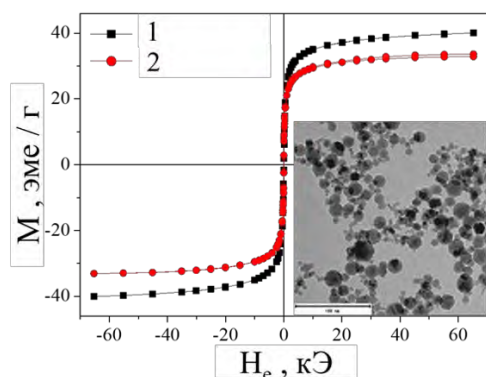


Рис. 1. Петля магнитного гистерезиса синтезированных МНЧ и МНЧ после высушивания стабилизированной водной суспензии на их основе, H_e – внешнее магнитное поле. На вставке показаны результаты ПЭМ МНЧ оксида железа после высушивания стабилизированной водной суспензии

Для проведения численных расчетов была использована ранее созданная векторная компьютерная модель (совместное решение системы уравнений Максвелла и уравнения Навье-Стокса) для коронарного сосуда конкретного пациента, с использованием данных ангиографии [7]. В качестве примера на рисунке 2 показано распределение магнитных полей в области внутри и вокруг сосуда, а также распределение скорости потока с введенными МНЧ при протекании через сосуд с искривленной геометрией. При приложении внешнего поля H_e , величина эффективного магнитного поля внутри сосуда была ниже, а на внешней стенке сосуда выше H_e .

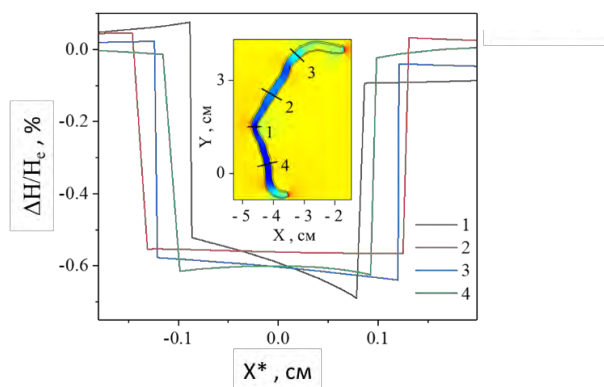


Рис. 2. Распределение относительного изменения магнитного поля $\Delta H/H_e = 100\% \cdot (H - H_0)/H_0$, соответствующее сечениям вдоль коронарного сосуда, представленного на вставке. X^* - координата для сечения, отсчитываемая от локального центра сосуда. Цифрами 1, 2, 3 и 4 обозначены конкретные сечения коронарного сосуда, для их положения в плоскости используются координаты X и Y . Внешнее магнитное поле H_e в каждом случае направлено в плоскости сечения и перпендикулярно локальной оси сосуда

Результаты исследования показали, что величина магнитного поля растет с увеличением диаметра сосуда, при этом влияние локальной кривизны сосуда приводит к несимметричности распределения магнитного поля, увеличивая величину магнитного поля на внешней стенке сосуда и уменьшая на внутренней. Создание дополнительных упрощенных моделей линейного сосуда и сосуда, в котором кровь течет по окружности позволило четко разделить роль диаметра и кривизны сосуда при формировании распределения локальных магнитных полей. Кроме того, был определен вклад величины магнитной восприимчивости и концентрации наночастиц на наблюдаемые эффекты.

Литература

1. V. L. Mironov, O. L. Ermolaeva, E. V. Skorohodov *et al.* // *Physical Review B*, V. 85, 144418 (2012).
2. Г. В. Курляндская, А. П. Сафронов, С. В. Щербинин, И. В. Бекетов, Ф. А. Бляхман, Э. Б. Макарова, М. А. Корч, А. В. Свалов // *Физика твердого тела*, V. 63(9), 1290-1305 (2021).
3. Н. П. Ивановская, И. П. Шилов, А. В. Иванов, В. Д. Румянцева, А. С. Горшкова. // *Российские нанотехнологии* V. 14, 5–6 (2019).
4. F. Blanc-Béguin, S. Nabily, J. Gieraltowski, A. Turzo, S. Querellou, P. Y. Salaun, // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, V. 321, 192–197 (2009).
5. A. García-Arribas, F. Martínez, E. Fernández, I. Ozaeta, G.V. Kurlyandskaya, A.V. Svalov, J. Berganzo, J.M. Barandiaran // *Sensors and Actuators A*, V. 172, 103–108 (2011).
6. B. E. Groenemeijer, A. Bakker, H. W. Slis, R. A. Waalewijn, R. H. Heijmen // *Netherlands Heart Journal*. 16 (7–8) 260–263 (2008).
7. F. A. Blyakhman, S. O. Volchkov, E. V. Golubeva, V. Ya. Krokhalova, E. B. Makarova, K. R. Mekhdieva, A. P. Safronov, S. Yu. Sokolov, F. A. Fadeyev, V. V. Chestukhin // *Inorganic Materials: Applied Research*, V. 11, 766-771 (2020).
8. N. V. Kozlov, S.O. Volchkov, F. A. Blyakhman, V. V. Chestukhin, G. V. Kurlyandskaya, *AIP Conference Proceedings* (2022) – в печати.

Ослабление диполь-дипольного взаимодействия в ансамблях микросфер кобальта с немагнитным ядром

С.В. Комогорцев^{1, 2, 6, *}, Л.А. Чеканова¹, О.Г. Шабанова³, А.В. Шабанов¹, И.В. Немцев^{1, 4}, Д.А. Незнахин⁵, Е.А. Денисова^{1, 2}, В.А. Фельк⁶, А.А. Мохов⁴, Р.С. Исхаков^{1, 6}

¹ Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, ул. Академгородок, 50/38, Красноярск, 660036.

² Сибирский федеральный университет, Красноярск, ул. Свободный проспект, 79, 660074.

³ СКТБ «НАУКА», ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, ул. Академгородок, 50/45 660036.

⁴ Красноярский научный центр, ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, ул. Академгородок, 50, 660036.

⁵ Уральский федеральный университет, Екатеринбург, ул. Тургенева, 4, 620075.

⁶ Сибирский государственный университет науки и технологий имени М.Ф. Решетнева, Красноярск, ул. Мира, 82, 660049.

*komogor@iph.krasn.ru

Магнитные микросферы кобальта с немагнитным ядром акрилового стекла приготовлены методом химического осаждения. Исследование петли магнитного гистерезиса показывает, что в каждой отдельной частице создаются благоприятные условия для замыкания магнитного потока. В результате резко ослабляется диполь-дипольное взаимодействие в системе частиц. Это отличает магнитные микросферы от сплошных сферических частиц, где диполь-дипольное взаимодействие значительно влияет на поведение их ансамблей. Магнитный гистерезис кобальтовых микросфер с немагнитным ядром значительно увеличен в сравнении со сплошными частицами кобальта, полученными тем же методом.

Введение

В системах с большими массивами магнитных частиц (феррожидкости, феррогели, магнитные эластомеры, гранулированные магнитные композиты) важно влияние магнитного диполь-дипольного взаимодействия. Поскольку диполь-дипольное взаимодействие убывает с расстоянием достаточно медленно ($\propto r^{-3}$), это приводит к его нелокальности для трехмерных систем. Образование кластеров частиц под действием диполь-дипольного взаимодействия влияет на свойства и является сложной теоретической проблемой. Также, это оказывает негативное влияние на некоторые прикладные характеристики, например, снижает устойчивость магнитных коллоидов. В этой связи актуальна разработка новых способов создания частиц, сохраняющих высокую магнитную восприимчивость, но не взаимодействующих, по крайней мере, в малом внешнем поле. Выходом в данной ситуации может быть создание формы, замыкающей магнитный поток внутри частицы. Идеальной формой в данном случае является кольцо, однако, во-первых, получение таких частиц в достаточных для приложений объемах еще не освоено, во-вторых анизотропия формы таких частиц накладывает определенные ограничения. Интересным выходом может быть частица, представляющая собой магнитную сферическую оболочку с по-

лостью либо немагнитным ядром. В нулевом внешнем поле при слабой либо отрицательной константе поверхностной магнитной анизотропии магнитная микроструктура сферических микро и наноболочек представляет собой вихрь намагниченности, повторяющий контур сферической оболочки, и имеющий два ядра в диаметрально противоположных точках. Магнитный поток здесь замыкается не полностью (выходящий магнитный поток в сравнении с полным потоком в пределах частицы составляет величину порядка l^2/R^2 , где $l = \sqrt{A/4\pi M_s^2}$, где A — обменная константа, M_s — намагниченность насыщения, R - радиус частицы). Для частиц с диаметром большим 100 нм этот поток становится пренебрежимо малым. В данной работе мы сообщаем о приготовлении сферических магнитных частиц Со с немагнитным ядром и изучении их магнитных свойств в сравнении со свойствами однородных сферических частиц.

Эксперимент

Приготовление частиц со структурой ядро-оболочка выполнялось в два этапа. На первом этапе проводился синтез субмикронных частиц полиметилметакрилата (PMMA) с узким распределением по размерам, которые далее использованы как «ядро» основа для химического осаждения. Для того, чтобы

предотвратить слипание частиц полиметилметакрилата до получения металлического покрытия осаждение металла проводилось на свежеприготовленные изолированные частицы, находящиеся в растворе. Следующим этапом, методом химического осаждения из солей кобальта на поверхность частиц осаждали металлическое покрытие Co(P).

Результаты и обсуждение

По изображениям, полученным с помощью сканирующего электронного микроскопа установлено, что диаметр частиц PMMA после осаждения на их поверхность кобальтового покрытия увеличился, при том, что их сферическая форма в целом сохранилась.

До осаждения частицы распределены логнормально. После осаждения распределение по размеру лучше описывается функцией Гаусса. Средние размеры частиц $D_{before} = (141 \pm 3) \text{ nm}$ до осаждения и $D_{after} = (253 \pm 3) \text{ nm}$ после осаждения позволяют оценить толщину оболочки как $t = (56 \pm 5) \text{ nm}$. Ширина распределения D_{after} составляет 32 nm . Таким образом, толщина оболочки в различных частицах изменяется в пределах от 40 до 72 nm .

Для частиц «немагнитное ядро – магнитная оболочка» мы получаем замечательное согласие численной и экспериментальной кривой намагничивания в малых полях. А именно, здесь удается добиться согласия как наклона кривой намагничивания вблизи нулевого поля, так и величины коэрцитивной силы. Кривая намагничивания вычисленная с помощью микромагнитного моделирования относится к единственной частице. Сравнение результатов такого моделирования с экспериментальными результатами, измеренными на порошке, подразумевает возможность пренебрежения эффектами диполь-дипольного взаимодействия в системе частиц. Замыкание магнитного потока внутри частицы с немагнитным ядром должно приводить к резкому снижению диполь-дипольного взаимодействия в системе частиц. Это замыкание тем эффективнее, чем меньше внешнее поле. В сплошных магнитных микро и нано частицах замыкание магнитного потока либо не возникает вовсе (однодоменные частицы) либо значительно менее эффективно, чем в полых частицах. В случае эффективного замыкания

потока диполь-дипольное взаимодействие между частицами пренебрежимо мало. Видимо именно поэтому, для частиц ядро оболочка наблюдается замечательное согласие модельной и экспериментальной петли вблизи нулевого поля.

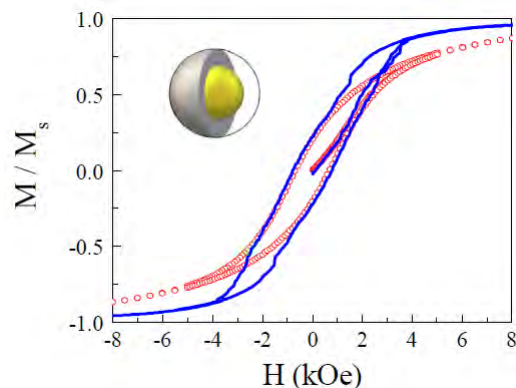


Рис. 1. Петли гистерезиса частиц Co@PMMA. Экспериментальные данные - круглые символы, сплошная линия – данные полученные численным моделированием

Пренебрежение диполь-дипольным взаимодействием, оправданное для малых полей (порядка либо меньше коэрцитивного поля), становится неверным для достаточно больших полей, где частицы намагничены практически однородно. Этим объясняется отличие в полях насыщения для частиц ядро-оболочка в моделировании и в эксперименте.

Заключение

Магнитные микросферы с немагнитным ядром акрилового стекла приготовлены методом химического осаждения. В области малых магнитных полей магнитный поток замыкается в пределах оболочки одной частицы с немагнитным ядром, что отражается в совпадении экспериментальной кривой намагничивания, измеренной на порошке и результатами микромагнитных расчетов, проведенных для единственной сферической частицы с немагнитным ядром.

Благодарность

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, Правительства Красноярского края и Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта №20-42-240001.

Спиновое магнетосопротивление гетероструктуры иридат стронция/манганит

К.И. Константибян^{1#}, Г.А. Овсянников¹, А.В. Шадрин^{1,2}, В.А. Шмаков¹,
А.М. Петржик¹, Ю.В. Кислинский¹, А.А. Климов^{1,3}

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

² Московский физико-технический институт, Долгопрудный 141701.

³ РТУ МИРЭА, Проспект Вернадского 78, Москва, 119454.

karen@hitech.cplire.ru

Представлены и обсуждаются результаты угловых зависимостей магнетосопротивления гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ из оксидных тонких пленок, эпитаксиально выращенных на подложке NdGaO_3 . Проводились измерения сопротивления гетероструктуры в конфигурации планарного эффекта Холла при параллельном задании магнитного поля с целью определения величины спинового магнетосопротивления, позволяющей оценить угол спинового эффекта Холла. Проведено сравнение вклада, вызванного анизотропным магнетосопротивлением и спинового магнетосопротивления, обусловленного сильным спин-орбитальным взаимодействием в пленке SrIrO_3 .

Введение

В системах с сильным спин-орбитальным взаимодействием (СОВ), в которых за счет прямого и обратного спинового эффекта Холла происходит преобразование зарядового тока в спиновый и обратно, важным параметром является спиновый угол Холла θ_{SH} , характеризующий эффективность такого преобразования. В работах [1, 2] сообщалось о возбуждении спинового тока через границу гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (SIO/LSMO) при ферромагнитном резонансе (ФМР) и его регистрации в пленках SIO за счет обратного спинового эффекта Холла. Известно также, что в гетероструктуре LSMO/SIO наблюдается аномальный эффект Холла в SIO , обусловленный магнитным эффектом близости [3]. Измерение спинового магнетосопротивления (МС) [4] может оказаться успешным методом оценки величины θ_{SH} , однако это усложняется наличием анизотропного магнетосопротивления, имеющего одинаковую со спиновым магнетосопротивлением угловую зависимость. В данной работе проведено сравнение МС LSMO пленки и гетероструктур SIO/LSMO , эпитаксиально выращенных на подложке NdGaO_3 .

Характеристики гетероструктур

Тонкие пленки SIO (толщиной единиц nm) и LSMO (десятков nm) осаждались на монокристаллические подложки (110) NdGaO_3 (NGO). Эпитаксиальный рост пленок осуществлялся методом магнетронного напыления при температурах подложки 770–800 °С в смеси газов Ar и O_2 при давлении 0.3 mBar [1]. Дифрактограммы гетероструктур демонстрировали

кратные отражения от плоскостей (001) SIO и (001) LSMO , совпадающие по направлению с отражениями от плоскости, подложки (110) (NGO), что соответствует росту «куб на куб»: (001) $\text{SIO}||$ (001) $\text{LSMO}||$ (110) NGO и [100] $\text{SIO}||$ [100] $\text{LSMO}||$ [001] NGO . Схема задания тока I , магнитного поля H и измерение напряжения V магнетосопротивления (МС) R показаны на Рис. 1. Задавался переменный ток I на частоте $F \approx 1$ kHz , а напряжение V измерялось синхронным усилителем. Измерения угловых зависимостей МС $R(\varphi)$ проводились, вращая подложку относительно направления поля H , задаваемого катушками Гельмгольца.

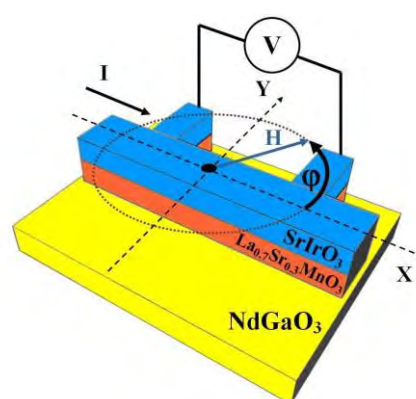


Рис. 1. Гетероструктура SIO/LSMO на подложке (110) NGO и схема 4x-контатных измерений. Поле H вращалось в плоскости, образуя угол φ с направлением протекания тока I . МС R определялось напряжением V на гетероструктуре

На Рис. 2 показаны типичные зависимости от магнитного поля H сопротивления R для пленки LSMO и гетероструктуры SIO/LSMO . Для нормировки

использовалось сопротивление $R_0=R(H=0)$. На гетероструктуре наблюдаются скачки МС, обусловленные смещением доменных стенок при изменении поля H . В зависимости от угла φ происходили скачки МС как в сторону увеличения R , так и уменьшения. На одиночной пленке LSMO скачки отсутствовали. На Рис.3а приведены угловые зависимости изменения МС R LSMO пленки, а на Рис.3б показаны скачки сопротивления $\Delta R/R_0$ гетероструктуры, там же приведены значения магнитного поля H старта скачка для интервала полей $H < 0$. Заметим, при задании перпендикулярного к плоскости подложке магнитного поля H изменение сопротивления R в аналогичных по уровню H условиях не наблюдалось. МС гетероструктуры SIO/LSMO в параллельном поле зависит от направления намагничивания (в плоскости X-Y, см. Рис.1) и согласно [4] функционально близко к спиновому МС и может быть завуалировано нагревом. Отметим, на Рис.2 приведены зависимости, учитывающие нагрев, о чем свидетельствуют совпадающие (в пределах шумов) значения R_0 .

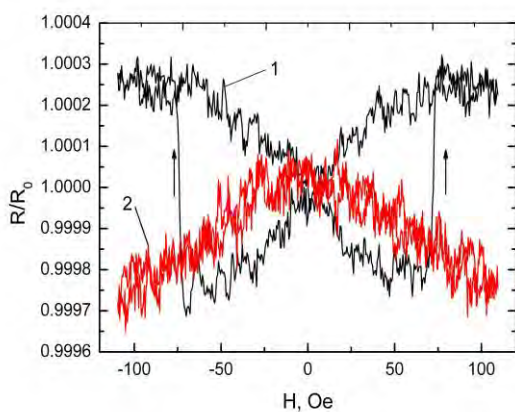


Рис. 2. Зависимости МС R/R_0 от H для гетероструктуры SIO/LSMO (1) и пленки LSMO (2) при $T=300$ К. Стрелками показаны направления скачков R при изменении H

Из Рис.3 видно, что характер поведения угловых зависимостей гетероструктур SIO/LSMO и пленок LSMO существенно отличается. Для оценки параметра θ_{SH} из данных по МС гетероструктуры SIO/LSMO важным является определение спиновой проводимости (spin mixing conductance) границы гетероструктуры SIO/LSMO, определенной по увеличению спинового затухания в гетероструктуре при ФМР [5].

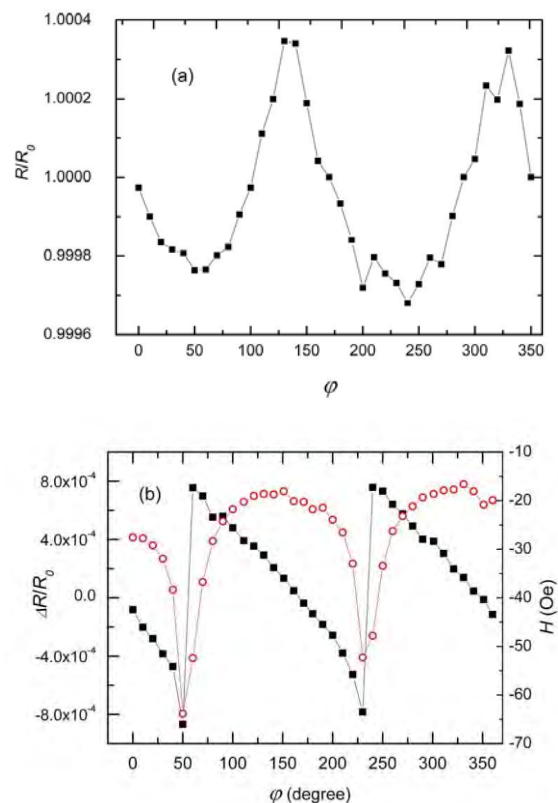


Рис. 3. Угловые зависимости нормированных амплитуд МС (а) LSMO пленки и (б) скачка МС (квадраты) и их положения по углу (круги) гетероструктуры SIO/LSMO

Авторы благодарны Т. А. Шайхулову за полезные комментарии. Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН. Исследования проводились с использованием оборудования Уникальной научной установки #352529 "Криоинтеграл" (соглашение МОН № 075-15-2021-667).

Литература

1. G.A. Ovsyannikov, T.A. Shaikhulov; K.L. Stankevich et al. // *Phys. Rev B.*, V. 102, 14440 (2020).
2. X. Huang, S. Sayed, J. Mittelstaedt et al. // *Adv. Mater.* 2008269 (2021).
3. Myoung-Woo Yoo, J. Tornos, A. Sander et al. // *Nature Communications.* 12:3283 (2021).
4. Y.-T. Chen, S. Takahashi, H. Nakayama et al. // *J. Phys.: Condens. Matt.* 28 103004 (2016).
5. G.A. Ovsyannikov, K.Y. Constantinian et al. // *Journal of Physics D: Applied Physics.* V. 54, 365002 (2021).

Термодинамическая стабильность разбавленного магнитного полупроводника GaMnAs

Р.Н. Крюков^{1,2,*}, С.Г. Химич^{1,§}, Д.Е. Николичев^{1,2}, С.Ю. Зубков^{1,2}, М.В. Дорохин^{1,2}, Б.Н. Звонков²

¹ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

² НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*kriukov.ruslan@yandex.ru, §sergeysamed@gmail.com

В рамках модели регулярного раствора установлено, что при температуре ~ 600 К и концентрации Mn до 6 ат.% слои GaMnAs представляют собой метастабильную систему. Использование подложки GaAs (100) для выращивания слоев GaMnAs позволяет увеличить диапазон концентрации Mn, в котором система метастабильна.

Введение

После публикации [1], представлявшей результаты экспериментов по созданию разбавленного магнитного полупроводника (РМП) GaMnAs с температурой Кюри 60 К, проведено множество теоретических и экспериментальных исследований этой системы. На данный момент отсутствуют публикации, которые бы представляли полностью пригодный для практического применения бескластерный слой GaMnAs. Причиной этого в некоторых работах называется термодинамическая нестабильность РМП [2], проявляющаяся в спиновом распаде [3]. Во всех теоретических работах GaMnAs представляется как бездефектный твердый раствор. Но в экспериментальных работах [4,5] продемонстрировано, что это не так. В системе GaMnAs присутствуют антиструктурные дефекты [5], междоузельные атомы марганца [4] и другие особенности. В свою очередь, наличие дефектов приводит к возрастанию энергии системы, что влияет на ее стабильность [6]. По этой причине необходима коррекция расчетов термодинамических функций с подтверждением правильности математических подходов путем применения экспериментальных результатов.

Методика эксперимента

Для получения информации о дефектности о структурной и химической композиции слоев GaMnAs были проведены предварительные исследования методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) слоев GaMnAs, выращенных методом импульсного лазерного осаждения при температурах 200-350°C. Для определения химического

состава этих систем они были исследованы методом РФЭС по протоколу, описанному в [4]. Полученная информация была использована для расчетов концентрационных зависимостей энергии Гиббса в рамках модели регулярного раствора с использованием формул, представленных в [7,8].

Результаты

В ходе проведения экспериментов было установлено, что марганец может находиться в следующих соединениях: MnAs, MnO_x, Mn_{Ga}. В системе присутствуют элементарные мышьяк (димеры, антиструктурные дефекты и т.д.) и марганец (междоузельные атомы и кластеры металлического Mn). Установлено, что существует зависимость концентрации этих соединений от общей концентрации марганца (рисунок 1).

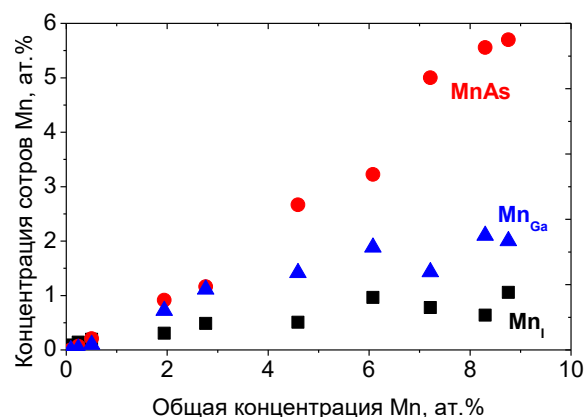


Рис. 1. Зависимость количества химических связей Mn от общей концентрации Mn

В ходе выполнения расчетов было применено несколько упрощений: 1) система GaMnAs была рас-

смотрена как изовалентный раствор; 2) при расчетах была рассмотрена модификация MnAs с кубической решеткой; 3) суммарная концентрация Ga и Mn равна концентрации As. При этом применимость модели ограничена концентрацией Mn до 10 ат.%. Это позволило получить расчетную фазовую диаграмму (рисунок 2), где отмечены стабильные состояния, т.е. при определенных значениях температуры роста слоя и содержания Mn система остается стабильной при любых воздействиях на нее. Нестабильные состояния т.е., в которых при любых флуктуациях концентрации Mn происходит распад материала на кластеры MnAs в матрице GaAs во всем объеме. Наконец, метастабильные состояния такие, в которых небольшие изменения концентрации Mn не приводят к распаду системы. Стоит отметить, что при учете механических напряжений, возникающих в системе GaMnAs/GaAs (100), происходит смещение границы области метастабильных состояний в область большего содержания Mn (стрелками отмечено на рис. 2). Красная кривая – граница между метастабильными и стабильными состояниями без учета механических напряжений. Зеленая кривая – граница при учете механических напряжений.

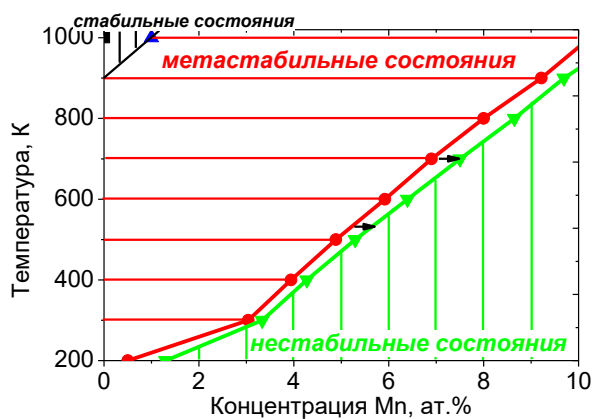


Рис. 2. Фазовая диаграмма для системы GaMnAs

Наиболее важная информация, которая получена из рисунка 2, заключается в том, что в рамках модели

регулярного раствора система GaMnAs при концентрации Mn менее 5-6 ат.%, выращенная на подложке GaAs (100) при температуре 300°C, представляет собой термодинамически метастабильный твердый раствор. Стоит учитывать, что нагрев такой системы в ходе постростового отжига приведет к возрастанию восходящей диффузии и, как следствие, образованию включений MnAs в матрице GaAs [9,10].

Работа выполнена при поддержке гранта президента РФ МК-265.2022.1.2.

Литература

1. H. Ohno, A. Shen, F. Matsukura and *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 69, 363 (1996).
2. T. Dietl, K. Sato, T. Fukushima and *et al.* // Rev. of Modern Phys., V. 87, 1311 (2015).
3. H. Katayama-Yoshida, K. Sato, T. Fukushima and *et al.* // Phys. Status Solidi A, V. 204, 15 (2007).
4. A.V. Boryakov, S.I. Surodin, R.N. Kryukov and *et al.* // J. of Elect.Spectr. and Related Phen, V. 50, 1443 (2018).
5. J.F. Xu, P.M. Thibado, C. Awo-Affouda *et al.* // J. of Crys. Growth, V. 301-302, 54 (2007).
6. Теория изоморфной смесимости / В.С. Урусов, Издательство «Наука», 1977, 251 с.
7. J.A. Van Vechten // Phys. Rev., 170, 773(1968).
8. Organometallic Vapor-Phase / G.B. Stringfellow, Academic Press: Elsevier, 1998. – 572 p.
9. A. Kovacs, J. Sadowski, T. Kasama and *et al.* // J. of Appl. Phys., V. 109, 083546 (2011).
10. E.P. Smakman, S. Mauger, D.W. Rench and *et al.* // Appl. Phys. Lett, V.105, 232405 (2014).

Исследования материалов и наноструктур в сверхсильных магнитных полях

Ю.Б. Кудасов^{1,2}

¹ Саровский физико-технический институт НИЯУ МИФИ, ул. Духова, 6, Саров, 607186.

² Российский федеральный ядерный центр - ВНИИЭФ, просп. Мира, 37, Саров, 607188.

*yu_kudasov@yahoo.com

Представлен краткий обзор методов измерения намагниченности, высокочастотной комплексной проводимости и оптических свойств в сверхсильных магнитных полях. Генерация такого поля происходит в течение короткого времени и сопровождается интенсивными электромагнитными помехами, что сильно ограничивает выбор методов измерения. Представлены некоторые результаты измерений.

Введение

Сильное магнитное поле является эффективным инструментом исследования электронной и магнитной структуры веществ и наноструктур [1]. Оно позволяет определять эффективные массы подвижных носителей заряда в полупроводниках, обменные константы в сложных магнетиках, верхнее критическое поле в сверхпроводниках и т. д.

Принято условно разделять области сильного магнитного поля от 10 до 100 Тл и сверхсильных магнитных полей свыше 100 Тл. Основными методами генерации сверхсильного магнитного поля являются одновитковый соленоид и сжатие магнитного потока (взрывное или электродинамическое). При этом происходит разрушение магнитной системы, характерная длительность импульса магнитного поля составляет единицы микросекунд, а скорости нарастания индукции магнитного поля достигают порядка 10^8 Тл/с. Такие экстремальные условия экспериментов накладывают ограничения на выбор методик измерения свойств вещества.

В настоящее время систематические исследования в сверхсильных магнитных полях проводятся лишь в нескольких лабораториях. Рекордные значения лабораторного магнитного поля (2800 Тл) были достигнуты в магнитокумулятивном генераторе МК-1 [1].

Методики измерения свойств веществ

Наиболее распространенным способом измерения намагниченности в сверхсильных магнитных полях является компенсационная методика. Две одинаковые встречно намотанные катушки включаются последовательно. В одно из плеч датчика устанавливается исследуемый образец. Как правило, диаметр катушки составляет не более 3 мм, а число витков лежит в пределах от 10 до 20. Напряжение, создаваемое импульсным магнитным полем на одном витке составляет сотни вольт. Чтобы избежать электрического пробоя в датчике, применяют либо специальные проводники, либо намотку датчика «восьмеркой» [2]. Следует отметить, что диамагнитный вклад в намагниченность в импульсном магнитном поле могут вносить индукционные токи в образцах, обладающих проводимостью [3]. Разделение этих вкладов является серьезной проблемой. Измерения намагниченности выполнялись для различных соединений с метамагнитными переходами, в молекулярных магнетиках и т. д. В последнее время активно изучались фрустрированные магнитные системы. Отметим наблюдение скачка намагниченности при фазовом переходе из антиферромагнитной в ферромагнитную фазу в α -фазе твердого кислорода в одновитковом соленоиде [4].

Бесконтактные высокочастотные (ВЧ) методы измерения проводимости оказались весьма эффективными в сверхсильных магнитных полях [3]. Измерения проводятся в узком спектральном диапазоне частот, который лежит выше спектра помех, возникающих при генерации магнитного поля. Это позволяет эффективно подавлять помехи при помощи фильтрации. Сам датчик представляет собой небольшую плоскую катушку, ось которой перпендикулярна магнитному полю источника. Катушка лежит на образце в виде плоской пластины. Изменение импеданса пластины приводит к изменению отклика измерительного узла. ВЧ измерения проводимости выполнялись для исследования высокотемпературных сверхпроводников, фазовых переходов. Например, он был использован для изучения

фазового перехода полупроводник-металл в полупроводнике с «тяжелыми» фермионами FeSi [3]. Ранние работы проводились в генераторе МК-1. Совсем недавно эти исследования были продолжены на установке с электродинамическим сжатием магнитного потока [5].

Использование излучения миллиметрового и субмиллиметрового диапазона позволяет преодолеть проблему электромагнитных помех. Зондирующее излучение вводится в область сильного магнитного поля при помощи диэлектрических волноводов или полосковой линии. Интерферометрия отраженного или прошедшего через образец излучения позволяет восстановить комплексную проводимость вещества. Этот метод, в частности, позволил впервые определить значения верхнего критического поля для высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ вблизи оптимального допирования при низких температурах. Следует отметить, что этот метод дает возможность также наблюдать переходы между различными режимами движения магнитного потока (запиннигованные вихри, вязкое движение и т.д.) [1].

Изначально оптические измерения в сверхсильных магнитных полях применялись для измерений самого магнитного поля при помощи магнитооптического эффекта Фарадея. Затем он же начал широко применяться для определения магнитной структуры. В настоящее время активно используется измерение магнитопоглощения в видимом и инфракрасном диапазонах [1,4]. В частности, в полупроводниках и полупроводниковых гетероструктурах исследуются циклотронный резонанс, сдвиг края фундаментального поглощения, структура подзон Ландау. Оптическая спектроскопия в сверхсильном магнитном поле требует использования быстродей-

ствующих спектрометров. В качестве примера такого исследования можно привести недавнее наблюдение эффекта Пашена-Бака на R-линии рубина [6]. Перспективным представляется проведение спектральных исследований углеродных нанотрубок и родственных объектов. В сильных магнитных полях до 100 Тл наблюдалось расщепление линий поглощений в ближнем инфракрасном диапазоне за счет изменения фазы Аронова-Бома [7]. Пики поглощения в массивах нанотрубок оказываются довольно широкими, поэтому для наблюдения хорошо выраженного расщепления требуются поля значительно превышающие 100 Тл.

Работа выполнялась в рамках научной программы Национального центра математики и физики (г. Саров).

Литература

1. Г. В. Борисков, А. И. Быков, М. И. Долотенко и др. // УФН, Т.181, С.441 (2011).
2. Yu. B. Kudasov // *Physica B*, V.294-295, P.684 (2001).
3. Ю. Б. Кудасов, А. Г. Волков, А. А. Повзнер и др. // ЖЭТФ, Т.116, С.1770 (1999).
4. T. Nomura, Y. H. Matsuda, S. Takeyama et al. // *Phys. Rev. Lett.*, V.112, P.247201 (2014).
5. D. Nakamura, Y. H. Matsuda, A. Ikeda et al. // *Phys. Rev. Lett.*, V.127, P.156601 (2021).
6. M. Gen, T. Kanda, T. Shitaokoshi et al. // *Phys. Rev. Res.*, V.2, P.033257 (2020).
7. S. Zaric, G. N. Ostojic, J. Shaver et al. // *Phys. Rev. Lett.*, V.96, P.016406 (2006).

Неоднородная намагниченность тонкой плёнки феррита-граната вблизи точки компенсации, индуцированная поверхностной анизотропией

Ю.Б. Кудасов^{1, 2, *}, М.В. Логунов³, Р.В. Козабаранов^{1, 2}, И.В. Макаров²,
В.В. Платонов^{1, 2}, О.М. Сурдин^{1, 2}, Д.А. Маслов^{1, 2}, А.С. Коршунов², И.С. Стрелков²,
А.И. Стогний⁴, В.Д. Селемир², С.А. Никитов³

1 Саровский физико-технический институт НИЯУ МИФИ, 6, ул. Духова, г. Саров, 607186, Россия.

2 Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, 36, пр. Мира, г. Саров, 607188, Россия.

3 Институт радиотехники и электроники РАН, 11, ул. Моховая, г. Москва, 125009, Россия.

4 Научно-практический центр материаловедения НАН Беларуси, ул. П. Бровки, 19, Минск, 220072, Беларусь.

*yu_kudasov@yahoo.com

В данной работе используя магнитооптический эффект фарадея исследуется магнитный фазовый переход в тонкой пленке компенсированного граната $(\text{Lu}_{3-x}\text{Bi}_x)(\text{Fe}_{5-y-z}\text{Ga}_y\text{Al}_z)\text{O}_{12}$, выращенного на подложке парамагнитного $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$. В непосредственной близости от температуры компенсации наблюдался предвестник перехода сложной ступенчатой формы. На специально изготовленном образце переменной толщины мы демонстрируем, что предвестник возникает под действием поверхностных эффектов вследствие наличия границы раздела плёнка-подложка и анизотропии типа легкая плоскость. При диффузии гадолиния из подложки в плёнку образуется тонкий переходной слой, который индуцирует в плёнке протяженную неоднородную магнитную структуру. Ширина перехода неоднородной намагниченности в пленке сильно увеличивается по мере приближения к температуре компенсации.

Введение

Ферриты–гранаты являются ферримагнетиками, прозрачными в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне. Благодаря своим уникальным свойствам они широко применяются в магнитооптике и спинтронике. Так данный материал демонстрирует большой удельный угол фарадеевского вращения, слабое затухание спиновых волн и широкий диапазон изменения магнитооптических характеристик, зависящих от его состава [1-3].

Исследуемый образец и методика измерения

В данной работе, используя измерение магнитооптического эффекта фарадея, исследовался магнитный фазовый переход в феррите–гранате $(\text{Lu}_{2.2}\text{Bi}_{0.8})(\text{Fe}_{3.2}\text{Ga}_1\text{Al}_{0.8})\text{O}_{12}$ вблизи точки температурной компенсации. Особое внимание уделяется разделению поверхностного и объемного вкладов в эффект фарадея [4].

Исследуемый образец представляет собой тонкую плёнку, выращенную на монокристаллической подложке $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$. С целью разделения объемного и поверхностного вкладов в эффект фарадея половина

плёнки (общей площадью 1 см^2 и толщиной 9.1 мкм) была вытравлена до толщины 6.9 мкм (рис.1). Такая форма образца позволяет проводить измерения в плёнках различной толщины, но одинакового состава. Согласно предварительным измерениям, температура компенсации плёнки находилась в интервале от 50 К до 78 К .

Образец помещался в вакуумный оптический криостат, расположенный в центре импульсного соленоида 50 Тл . Фарадеевское вращение в пленке измерялось по разработанной ранее методике (рис. 1) [2]. Луч He–Ne лазера проходил через поляризатор LP (0°) и тонкую или толстую часть образца в зависимости от положения диафрагмы в блоке крепления. Затем луч разделялся призмой Волластона (PBS 45°) на два луча с взаимно ортогональными поляризациями. Главные оси призмы были ориентированы под углом 45° относительно падающего излучения. Пара фотодетекторов (PD #1 и PD #2) регистрировала сигналы пропорциональные интенсивности света в каждом канале. Угол фарадеевского вращения в методике определяется нормированной разностью интенсивностей. Вспомогательные поляризаторы (LP) использовались для регулировки уровня сигналов фотоприемников.

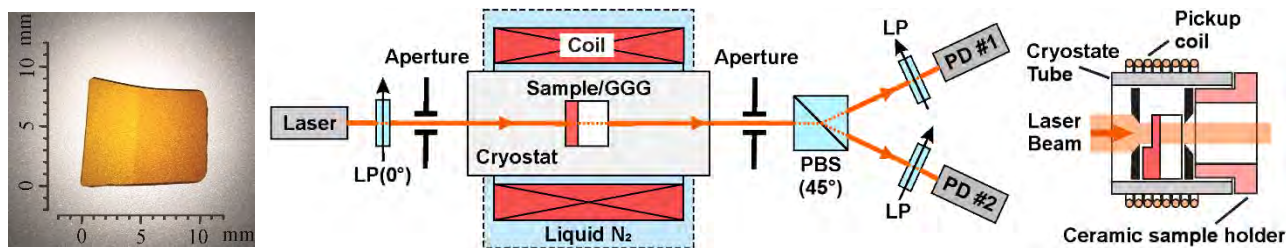


Рис. 1. Изображение образца (слева), оптическая схема измерения (центр) и блок закрепления образца (справа)

Результаты и обсуждение

На рисунке 2 представлены зависимости угла фарадеевского вращения от индукции магнитного поля и температуры образца. Наблюдается возникновение особенностей ступенчатой формы («предвестников» перехода в угловую фазу) по мере приближения к температуре компенсации (50 – 78 K). Маркерами отображена температурная динамика формирования каждой из ступенек.

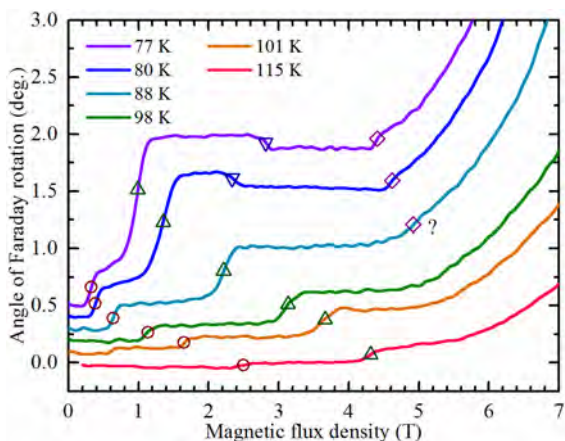


Рис. 2. Зависимость угла фарадеевского вращения от температуры образца и индукции магнитного поля

На рисунке 3 представлены зависимости угла фарадеевского вращения при перемагничивании образца для толстого и тонкого участков. На вставке отображено сравнение амплитуд возникающих «предвестников». Из рисунка видно, что их относительный размер не зависит от толщины образца. Что может свидетельствовать о поверхностной природе данного явления.

Данное поведение возникает под действием переходного магнитного слоя, возникающего вследствие диффузии ионов Gd из подложки в плёнку. Таким образом, данный слой способен индуцировать неоднородную по толщине магнитную структуру в

окрестности перехода в угловую фазу [4]. Подчеркнем, что ширина перехода неоднородной намагниченности в плёнке сильно увеличивается по мере приближения к температуре компенсации.

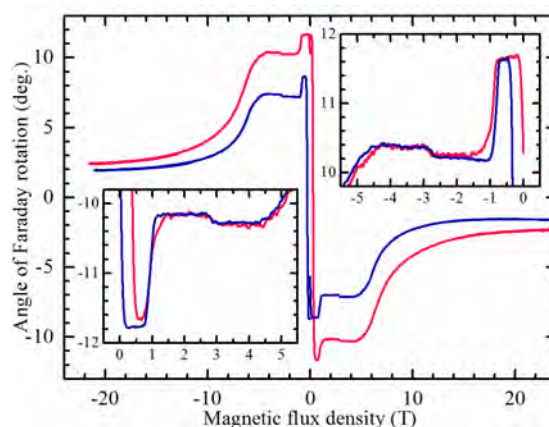


Рис. 3. Зависимость угла фарадеевского вращения от индукции магнитного поля в толстой (красная) и тонкой (синяя) частях образца при 77 K

Авторы благодарят А. А. Федорову, М. В. Герасимова и Н. Н. Логинова за техническую поддержку. Работа выполнена в рамках Национального центра физики и математики (Саров, Россия). Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 18-29-27020) и Российским научным фондом (проект № 19-19-00607).

Литература

1. A. Zvezdin, V. Kotov // *Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials* (1997) 381 p.
2. Y. Kudasov and R. Kozabaranov // *Phys. Sol. St.* 61, 5858 (2019).
3. Y. Kudasov, M. Logunov et al. // *Phys. Sol. St.* 60, 2207 (2018).
4. Y. Kudasov, R. Kozabaranov // *Journal of Phys. Conf. Ser.* 1389, 012109 (2019).

Формирование фазы разбавленного магнитного полупроводника термодиффузией в методе импульсного лазерного осаждения

Ю.М. Кузнецов^{1, 2, *}, М.В. Дорохин¹, Р.Н. Крюков^{1, 2}, А.В. Здоровейщев¹, В.П. Лесников¹, Д.А. Здоровейщев^{1, 2}

¹ Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, 603950 Россия

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, 603950 Россия

*yurakz94@list.ru

Рассмотрен новый способ формирования разбавленного магнитного полупроводника на основе арсенида галлия, легированного атомами железа и марганца, в процессе импульсного лазерного осаждения в вакууме вследствие диффузионного перемешивания. С помощью метода рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии получен профиль распределения химических элементов по глубине. Проведён анализ влияния магнитных фаз на форму магнитополевой зависимости сопротивления Холла.

Введение

Одним из основных направлений развития современной микроэлектроники является спинтроника, для приборной реализации которой необходимы разбавленные магнитные полупроводники с наличием одновременно полупроводниковых свойств и ферромагнитного упорядочения при комнатных температурах. Наиболее перспективными являются разбавленные магнитные полупроводники группы A_3B_5 , легированные атомами переходных элементов. В данной работе рассматривается способ получения фазы разбавленного магнитного полупроводника, легированного атомами Fe и Mn.

Методика эксперимента

Была сформирована серия структур различного состава на подложке полужолирующего арсенида галлия (100) методом импульсного лазерного осаждения (ИЛО).

Таблица 1. Список исследуемых структур

№	Состав мишени
1	Fe ~ 100% Mn ~ 0,00% C ~ 0,0%
2	Fe ~ 86,0% Mn ~ 13,0% C ~ 1,0%
3	Fe ~ 82,4% Mn ~ 16,7% C ~ 0,9%
4	Fe ~ 78,8% Mn ~ 20,3% C ~ 0,9%

В качестве мишени выступала металлическая пластина $1 \times 1 \text{ см}^2$ из сплава Fe-Mn-C. Для управления

соотношением компонент на мишени закреплялся дополнительный сектор высокочистых марганца или железа (таблица 1). Время распыления 30 минут, температура подложки 500 °С.

Магнитные свойства структур исследовались путём регистрации и анализа магнитополевой зависимости сопротивления Холла, пропорционального перпендикулярной составляющей намагниченности тонкой плёнки. Информация о химическом составе была получена методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии, дополненной процедурой ионного травления.

Результаты эксперимента

На рисунке 1а показаны магнитополевые зависимости сопротивления Холла исследуемых структур. Кривые обозначены номерами структур (таблица 1). На всех образцах наблюдается нелинейность магнитополевой зависимости, что подтверждает наличие магнитного порядка в исследуемых плёнках. Характерный вид всех зависимостей различен, из чего следует, что магнитные свойства определяются не только содержанием железа в плёнке.

Отметим также наличие петли на магнитополевой зависимости сопротивления Холла в структуре 3 (рисунок 1а кривая 3). На рисунках 1(б – д) показаны измеренные профили распределения химических элементов по глубине в структурах 1 – 4 соответственно.

характеристики магнитопольевой зависимости со-

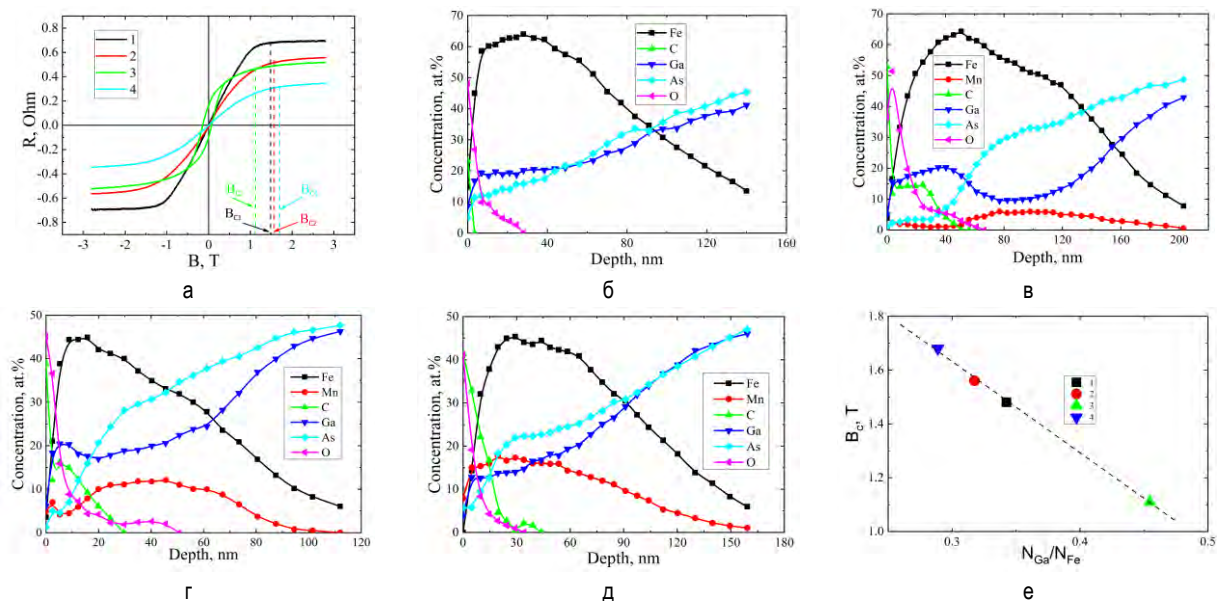


Рис. 1. а – магнитопольевая зависимость сопротивления Холла, б – д – профили распределения химических элементов в структурах 1 – 4 соответственно, е – экспериментальная зависимость B_c от соотношения концентрации атомов галлия и железа

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, очевидно, протекает в процессе формирования плёнки и имеет место во всех структурах вне зависимости от состава мишени. Предположительно диффузия приводит к образованию фаз $GaFe_x$ [1] и $FeAs_y$ [2], $MnAs$ [3]. Зарегистрированный в эксперименте вид магнитопольевой зависимости сопротивления Холла является суперпозицией эффектов от приведённых выше фаз. Отметим также, что увеличение концентрации Mn приводит к существенному изменению характера профилей распределения химических элементов по глубине плёнки. Увеличение концентрации марганца приводит к появлению фазы $MnAs$, что отображается наличием гистерезиса на магнитопольевой зависимости сопротивления Холла (структура 3). Дальнейшее увеличение марганца приводит к тому, что концентрация включений $MnAs$ в структуре 4 достаточно высока, что обуславливает их коалесценцию. В этом случае фаза $MnAs$ становится двумерной и в ней появляется ось лёгкого намагничивания (структура 4).

На рисунке 1е показана рассчитанная зависимость B_c от отношения среднего значения концентрации атомов галлия (N_{Ga}) и железа (N_{Fe}) в плёнке. Зависимость носит линейный характер из чего следует, что

противления Холла определяются степенью диффузионного перемешивания Ga и Fe в процессе нанесения плёнки. Аналогичные результаты были получены в работе [4], в которой рассматривались магнитные свойства $GaFe$.

Выводы

В работе продемонстрировано наличие диффузии атомов железа и марганца в подложку GaAs при росте пленки сплава Fe-Mn-C методом ИЛО. Диффузия обуславливает перемешивание материалов плёнки и подложки. Предполагается, что характерный вид магнитопольевой зависимости сопротивления Холла определяется соотношением концентраций галлия и железа в фазе Ga_xFe_y . Увеличение концентрации марганца и уменьшение концентрации железа в распыляемой мишени приводит к образованию соединения $MnAs$. Наличие этой фазы в плёнке приводит к появлению петли гистерезиса на магнитопольевой зависимости сопротивления Холла.

Работа поддержана грантом РФФИ (20-32-90032).

Литература

1. B.K. Kuanr, R.E. Camley, Z. Celinski *et.al.* // J. Appl. Phys., V. 115, 17C112 (2014).
2. K.A. Ziq, A.F. Salem // J. Supercond. Nov. Magn., V. 26, 1185 (2013).
3. L. Daweritz // Rep. Prog. Phys., V. 69, 2581 (2006).
4. V.A. Lukshina, D.A. Shishkin, A.R. Kuznetsov *et.al.* // Phys. Solid State, V. 62, 1746 (2020).

Самоорганизация магнитного момента филлосиликатных наносвитков с инкорпорированными никелевыми наночастицами

Т.С. Кункель^{1,2,*}, А.А. Красилин¹, А.В. Анкудинов¹

¹ ФТИ им. Иоффе, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021.

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

*kunkel.ts@phystech.edu

Методом магнитно-силовой микроскопии (МСМ) проведены статистические значимые исследования намагниченности отдельных наносвитков с никелевыми наночастицами внутри филлосиликатной матрицы. Обнаружено, что такой наносвиток либо не показывает магнитного контраста, либо однородно намагничен вдоль или поперек своей главной оси. Однородную намагниченность удалось связать с самоорганизацией магнитных диполей наночастиц. В зависимости от их количества и взаимного расположения в свитке, минимум энергии взаимодействия диполь-дипольного взаимодействия частиц достигается при выстраивании векторов намагниченности вдоль или поперек оси свитка. Однородно намагниченные наносвитки были закреплены на острие АСМ зондов, чтобы придать последним магнитные свойства. Проверка зондов на тестовом образце с ярко выраженной доменной структурой, показала их пригодность для МСМ измерений.

Введение

В последнее десятилетие наносвитки вызвали большой исследовательский интерес благодаря их уникальной структуре, а также доступу к трем различным областям контакта с окружающей средой: внутренней и внешней поверхности и торцам. Внедрение в стенки свитков металлических наночастиц позволяет управлять их магнитными свойствами, расширяя функционал подобных композиций. Данная работа направлена на исследование микромагнитных характеристик филлосиликатных наносвитков с инкорпорированными в их стенки никелевыми наночастицами.

Материалы и методы

В работе проводились исследования магнитных свойств наносвитков двух составов: $\text{Ni}_3\text{Si}_2\text{O}_5(\text{OH})_4$ и $\text{Ni}_2\text{MgSi}_2\text{O}_5(\text{OH})_4$. Формирование наночастиц никеля внутри стенок свитка проводилось посредством отжига образца в потоке аргон-водород в течение 1 часа температурах 670 и 600°C, соответственно. Для определения микромагнитных характеристик композитов использовался метод магнитно-силовой микроскопии (МСМ). Для измерений использовались зонды MFM-НС (NT-MDT) с резонансной частотой 56 kHz. Визуализация топографии проводилась с амплитудой свободных колебаний около 15 нм и рабочей точкой 10 нм. Измере-

ние магнитного отклика проводилось на расстоянии около 30 нм от поверхности.

МСМ изображение отражает распределение локальных сил магнитного взаимодействия между зондом и поверхностью. Интерпретация МСМ изображения сводится к поиску такого распределения намагниченности по поверхности, которое вызывало бы соответствующие силы взаимодействия. С этой целью мы провели моделирование взаимодействия зонда с наносвитками с различной конфигурацией намагниченности: вдоль оси свитка, поперёк её, по радиусу, циркулярно. Расчёты проводились в диполь-дипольном приближении взаимодействия. Острие зонда рассматривалось как диполь с намагниченностью \vec{m}_p , образец разбивался на малые объёмы, каждый из которых обладал намагниченностью \vec{m}_s^j . Z-компонента градиента силы взаимодействия зонда с образцом имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial z} F_z(\vec{r}) = \sum_j \vec{m}_p \frac{\partial^2}{\partial z^2} H_z^j(\vec{r} - \vec{r}_s^j) \quad (\Phi 1)$$

где магнитное поле j-того диполя образца в точке кончика зонда равно [1]:

$$H_z^j(\vec{r} - \vec{r}_s^j) = \frac{3(z-z_s^j)(\vec{m}_s^j \cdot (\vec{r} - \vec{r}_s^j))}{|\vec{r} - \vec{r}_s^j|^5} - \frac{m_{sz}^j}{|\vec{r} - \vec{r}_s^j|^3} \quad (\Phi 2)$$

Результаты

Магнитно-силовые измерения были проведены для большого числа отдельных наносвитков обоих

составов. В среднем, около 20% свитков не обладали магнитным контрастом. В остальных случаях, интерпретация МСМ изображений показала, что вектор намагниченности наносвитков может иметь лишь два направления: вдоль свитка, либо поперёк его (рис. 1(а) и (б), соответственно). Поскольку синтез и отжиг композитов происходят в отсутствие магнитного поля, мы предполагаем самоорганизацию магнитных моментов никелевых наночастиц, инкорпорированных в стенки свитка.

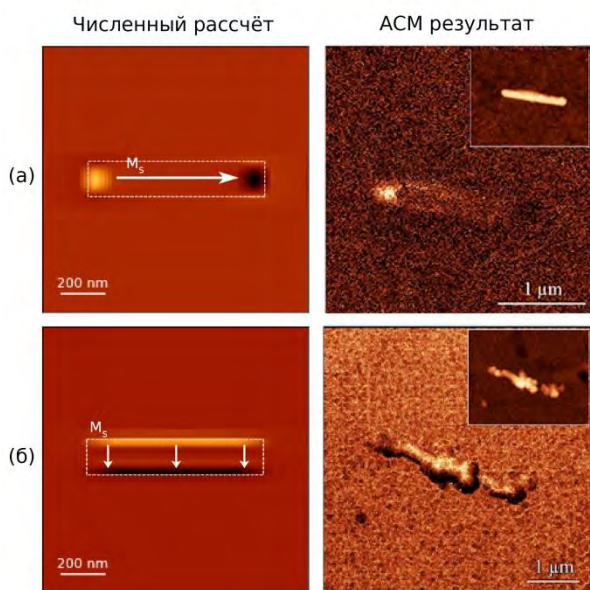


Рис. 1. Модельный расчёт МСМ изображений для намагниченного цилиндра с различным направлением магнитного момента (левая часть) и сопоставленное рассмотренному случаю реальное МСМ изображение (правая часть). Пунктиром обозначены границы свитка

Мы предполагаем, что выстраивание магнитных моментов наночастиц происходит под действием полей, созданных самими частицами. В зависимости от количества частиц в наносвитке и их взаимного расположения, минимум энергии диполь-дипольного взаимодействия системы достигается либо при выстраивании векторов намагниченности вдоль оси свитка, либо поперёк её.

Наносвитки с выделенным направлением намагниченности могут быть использованы для модификации зондов атомно-силового микроскопа (АСМ) и придания последним магнитных свойств. В перспективе, зонды с закреплёнными на их конце наносвитками позволят достичь большего пространственного разрешения, а также избежать ар-

тефактов изображения, связанных с пирамидальной формой стандартных АСМ зондов.

Было изготовлено четыре модифицированных зонда с использованием наносвитков состава $\text{Ni}_2\text{MgSi}_2\text{O}_5(\text{OH})_4$. Наносвитки захватывались на кончики промышленных АСМ зондов и фиксировались полиуретановым клеем UV50 по методике [2]. Для тестирования зондов была выбрана тонкая плёнка CoPt с ярко выраженной доменной структурой. Одним из четырёх зондов удалось зарегистрировать магнитный контраст на поверхности. Характеристики зонда: резонансная частота 126,7 кГц, длина наносвитка – 1460 нм, радиус – 100 нм; его изображение приведено на вставке к рис. 2(б). Сравнение МСМ картин, полученных с помощью стандартного магнитного зонда и зонда, модифицированного намагниченным наносвитком, показано на рис. 2(а) и (б). Рисунок демонстрирует принципиальную возможность использования филлосиликатных наносвитков с восстановленным никелем как функционального элемента АСМ зонда для магнито-силовых исследований с нанометровым разрешением.

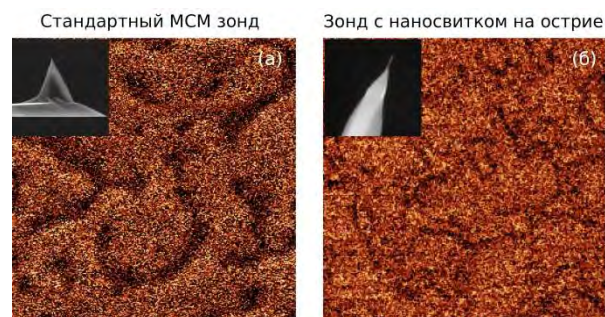


Рис. 2. МСМ изображения магнитного отклика, полученные на плёнке CoPt при помощи стандартного магнитного зонда MFM_LM/CoCr (а) и модифицированного зонда с наносвитком на острие (б) (изображение зондов приведено на вставках; изображение зонда (а) взято с сайта производителя [3]). Размер скана 2x2 мкм

Литература

- [1] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц// "Теоретическая физика том 2 – Теория поля", М.: "Наука", 1973, 504 с.
- [2] А.В. Анкудинов, В.А. Быков, И.А. Няшаев, А.Б. Шубин, О.В. Сафронова//Патент RU 2 481 590 С2, 1-9 (2013).
- [3] <https://www.ntmdt-tips.com/products/view/mfm-lm>

Магнитооптические эффекты в композитных гиперболических метаматериалах

И.В. Малышева*, С.В. Сотничук, А.П. Леонтьев, К.С. Напольский, И.А. Колмычек

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Москва, 119991.

* malysheva.iv@shg.ru

Приведены результаты экспериментов по измерению магнитооптического отклика гиперболических метаматериалов на основе наностержней, содержащих сегменты золота и никеля.

В настоящее время оптика наноструктур и метаматериалов является быстроразвивающейся областью науки. В частности, интерес представляет изучение свойств гиперболических метаматериалов (ГММ) — сильно анизотропных структур, в которых компоненты тензора диэлектрической и/или магнитной проницаемости имеют разные знаки [1]. В таких средах возможна реализация гиперболического режима дисперсии, а также, возникновение полюса эффективной диэлектрической проницаемости, Epsilon-Near-Pole (ENP), и смены знака действительной части другой компоненты тензора диэлектрической проницаемости при прохождении её через нулевое значение, Epsilon-Near-Zero (ENZ). В спектральной окрестности этих точек наблюдаются гигантское двулучепреломление, усиление генерации второй гармоники (ВГ), возбуждение плазмонных резонансов и многие другие интересные оптические и нелинейно-оптические эффекты [1]. Добавление ферромагнитного материала в состав ГММ приводит к усилению магнитооптических эффектов в окрестностях ENZ и ENP, а, следовательно, расширению возможностей управления параметрами света [2]. Работа посвящена исследованию композитных магнитных структур ГММ на основе массивов металлических наностержней, содержащих сегменты золота и никеля, в диэлектрической матрице. Структуры сочетают в себе плазмонные, магнитные свойства и возможность реализации режима гиперболической дисперсии.

Изготовление и характеристика образцов

Формирование массивов сегментированных наностержней проводили при помощи последовательно электроосаждения металлов в пористые матрицы

анодного оксида алюминия (АОА). Электроосаждение золотых сегментов проводили из раствора коммерческого электролита Экомет 04-3Г. Для осаждения никеля использовали электролит, содержащий 0.6 М NiSO₄, 0.1 М NiCl₂ и 0.3 М H₃BO₃. Анализ РЭМ-изображений сколов полученных композитов свидетельствует о равномерном заполнении каналов матрицы металлом. Общая длина наностержней образца, содержащего сегменты золото-никель-золото составляет 220±23 нм, длина никелевых сегментов около 15-20 нм, а диаметр — 30±5 нм. Для образца на основе бисегментированных стержней, длина золотых сегментов равна 188±8 нм, никелевых — 70±3 нм, а диаметр — 34±5 нм. Золото необходимо для возбуждения добротных плазмонных резонансов, а никель — для наблюдения магнитооптических эффектов.

Каждый из образцов серии можно представить в виде последовательности эффективных слоёв пористого оксида алюминия, ГММ на основе золотых наностержней и композита, состоящего из сегментов Ni в матрице АОА (Рис.1). Расчет компонент тензора эффективной диэлектрической проницаемости для слоя ГММ проводился в рамках модели Максвелла-Гарнетта [1]. Используя диэлектрические проницаемости золота и оксида алюминия, а также объемную долю заполнения пор металлом, можно вычислить ϵ_{\perp} и ϵ_{\parallel} и определить спектральную область, где реализуется гиперболический режим дисперсии. Известно, что слой Ni/АОА не влияет существенно на положение резонансов в ГММ [2]. ГММ являются сильно анизотропными структурами, в которых оптическая ось направлена вдоль оси наностержней. Показатель преломления для обыкновенной волны n_o зависит только от ϵ_{\perp} , в то время как n_e выражается через ϵ_{\perp} , ϵ_{\parallel} и θ .

Наибольшая разница $\text{Re}(n_e - n_o)$ и $\text{Im}(n_e - n_o)$ достигается вблизи точки ENZ.

Экспериментально определено, что для массивов наностержней состава Au/Ni/Au ENP находится на длине волны 520 нм, а ENZ — 650 нм. Таким образом, гиперболический режим дисперсии достигается при $\lambda > 650$ нм. В массивах бисегментированных наностержней состава Au/Ni ноль и полюс эффективной диэлектрической проницаемости расположены на длинах волн 780 нм и 520 нм соответственно, а гиперболический режим наблюдается при $\lambda > 780$ нм.

Эксперимент

Частотно-угловой спектр коэффициента пропускания $T(\lambda, \theta)$ демонстрирует два минимума, связанных с возбуждением плазмонов вдоль и перпендикулярно осям наностержней на длинах волн, совпадающих с положениями ENZ и ENP для каждого образца. Стоит отметить, что продольный резонанс не наблюдается при нормальном падении или s-поляризации зондирующего излучения.

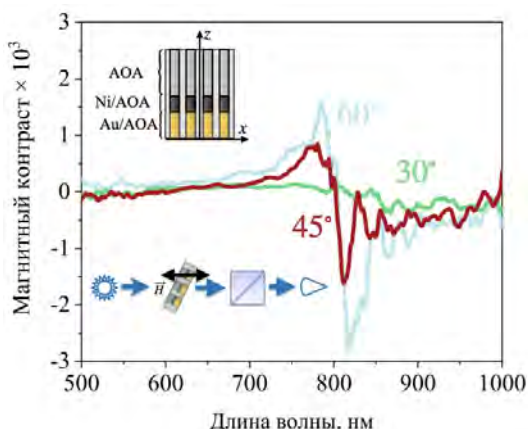


Рис. 1. Спектр магнитного контраста в геометрии Фарадея для ГММ на основе бисегментированных наностержней Au/Ni при различных углах падения зондирующего излучения

Исследования магнитных свойств образцов проводились в геометрии магнитооптических эффектов Фохта и Фарадея. Были измерены частотно-угловые спектры магнитного контраста пропускания ρ :

$$\rho(\lambda, \theta) = \frac{T_+(\lambda, \theta) - T_-(\lambda, \theta)}{T_+(\lambda, \theta) + T_-(\lambda, \theta)}, \quad (\Phi 1)$$

где $T_{\pm}(\lambda, \theta)$ — коэффициенты пропускания, измеренные при противоположных направлениях магнитного поля. В геометрии Фохта прошедший через структуру свет регистрировался при магнитном

поле, ориентированном перпендикулярно плоскости падения света. Вблизи ENZ для обеих серий образцов наблюдается смена знака и усиление магнитного контраста, что связано со спектральным сдвигом продольного плазмонного резонанса, нечетным по внешнему магнитному полю.

В геометрии Фарадея детектировалось изменение интенсивности света, прошедшего через анализатор, ориентированный под углом 45° относительно плоскости падения. Эксперименты были проведены при падении излучения на структуры с двух сторон. На рисунке 1 представлен спектр магнитного контраста в геометрии Фарадея для образца ГММ на основе бисегментированных наностержней. В этом случае лишь вблизи Epsilon-Near-Zero наблюдается усиление ρ до абсолютного значения 0.3% при $\theta = 60^\circ$, а также смена его знака. Модуляция магнитного контраста соответствует качественно изменению угла поворота плоскости поляризации в ГММ, однако не дает возможность однозначно сделать вывод о его величине, поскольку проходящий свет приобретает эллиптичность также за счет высокой анизотропии ГММ [2].

Механизм усиления продольного магнитооптического отклика, предположительно, следующий: падающее на образец p-поляризованное излучение поворачивается за счет гиротропии никеля, что приводит к распространению в слое ГММ двух волн — обыкновенной и необыкновенной, а сильное двулучепреломление в ГММ приводит к увеличению угла поворота плоскости поляризации.

Продемонстрировано усиление магнитооптического отклика в композитных ГММ в окрестности ENZ в различных экспериментальных геометриях. Полученные результаты перспективны для разработки методов магнитоуправления параметрами оптического отклика композитных ГММ.

Работа поддержана Российским научным фондом (грант #18-73-10151) и Фондом развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

Литература

1. A. Poddubny, I. Iorsh, P. Belov *et al.* // Nature Photon., V. 7, 948–957 (2013).
2. I.A. Kolmychek, A.R. Pomezov, V.B. Novikov, *et al.* // Optics Express, V. 27, 32069 (2019).
3. I. V. Malysheva, I. A. Kolmychek, A. M. Romashkina, *et al.* // Nanotechnology, V. 32, 305710 (2021).

Невзаимное распространение спиновых волн в структурах с частичной металлизацией поверхности магнитного волновода

А.А. Мартышкин^{1,*}, Э.Г. Локк², Д.В. Романенко¹, А.В. Садовников¹

¹ СГУ имени Н.Г.Чернышевского, ул. Астраханская, 83, г. Саратов, 410012.

² Фрязинский филиал ИРЭ РАН, пр. Введенского, 1, Фрязино, Московская обл., 141190.

*aamartyshkin@gmail.com

В настоящей работе с помощью численных и экспериментальных методов исследовано невзаимное распространение пучков магнитостатических спиновых волн, сформированных в монокристаллической пленке железо-иттриевого граната. Показан механизм управления направлением распространения сигнала при изменении ориентации внешнего поля намагничивания структуры с частичной металлизацией поверхности.

Введение

В связи с развитием технологического процесса изготовления тонких пленок магнитных пленок большой интерес представляет исследование спиновых волн (СВ) при их распространении в регулярных и нерегулярных магнитных структурах [1]. Магнетика — научное направление в физике конденсированного состояния — ставит своей целью исследование характеристик и методов управления спин-волновым транспортом в различных волноводящих системах. В настоящее время большой интерес имеют устройства, основанные на принципах магнитной логики демонстрирующие реконфигурируемое распространение СВ в двумерных магнитных структурах [2-4]. Исследование механизмов управления невзаимным распространением магнитостатическими спиновыми волнами в монокристаллических магнитных пленках является интересным направлением исследований, поскольку открывает новые возможности проектирования при создании логических реконфигурируемых устройств [5-7].

В этой работе с помощью численных и экспериментальных методов исследованы каустикоподобные пучки СВ невзаимно. В этой работе с помощью численных и экспериментальных методов исследованы каустикоподобные пучки СВ невзаимно распространяющиеся в Т-образной магнитной структуре с частичной металлизацией поверхности. Методом микроволновой Манделъштам Бриллюэновской спектроскопии и микромагнитного моделирования показана возможность управления простран-

ственно-частотной селекцией СВ. Распространяющиеся в Т-образной магнитной структуре с частичной металлизацией поверхности.

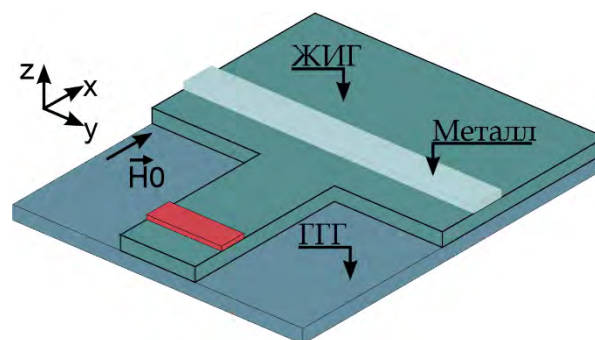


Рис. 1. Схематическое изображение Т-образной структуры с частичной металлизацией поверхности

Основная часть

Предлагаемая реализация демультимплексора спин-волнового на основе Т-образной магнитной пленки железо-иттриевого граната сигнала схематически представлена на рис. 1. Для проведения эксперимента был изготовлен волновод структура магнитного волновода была выполнена из железо-иттриевого граната [$Y_3Fe_5O_{12}$, (111)] с намагниченностью насыщения $4\pi M_s = 1750$ Г, выращенной эпитаксиально на подложке галлий-гадолиниевого граната [$Gd_3Ga_5O_{12}$, (111)]. Для формирования Т-образной волноводящей структуры использовалась система локальной лазерной абляции. На поверхность волновода в поперечном направлении нанесён металлизированный слой. С помощью микрополосковой антенны шириной 30 мкм расположенной в начале волноводящей структуры возбуждался

спин-волновой фронт распространяющийся в направлении металлизированного слоя. Для получения карт пространственного распределения динамической намагниченности методом Бриллюэновской спектроскопии проводился эксперимент в конфигурации квазиобратного рассеяния, при этом интенсивность отраженного оптического сигнала была пропорциональна квадрату динамической намагниченности. Далее было получено стационарное пространственное распределение при различных направлениях внешнего магнитного поля. На рисунке 2(a,b) представлены пространственные распределения интенсивности спин-волнового сигнала.

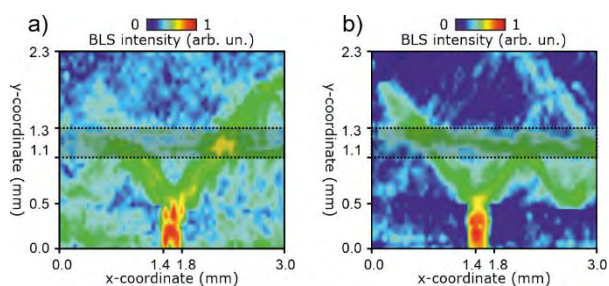


Рис. 2. Распределение интенсивности МСВ при внешнем магнитном поле $H_0=1200$ направленным а) вдоль оси x , б) против оси x

При изменении направления внешнего магнитного поля по оси Oy наблюдается эффект невзаимного распространения квазикаустических пучков спин-волнового сигнала сформированными за счёт ди-

фракции. Представленная конструкция устройства позволяет изменять направление распространением спин-волнового сигнала за счёт неоднородного распределения внутреннего магнитного поля, создаваемого металлизированным слоем.

Литература

1. F. Heussner, A. A. Serga, T. Brächer *et. al.* // *Appl. Phys. Lett.*, V. 111, 122401 (2017).
2. V Sadovnikov, A A Grachev, S E Sheshukova *et. al.* // *Journal of Physics: Condensed Matter* V. 33, 413001 (2021).
3. A.V. Sadovnikov, G. Talmelli, G. Gubbiotti *et. al.* // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 544, 168670 (2022).
4. A. A. Martyshkin, E. N. Begin, S. E. Sheshukova *et. al.* // *IEEE Transactions on Magnetics*, V. 58, 4300604 (2022).
5. Мартышкин А.А., Бегинин Е.Н., Садовников А.В. // *Журнал технической физики*, Вып. 10, 1555 (2021).
6. A. A. Martyshkin, E. N. Beginin, A. V. Sadovnikov // *AIP Advances* V. 11, 035024 (2021).
7. A. A. Martyshkin, E. N. Beginin, A. I. Stognij *et. al.* // *IEEE Magnetics Letters*, V. 10, pp. 1-5 (2019).

Периодические пленочные наноструктуры на основе компонент Cu/FeNi

Г.Ю. Мельников^{1,*}, А.В. Свалов¹, В.Н. Лепаловский¹, А. Larrañaga²,
Н.А. Бузников³, Р. Lazpita^{2,*}, Г.В. Курляндская^{1,2}

¹ Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002.

² Университет Страны Басков, 48940 Лейоа, Испания

³ Научно-исследовательский институт природных газов и газовых технологий – Газпром ВНИИГАЗ, Развилка, Московская область, Россия, 142717

*grisha2207@list.ru

В данной работе были получены ансамбли многослойных периодических квадратных микроэлементов типа [Cu(6 нм)/FeNi(100 нм)]₅. Пленочные структуры были напылены методом ионно-плазменного распыления на стеклянные подложки с помощью медных масок. Особенности поверхности микроэлементов исследовались с помощью стилусного профилометра, оптической и сканирующей электронной микроскопии. Статические магнитные свойства исследовались с помощью магнитооптического Керр-эффекта. Данные структуры могут использоваться как составная часть пленочных детекторов слабых магнитных полей, работающих на основе магнитного импеданса (МИ), приводя к повышению чувствительности МИ эффекта к внешнему магнитному полю

Введение

Магнитные пленочные элементы с периодической структурой привлекают особое внимание, как с теоретической точки зрения, так и в свете различных приложений, таких, как устройства магнитной памяти, магнитные кристаллы и магнитные сенсоры [1, 2].

Магнитный импеданс (МИ) является одним из эффектов, эффективно используемых для создания сенсоров слабых магнитных полей [3]. МИ заключается в изменении импеданса ферромагнитного проводника во внешнем магнитном поле при протекании по нему высокочастотного тока. В качестве МИ элементов используются многослойные пленочные структуры (например, на основе компонент Cu/FeNi, Ti/FeNi, Ag/FeNi и др.) в форме вытянутых полосок [3]. Теоретически было предсказано, что создание пленочных МИ элементов с периодической структурой верхнего магнитного слоя позволит увеличить чувствительность МИ по отношению к внешнему магнитному полю, а также эффективную площадь поверхности элемента, что особенно важно для приложений в сфере магнитного биодетектирования [4]. Таким образом, поиск оптимальной периодической структуры верхнего магнитного слоя МИ элементов и создание стабильной технологии получения таких структур является важной задачей. В данной работе была предложена технология получения многослойных периодических структур на основе компонент Cu/FeNi в виде массива квадратных элементов, ис-

следованы их поверхностные и магнитные свойства, включая магнитную доменную структуру.

Методика эксперимента

Периодические структуры типа [Cu(6 нм)/FeNi(100 нм)]₅ были получены методом магнетронного распыления на стеклянные подложки с использованием сетчатых медных масок с размером квадратных элементов 70 мкм и расстоянием между этими элементами 30 мкм. При этом использовали различные расстояния между маской и подложкой, что приводило к получению ансамблей различного типа. Параметры напыления были следующие: начальное давление в камере $1.0 \cdot 10^{-7}$ мбар, рабочее давление аргона $3.8 \cdot 10^{-3}$ мбар, технологическое магнитное поле 250 Э было приложено в плоскости образцов для создания одноосной наведенной магнитной анизотропии. Поверхностные свойства были исследованы с помощью стилусного профилометра, оптической и сканирующей электронной микроскопии. Магнитные свойства были исследованы с помощью магнитооптического Керр-микроскопа.

Результаты и обсуждение

В результате напылений были получены периодические пленочные структуры в виде ансамблей элементов (Рисунок 1). Высота отдельных квадратных элементов варьировалась в зависимости от расстояния между маской и подложкой от 100 нм до 300 нм.

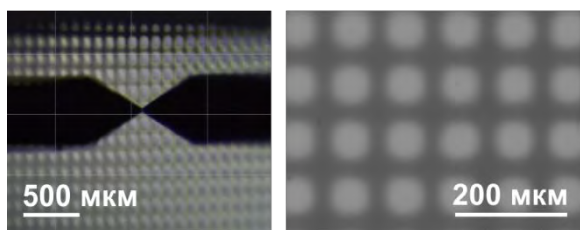


Рис. 1. Оптическое изображение периодической пленочной структуры $[\text{Cu}/\text{FeNi}]_5$ полученное на стилусном профилометре Dektak (слева). Фотография со сканирующей электронной микроскопии (справа)

Процессы перемагничивания периодической структуры характеризуются наличием оси легкого намагничивания (ОЛН). Вдоль ОЛН перемагничивание происходит за счет смещения доменных границ, которое начинается в центре квадратных элементов (Рисунок 3, фото (1), (2)). Петля магнитного гистерезиса имеет прямоугольный вид с некоторым наклоном, что возможно, связано с наличием размагничивающего фактора (Рисунок 2, черная кривая).

Перпендикулярно ОЛН (вдоль ОТН) перемагничивание происходит за счет вращения намагниченности, однако также наблюдается некоторое смещение доменных границ (Рисунок 4, фото (3), (4)). На петле магнитного гистерезиса данное смещение соответствует раскрытию петли и наличию коэрцитивной силы (Рисунок 2, красная кривая).

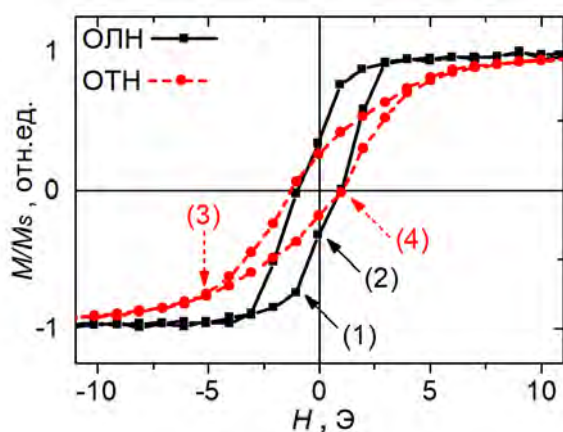


Рис. 2. Петли магнитного гистерезиса периодической пленочной структуры $[\text{Cu}/\text{FeNi}]_5$ в виде ансамбля элементов: ОЛН - направление оси легкого намагничивания, ОТН - направление оси трудного намагничивания. Цифры соответствуют изображению магнитных доменов (см. Рис. 3)

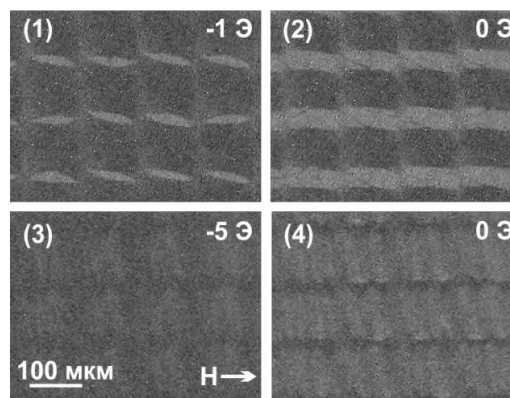


Рис. 3. Фотографии магнитных доменов соответствующие цифрам на Рисунке 2. H указывает направление приложения внешнего магнитного поля в плоскости пленочной структуры

Видно, что периодическая пленочная структура характеризуется упорядоченной магнитной структурой (Рисунок 3, фото (2)). Данную особенность можно использовать не только для модификации поверхности МИ элементов, но и в других приложениях спинтроники для создания 3D магнитных текстур, широко востребованных в настоящее время [5]. Метод магнетронного распыления, использованный в настоящей работе для получения пленочных структур, отличается простотой и высокой продуктивностью в сравнении с литографией.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерством науки и высшего образования РФ, проект No. FEUZ 2020-0051.

Литература

1. С.А. Никитов, Д.В. Калябин, И.В. Лисенков, *et al.* // Успехи физ. наук. Т. 185. № 10. С. 1099–1128 (2015).
2. K. Sendur, W. Challener // *Appl. Phys. Lett.* V. 94, P. 032503-3 (2009).
3. G.V. Kurlyandskaya, S.M. Bhagat, A.V. Svalov, *et al.* // *Solid State Phenom.* V. 168-169. P. 257-260 (2011).
4. Н.А. Бузников, А.В. Свалов, Г.В. Курляндская // *ФММ.* Т. 122. № 3. С. 241–247 (2021).
5. A. Soumyanarayanan *et al.*, // *Nat. Mater.* V. 16, 898-904 (2017).

Особенности использования сплавов CuIn в функциональных ГМС сверхрешетках

М.А. Миляев*, В.В. Проглядо, Л.И. Наумова, Е.И. Патраков, А.Ю. Павлова, В.В. Устинов

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108.

*milyaev@imp.uran.ru

Сплавы $Cu_{1-x}In_x$ с содержанием индия до $x = 8.7$ ат.% использованы для получения обменно-связанных сверхрешеток композиции: стекло/Ta/Ni₄₈Fe₁₂Cr₄₀/[Co₉₀Fe₁₀/Cu_{1-x}In_x(2-2.2 нм)]₇/Ta. Показано, что при увеличении содержания индия в сплаве CuIn до $x \approx 5$ ат.% происходит постепенное уменьшение гистерезиса на кривой магнитосопротивления более чем в 5 раз по сравнению с аналогичной сверхрешеткой с прослойками Cu. Дальнейшее повышение содержания индия $x > 5$ ат.% приводит к быстрому уменьшению магнитосопротивления и повышению гистерезиса. При использовании в сверхрешетках CoFeNi/CuIn тройных ферромагнитных сплавов Co₇₇Fe₁₇Ni₆ и Co₇₀Fe₂₀Ni₁₀ с относительно малой коэрцитивной силой получены варианты наноструктур с предельно малым гистерезисом магнитосопротивления в единицы эрстед и другими характеристиками, представляющими интерес для практических приложений.

Введение

Магнитные сверхрешетки с эффектом гигантского магнитосопротивления (ГМС) являются одной из разновидностей современных магниточувствительных материалов и используются в магнитных сенсорах и различных устройствах спинтроники. Для создания сенсоров с высокой чувствительностью к магнитному полю наиболее подходящими являются материалы, у которых высокое магнитосопротивление и малое поле насыщения сочетаются с минимальным гистерезисом, что обеспечивает однозначную зависимость электросопротивления образца от величины магнитного поля. Целью настоящих исследований было показать, что замена в ГМС сверхрешетках CoFe/Cu и CoFeNi/Cu материала немагнитных прослоек с Cu на сплав CuIn с оптимальным содержанием In позволяет многократно уменьшить гистерезис на магниторезистивных кривых и получить варианты сверхрешеток с уникальными функциональными характеристиками.

Эксперимент

Методом индукционной вакуумной плавки получена серия из 6 сплавов $Cu_{1-x}In_x$ с содержанием индия от 2 до 8.7 ат.%. Изготовлены магнетронные мишени следующих составов: Cu, Cu₉₈In₂, Cu_{97.2}In_{2.8}, Cu_{96.1}In_{3.9}, Cu_{95.3}In_{4.7}, Cu_{94.5}In_{5.5}, Cu_{91.3}In_{8.7}. Проведенные исследования распределения по поверхности компонент сплава показали, что в процессе плавления не происходит полное перемешивания меди и индия - наблюдаются области размерами 5-10 мкм с избыточным содержанием In по отношению к номинальному значению. Для полу-

чения однородных по составам сплавов использовались отжиг в течение 1 часа при 800 °С в условиях высокого вакуума. На основе каждого сплава методом магнетронного напыления изготовлены сверхрешетки состава Ta(5 нм)/Ni₄₈Fe₁₂Cr₄₀(5 нм)/[Co₉₀Fe₁₀(1.3 нм)/CuIn(2-2.2 нм)]₇/Ta(5 нм). При использовании в сверхрешетках тройных ферромагнитных сплавов Co₇₇Fe₁₇Ni₆ и Co₇₀Fe₂₀Ni₁₀ дополнительно проводилась оптимизация композиций сверхрешеток для получения вариантов наноструктур, обладающих наибольшим магнитосопротивлением (МС) в сочетании с минимальным гистерезисом. 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. Гистерезис ΔH на кривой магнитосопротивления определялся на полувысоте полной кривой $\Delta R(H)/R_s$, измеренной при прямом и обратном направлении магнитного поля. Исследование микроструктуры проведено с использованием атомного силового микроскопа Solver Next. Измерения выполнены при комнатной температуре.

Результаты и обсуждение

На рисунке 1 выборочно показаны кривые магнитосопротивления для сверхрешеток одинаковых композиций, но имеющих различный материал спейсеров. Видно, что увеличение содержания In в сплаве $Cu_{1-x}In_x$ до $x = 4.7$ % величина МС изменяется незначительно с 28 до 24%, в то время как гистерезис уменьшается более чем в 5 раз с 38 до 7 Э. При более высоком содержании индия $x > 5$ % наблюдается резкое снижение величины МС, а также повышение гистерезиса до $\Delta H = 33$ Э.

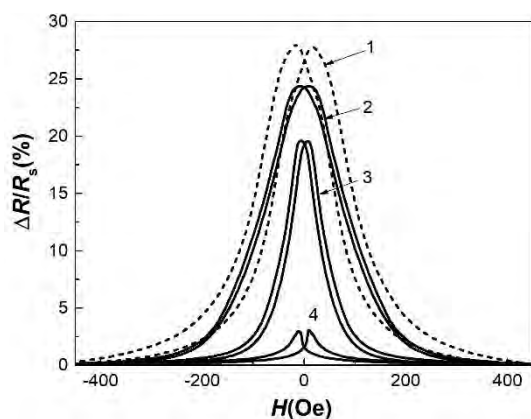


Рис. 1. Кривые магнитосопротивления сверхрешеток со спейсерами из материалов: 1 – Cu, 2 – $\text{Cu}_{96.1}\text{In}_{3.9}$, 3 – $\text{Cu}_{94.5}\text{In}_{5.5}$, 4 – $\text{Cu}_{91.3}\text{In}_{8.7}$

Обнаруженное многократное уменьшение гистерезиса МС у сверхрешеток со спейсерами из сплавов CuIn может быть связано с уменьшением размеров кристаллитов, наблюдаемое при повышении содержания индия – рисунок 2. Подобная корреляция между размерами кристаллитов и коэрцитивной силой в аморфных магнетиках и магнитных пленках изучалась ранее как теоретически [1,2], так и экспериментально, например, [3].

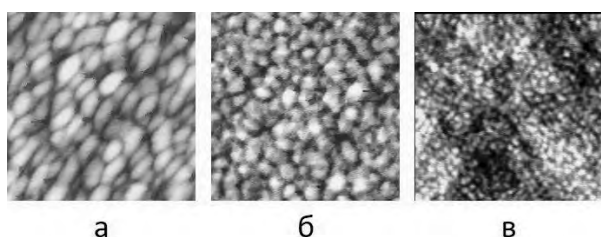


Рис. 2. АСМ изображения поверхности сверхрешеток со спейсерами: а – Cu, б – $\text{Cu}_{96.1}\text{In}_{3.9}$, в – $\text{Cu}_{94.5}\text{In}_{5.5}$. Размеры сканов составляют $0.5 \times 0.5 \text{ мкм}^2$

Характер уменьшения величины МС при $x > 5$ ат.% указывает на то, что предельное содержание индия в сплаве $\text{Cu}_{1-x}\text{In}_x$, при котором в исследованных сверхрешетках исчезает эффект гигантского магнитосопротивления, составляет $x \approx 10$ ат.%. Существование такой предельной концентрации индия в сплаве обусловлено, по-видимому, особенностями электронной структуры самого индия. При использовании данного материала в качестве спейсеров в ГМС материалах не наблюдается осциллирующего межслойного взаимодействия РККИ-типа. Поэтому при повышении содержания индия в сплаве $\text{Cu}_{1-x}\text{In}_x$ в сверхрешетках должен наблюдаться переход от антиферромагнитного к ферромагнитному упорядочению магнитных моментов слоев $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$, что и

было нами обнаружено при исследовании магнитных свойств соответствующих сверхрешеток.

За счет использования сплавов CuIn гистерезис МС в сверхрешетках на основе $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ был уменьшен до значений $\Delta H = 7\text{--}10$ Э. Для дальнейшего ослабления гистерезиса были использованы тройные сплавы $\text{Co}_{77}\text{Fe}_{17}\text{Ni}_6$ и $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}$, обладающие в массивном состоянии более низкой коэрцитивной силой. Данные сплавы на тройной диаграмме Co-Fe-Ni располагаются вблизи линии, соответствующей сплавам с нулевой константой магнитострикции [4]. На рисунке 3 показаны магниторезистивные кривые для двух сверхрешеток с оптимизированными композициями: 1 – Ta(4)/NiFeCr(3)/ $[\text{Co}_{77}\text{Fe}_{17}\text{Ni}_6(1.8)/\text{Cu}_{96.1}\text{In}_{3.9}(2)]_6/\text{Co}_{77}\text{Fe}_{17}\text{Ni}_6(1.8)/\text{Ta}5$; 2 – Ta(4)/NiFeCr(3)/ $[\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}(2)/\text{Cu}_{95.3}\text{In}_{4.7}(2)]_6/\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}(2)/\text{Ta}(5)$. Толщины указаны в нм. В обоих случаях получены кривые, характеризующиеся с большой величиной МС 25-29%, высокой линейностью и предельно малым гистерезисом $\Delta H \approx 2$ Э.

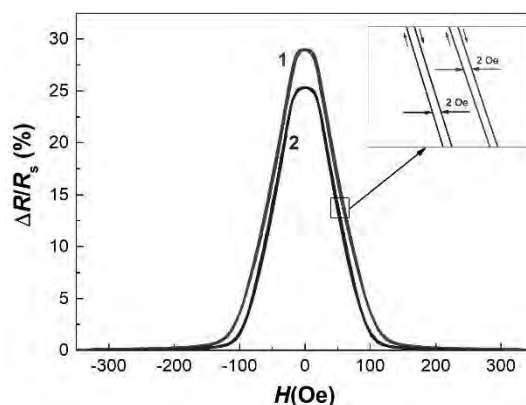


Рис. 3. Кривые магнитосопротивления сверхрешеток: 1 – $\text{Co}_{77}\text{Fe}_{17}\text{Ni}_6/\text{Cu}_{96.1}\text{In}_{3.9}$ и 2 – $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}/\text{Cu}_{95.3}\text{In}_{4.7}$

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (тема «СПИН» № АААА-А18-118020290104-2) при частичной поддержке РФФИ (грант № 20-42-660018 p_a).

Литература

1. Y. Imry, S.-K. Ma // *Physical Review Letters*, V. 32, 1399 (1975).
2. H. Alben, J.J. Becker, M.C. Chi // *J. Appl. Phys.*, V. 49, 1653 (1978).
3. С.А. Гусев и др. // *ФТТ*, т. 55, 435 (2013).
4. М.А. Milyaev, N.S. Bannikova, et al. // *Journal of Alloys and Compounds*, V. 854, 157171 (2021).

Гиротропные моды колебаний обменно-связанных магнитных вихрей

В.Л. Миронов^{1,*}, Д.А. Татарский^{1,2}, Е.В. Скороходов¹, Е.А. Караштин¹, А.А. Фраерман¹

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.

*mironov@ipmras.ru

В докладе приводятся результаты исследований методами микромагнитного моделирования, лоренцевской электронной микроскопии, магнитно-силовой микроскопии и магнитно-резонансной силовой спектроскопии магнитных состояний и низкочастотных колебаний намагниченности в системе перекрывающихся ферромагнитных дисков. Особое внимание уделяется обсуждению особенностей генерации автоколебаний в таких системах под действием спин-поляризованного тока.

В настоящее время большое внимание уделяется проблеме синхронизации больших массивов спин-трансферных наноосцилляторов (СТНО), с целью увеличения суммарной генерируемой мощности. Для синхронизации СТНО используют магнито-статическое [1] и обменное [2] взаимодействие между осцилляторами, обмен спиновыми волнами [3]. На наш взгляд, наиболее перспективным подходом к решению проблемы увеличения генерируемой мощности является внутренняя синхронизация массива СТНО на основе обменного взаимодействия отдельных генераторов. В настоящей работе приводятся результаты исследований низкочастотных гиротропных мод колебаний намагниченности обменно-связанных магнитных вихрей в системе перекрывающихся ферромагнитных дисков, используемых для создания вихревых наноосцилляторов [4].

Экспериментально распределения намагниченности перекрывающихся пермаллоевых дисков в вихревом состоянии исследовались методами магнитно-силовой (МСМ) и лоренцевской микроскопии (ЛПЭМ). Резонансные колебания исследовались методом магнитно-резонансной силовой спектроскопии (МРСС). Анализ мод колебаний магнитных вихрей проводился на основе микромагнитного моделирования, выполненного с помощью симулятора MuMax3.

Основное внимание уделялось конфигурациям намагниченности, в которых можно возбуждать автоколебания вихрей под действием спин-поляризованного тока. Для двух перекрывающихся дисков это состояния с одинаковым направлением вихрей и либо с различной завихренностью оболочки вихря (состояние VV, рис. 1а), либо с одинаковой завихренностью (состояние VAV,

рис. 1б). В последнем случае вихри связаны через антивихрь.

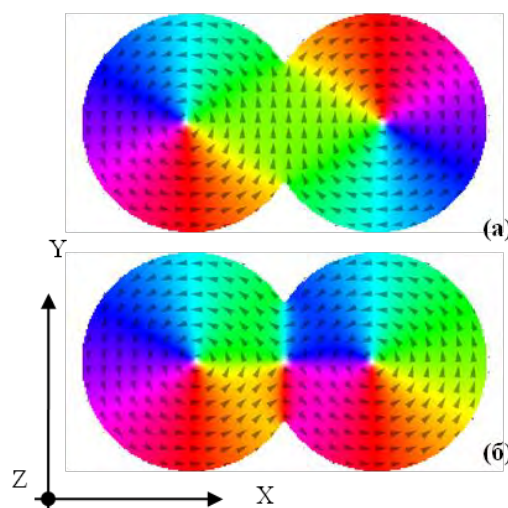


Рис. 1. Распределения намагниченности в двух перекрывающихся дисках. (а) Состояние VV. (б) Состояние VAV

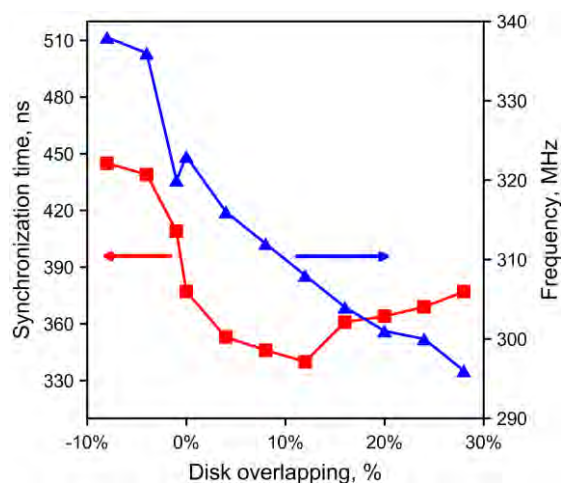


Рис. 2. Зависимости времени синхронизации (квадраты) и резонансной частоты (треугольники) гиротропной моды от степени перекрытия дисков в для состояния VV

На рис. 2, в качестве примера, приведены модельные зависимости резонансной частоты и времени синхронизации гиротропных колебаний вихрей в состоянии VV в зависимости от степени перекрытия дисков. Экспериментальная МРСС зависимость резонансной частоты от внешнего магнитного поля и соответствующие результаты моделирования представлены на рис. 3.

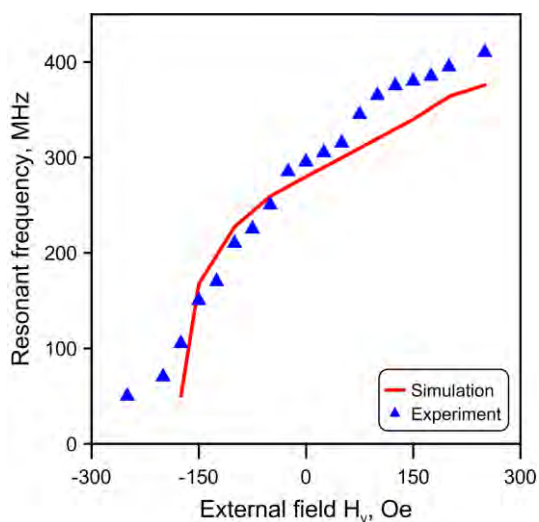


Рис. 3. Зависимость резонансной частоты гиротропной моды от продольного внешнего магнитного поля для двух дисков в состоянии VV (перекрытие 20%). Эксперимент – треугольники, моделирование – сплошная линия

Также с помощью микромагнитного моделирования нами были проанализированы моды колебаний вихрей в системе, состоящей из четырех перекрывающихся дисков. Основное внимание уделялось состояниям VVVV и VAVVAV, представленным на рис. 4.

Проведены исследования зависимостей величин токов начала и срыва генерации, а также условий фазовой синхронизации в системах, состоящих из двух и четырех дисков, в зависимости от степени перекрытия.

Обсуждаются перспективы применения таких систем в качестве рабочих слоев в вихревых наноосцилляторах на основе многослойных наноструктур с туннельными барьерами MgO.

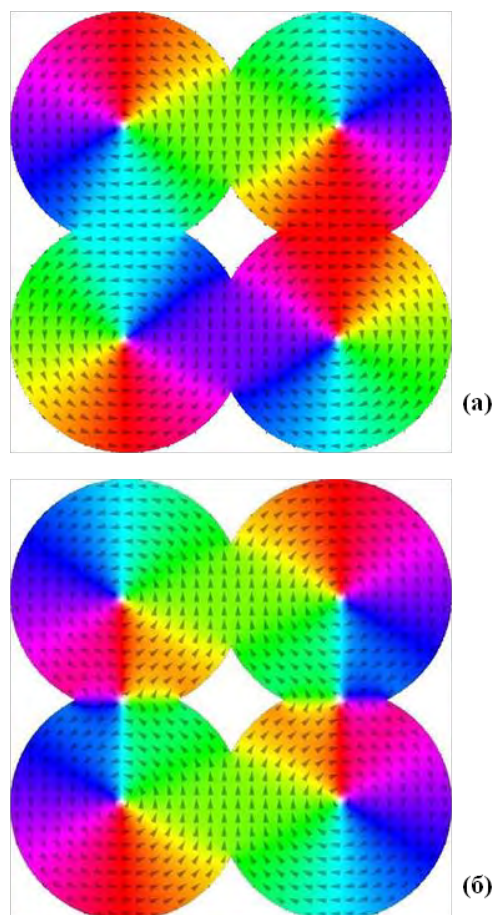


Рис. 4. Распределения намагниченности в четырех перекрывающихся дисках. (а) Состояние VVVV. (б) Состояние VAVVAV

Работа выполняется при финансовой поддержке РФФИ (проект № 21-12-00271). Авторы выражают благодарность Н.С. Гусеву, И.Ю. Пашенькину и Р.В. Гореву за помощь и полезные обсуждения.

Литература

1. N. Locatelli, A. Hamadeh, F. Abreu Araujo, et al., *Scientific Reports*, **5**, 17039 (2015).
2. S. Erokhin, D. Berkov, *Physical Review B*, **89**, 144421 (2014).
3. T. Kendziorczyk, S.O. Demokritov, T. Kuhn, *Physical Review B*, **90**, 054414 (2014).
4. A. Dussaux, B. Georges, J. Grollier, et al., *Nature Communications*, **1**, 8 (2010).

Наноструктуры на основе метаповерхностей висмут-замещенных ферритов-гранатов меандрового типа

Т.В. Михайлова^{1,*}, С.Д. Ляшко¹, Е.В. Скороходов², С.В. Османов¹,
А.В. Каравайников¹, А.С. Недвига¹, С.А. Гусев², А.Н. Шапошников¹

1 Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского, проспект Академика Вернадского, 4, Симферополь, 295007, Россия.

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

*tatvladismikh@cfuv.ru

Рассмотрено поэтапное формирование двухслойных структур $\text{Bi}_{2,3}\text{Dy}_{0,7}\text{Fe}_{4,2}\text{Ga}_{0,8}\text{O}_{12}$ / Au на предварительно структурированных подложках гадолиний галлиевого граната в виде одномерных массивов нанополос и двумерных массивов наноточек. Экспериментально исследованы структурно-морфологические особенности слоев. Продемонстрировано изменение исходного периода структурирования при последовательном формировании слоев. Выявлены характерные отличия оптических и магнитооптических спектров структур на структурированных и неструктурированных участках.

Введение

Структурированные ферриты-гранаты (метаповерхности ферритов-гранатов) являются достаточно перспективными материалами фотоники и спинтроники в виду наличия в них новых эффектов, не наблюдающихся ранее в сплошных наноразмерных пленках [1]. Кроме разностороннего моделирования свойств и исследований влияния структурных параметров на свойства метаповерхностей ферритов-гранатов, одной из актуальных задач в данном направлении является исследование и развитие возможных экспериментальных методик формирования подобных структур. В данной работе приведены результаты исследований морфологии и структурных параметров, оптических и магнитооптических свойств наноструктурированных пленок висмут-замещенного феррита-граната диспрозия номинального состава $\text{Bi}_{2,3}\text{Dy}_{0,7}\text{Fe}_{4,2}\text{Ga}_{0,8}\text{O}_{12}$ (BiDyIG) и магнитоплазмонных структур на их основе. Было предложено осуществить структурирование пленок посредством их синтеза на структурированных подложках гадолиний галлиевого граната (GGG).

Формирование структур и исследование топологии

Одномерные и двумерные решетки в виде нанополос и наноотверстий на поверхности GGG были выполнены электронно-лучевой литографией, ионным и плазмохимическим травлением. Позитивный резист высокого разрешения PMMA 950 C2 и специальные многослойные маски из металлических пленок V, Cu и Ta были использованы при проведении

литографии с целью создания необходимых периодов решеток и толщины травления.

Перед формированием феррита-граната на поверхности структурированного GGG были проведены исследования динамики кристаллизации слоев BiDyIG наноразмерной толщины от 30 до 110 нм на подложках GGG без наноструктурирования. В результате, для формирования структуры меандрового типа была выбрана толщина пленки BiDyIG около 60 нм – так как исходное структурирование поверхности имеет период от 400 до 800 нм для структур в виде массива полос и от 800 до 1000 нм для структур в виде массива наноточек, а глубина структурирования поверхности GGG составляет 70 нм (рисунок 1). Осаждение слоя BiDyIG на наноструктурированный GGG осуществлялось на установке УРМ 3-279.014 в кислородно-аргоновой смеси с использованием ионно-лучевого источника «Холодок-1». Для кристаллизации BiDyIG был применен отжиг на воздухе при атмосферном давлении и температуре 700°C. Длительность кристаллизационного отжига составила 60 мин. При отжиге были использованы нагрев и охлаждение образцов со скоростью изменения температуры около 5 °C/мин.

Структура и топология поверхности синтезированного образца были исследованы с использованием сканирующего зондового микроскопа ИНТЕГРА (НТ-МДТ) и оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» (электронный микроскоп SUPRA 50 VP с аппаратно-программным комплексом электронной литографии ELPHY PLUS, двух лучевая система NEON 40 и т.д.).

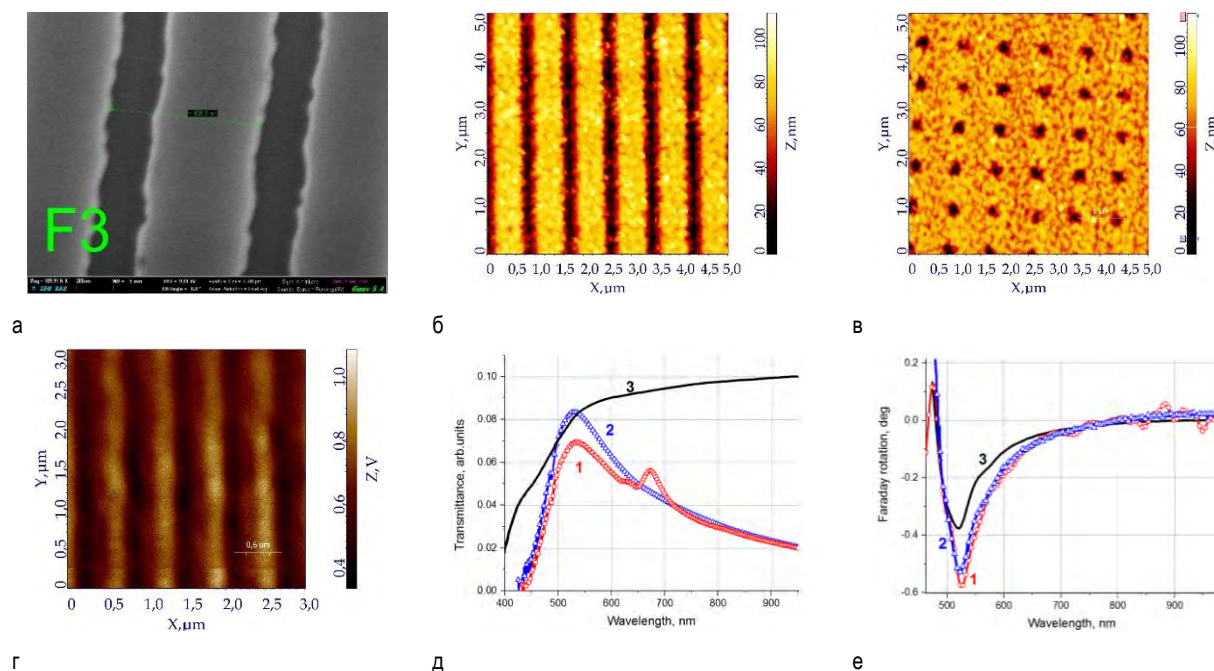


Рис. 1. РЭМ-изображение участка GGG(ст) (а) и АСМ-изображения участков GGG(ст) / BiDyIG (б, в) с исходным периодом структурирования 800 нм на GGG. СБОМ-изображение структуры GGG(ст) / BiDyIG / Au с исходным периодом 600 нм на GGG (г). Спектры коэффициента пропускания (д) и угла фарадеевского вращения (е): 1 – GGG(ст) / BiDyIG / Au на участке с исходным периодом 600 нм на GGG, 2 – GGG(ст) / BiDyIG / Au на участке без структурирования и 3 – одиночного слоя BiDyIG на поверхности GGG без структурирования. Для кривой 3 значения пропускания уменьшены в 7 раз

Синтезированный слой BiDyIG полностью повторил топологию GGG. Однако, период структуры со слоем BiDyIG в среднем на 55 нм больше периода на поверхности GGG. Кристаллизованный слой BiDyIG отличается ярко выраженной поликристаллической структурой с достаточно крупным средним размером зерна 136 нм. После синтеза метаповерхностей было проведено осаждение покрытия Au и формирование магнитоплазмонной структуры GGG(ст) / BiDyIG / Au. Металлический слой был синтезирован с использованием метода магнетронного распыления. Аналогично BiDyIG, слой Au повторил топологию поверхности структуры при росте среднего значения периода структурирования.

Оптические и магнитооптические свойства структур

На рисунке 1 показано СБОМ-изображение структуры GGG(ст) / BiDyIG / Au. Измерения выполнены при освещении структуры линейно поляризованным излучением с длиной волны 630 нм снизу со стороны подложки с использованием асферической линзы низкой числовой апертуры $NA = 0,3$. Сбор излучения осуществлялся в ближней зоне от поверхности образца через наноразмерную апертуру зонда атомно-силового микроскопа (SNOM_NC) и объек-

тив ($NA = 0,7, 100\times$). Как видно, наибольшая интенсивность электромагнитного поля наблюдается для участков-щелей. Распределение интенсивности слабо зависит от положения поляризации падающего на структуру излучения. На рисунке также продемонстрированы спектры пропускания и фарадеевского вращения структуры на этом же участке. В спектрах можно выделить три характерные области: 1) область около 535 нм с уменьшенным коэффициентом пропускания; 2) незначительный широкий резонанс на 633 нм и 3) резонанс на 672 нм.

Отработка методики электронно-лучевой литографии с целью получения одномерных и двумерных решеток на поверхности подложек ГГГ с использованием технологического и аналитического оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».

Работа поддержана Российским научным фондом (проект №19-72-20154).

Литература

1. D.O. Ignatyeva, D. Karki, A.A. Voronov, M.A. Kozhaev, D.M. Krichevsky, A.I. Chernov, M. Levy, V.I. Belotelov // Nature communications, V. 11, 1 (2020).

Квантовая запутанность и внешние поля в модели Кугеля-Хомского

А.В. Михеенков^{1, 2, 3, *}, В.Э. Валиулин^{1, 2, 3, *}, Н.М. Щелкачев^{1, 2, §}, К.И. Кугель^{4, 5}

1 Институт физики высоких давлений РАН, Калужское шоссе, стр.14, Москва (Троицк), 142190.

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

3 НИЦ «Курчатовский институт», пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182.

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

5 НИУ «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000

*mikheen@bk.ru

В докладе, во-первых, кратко обсуждаются основные количественные характеристики запутанного состояния, их сравнение в части наглядности и удобства использования в многочастичных конденсированных системах и в численном анализе [1]-[4]. Во-вторых, изложены результаты исследования запутанности двух многочастичных подсистем (спиновой и псевдоспиновой) в удобной для этого модели – модели Кугеля-Хомского [5]. Отметим, что варианты модели возникают не только в спин-орбитальной физике, но и в актуальной области ультрахолодных атомов в ловушках [6].

Введение

В работе методом точной диагонализации изучается запутанность двух подсистем для конечной одномерной цепочки с гамильтонианом

$$H = J \sum S_i S_j + I \sum T_i T_j + K \sum (S_i S_j)(T_i T_j) \quad (1)$$

S_i и T_i – операторы спина и псевдоспина ($S=1/2$, $T=1/2$), все суммы – по связям ближайших узлов. Кроме канонического вида, запутанность вычислялась также для альтернативных видов спин-псевдоспинового взаимодействия, например $(S_i S_j)(T_i^2 T_j^2)$.

Кроме гамильтониана (1), рассмотрены родственные модели, в которых слагаемое межподсистемного взаимодействия имеет изниговский вид для одной или обеих подсистем. Такого рода выражения возникают в разных физических реализациях спин-псевдоспиновой модели.

Для характеристики степени запутанности при нулевой температуре используется один из наиболее популярных критериев – Concurrence (перевод термина пока нет, а буквальный перевод – «совпадение», «согласованность» – не вполне адекватен). Поскольку вычисляется точная матрица плотности, может, разумеется, быть определен и любой другой критерий.

Во всех случаях вычисляется запутанность в нулевом внешнем поле (эти результаты для некоторых моделей уже известны, см. [7] и ссылки там), а также влияние внешних полей, как в одной, так и в обеих подсистемах. Изучен также вариант с шахматными полями (он приводит к интересным и ин-

туитивно неочевидным результатам). Проводится сравнение с предыдущими (полуаналитическими) работами авторов [8],[9].

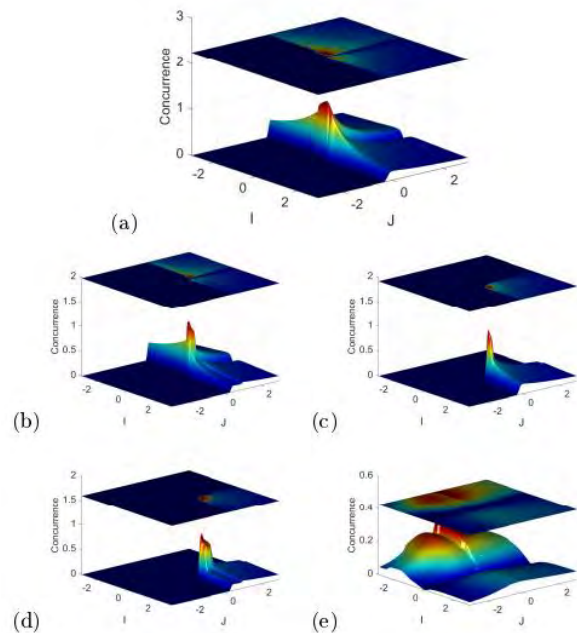


Рис. 1. Рис. 1. Запутанность для межподсистемного обмена $\sim K \sum (S_i S_j)(T_i^2 T_j^2)$. а) без поля, б)-е) поле в одной, другой подсистеме, в обеих, шахматное в обеих. $K=-1$

T = 0

Показано, в частности, что при нулевой температуре внешнее поле может как уменьшать запутанность (что интуитивно очевидно), так и усиливать ее. Существенно, что, в зависимости от физической реализации модели, природа внешнего поля не обязательно должна быть магнитной.

Примеры результатов показан на Рис.1 и Рис.2.

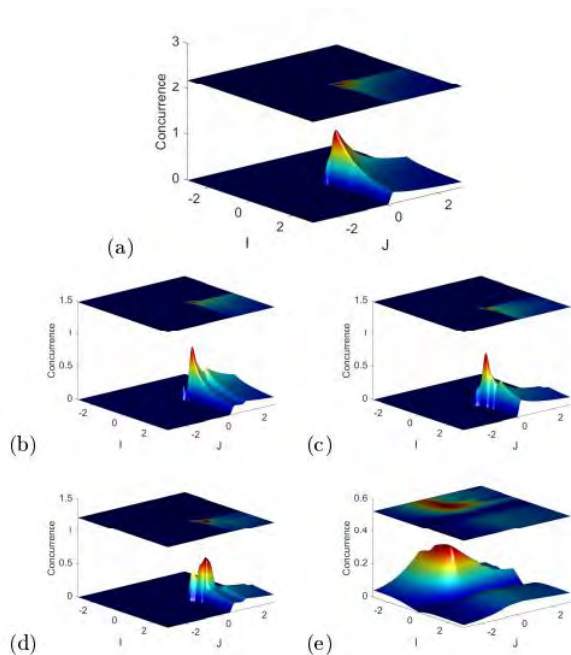


Рис. 1. Рис. 1. Запутанность для междоиспользовательского обмена $\sim K\Sigma(\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j)(T_i^z T_j^z)$. а) без поля, б)-е) поле в одной, другой подсистеме, в обеих, шахматное в обеих. $K=+1$

Кроме того, предложен (эмпирический) локальный критерий определения области запутанности, не требующий нахождения полной матрицы плотности.

$T > 0$

При ненулевой температуре Concurrence не является адекватной количественной характеристикой запутанности, в этом случае используются другие меры. В работе выбрана Logarithmic Negativity (у этого термина тоже отсутствует принятый русский перевод). При $T \rightarrow 0$ эти две меры сшиваются.

Отметим, что, поскольку все меры запутанности исходят из точной матрицы плотности (отвечающей основному состоянию или температурной), пересчитать одну меру в другую не составляет труда.

Среди эффектов, возникающих при конечной температуре, обратим внимание на два.

Во-первых, при некоторых значениях параметров модели запутанность оказывается немонотонной функцией температуры. С ростом T она сначала растет (в том числе может расти от исходно нулевой величины), проходит через максимум и лишь затем убывает.

И, во-вторых, на некоторых участках пространства параметров запутанность оказывается чрезвычайно устойчивой к изменению температуры, образуя «острова стабильности».

Часть результатов работы изложена в [10].

Литература

1. И.В. Баргатин, Б.А. Гришанин, В.Н. Задков, УФН, **171**, 625, **2001**.
2. L. Amico, R. Fazio, A. Osterloh, V. Vedral, Rev. Mod. Phys., **80**, 517, **2008**.
3. R. Horodecki, P. Horodecki, M. Horodecki, K. Horodecki, Rev. Mod. Phys., **81**, 865, **2009**.
4. J. Eisert, M. Cramer, M. B. Plenio, Rev. Mod. Phys., **82**, 277, **2010**.
5. К.И. Кугель, Д.И. Хомский, УФН, **136**, 621, **1982**.
6. А.М. Belemuk, N.M. Chtchelkatchev, A.V. Mikheyenkov, and K.I. Kugel, Phys. Rev. B **96**, 094435, **2017**; New J. Phys. **20**, 063039, **2018**.
7. D. Gotfryd, E. M. Parschke, J. Chaloupka, A. M. Oles, and K. Wohlfeld, Phys. Rev. R **2**, 013353, **2020**.
8. М.Ю. Каган, К.И. Кугель, А.В. Михеенков, А.Ф. Барабанов, Письма в ЖЭТФ, **100**, 207, **2014**.
9. В.Э. Валиулин, А.В. Михеенков, К.И. Кугель А.Ф. Барабанов, Письма в ЖЭТФ, **109**, 557, **2019**.
10. V.E. Valiulin, A.V. Mikheyenkov, N. M. Chtchelkatchev, K.I. Kugel, Phys. Rev. B, **102**, 155125, **2020**.

Магнитоиндуцированные эффекты в гетероструктурах на основе кобальта и искусственного опала

Т.В. Мурзина¹, И.А. Колмычек¹, А.М. Ромашкина¹, Е.А. Мамонов¹, Н.С. Гусев², С.А. Гусев², М.В. Сапожников², М.П. Темиряева³, А.Г. Темиряев³

¹ МГУ имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Ленинские горы, д. 1, стр. 62, Москва, 119991.

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

³ Фрязинский филиал ИПЭ им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, Московская область.

*murzina@mail.ru

Приведены результаты исследования магнитных и магнитооптических свойств гетероструктур на основе пленок искусственного опала и ферромагнитного металла (кобальта). Показано формирование вихревой намагниченности наноструктур кобальта на поверхности микрошаров диоксида кремния, возбуждение плазмон-поляритонов в поверхностной гексагональной решетке опал+металл и связанное в нем усиление магнитооптического отклика гетероструктур.

Введение

Управление состоянием намагниченности наноструктур на основе ферромагнитных материалов за счет эффектов формы является перспективным направлением исследований. Одной из возможных реализаций функциональных магнитных наночастиц является композит на основе тонкой пленки ферромагнитного металла, нанесенного на поверхность пространственно-периодической структуры, например, опала. Ранее для композитных структур кобальт-коллоидный кристалл (ПММА) было показано [1], что в случае малой толщины слоя Co возможно формирование вихревого магнитного состояния наночастиц Co на поверхности сфер ПММА. Кроме того, периодическая структура коллоидного кристалла должна привести к формированию как фотонных запрещенных зон, так и плазмонных эффектов в периодической поверхностной структуре металла. В данной работе мы изучали структурные и магнитные свойства наноструктур кобальта или кобальт+серебро на поверхности искусственного опала.

Результаты и обсуждение

Исследовались наноструктур Co на поверхности искусственного опала, образованного глобулами диоксида кремния с диаметром до 680 нм, в котором плоскость (111) была ориентирована параллельно стеклянной подложке. Массовая толщина кобальта, нанесенного методом магнетронного напыления, составляла приблизительно 10% от

диаметра шаров SiO₂; были также исследованы аналогичные структуры с нанесенным поверх кобальта слоем серебра с массовой толщиной 10 нм. При такой толщине металла структура оставалась в значительной степени прозрачной, что указывало в частности на наличие пустот в области между наночастицами SiO₂.

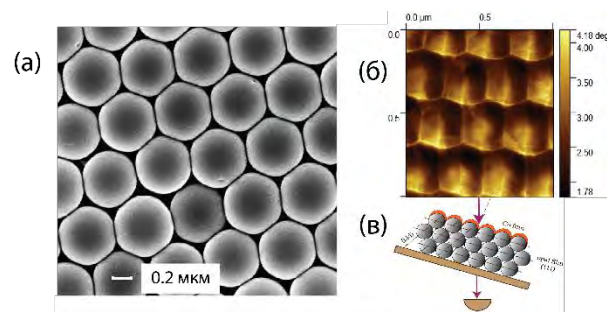


Рис. 1. (а) СЭМ изображение поверхности опала с нанесенной пленкой кобальта ($\varnothing = 680$ нм) массовой толщиной 70 нм; (б) Магнитное изображение этой же структуры в атомно-силовом микроскопе; (в) схема оптических измерений

Были проведены сравнительные исследования топологии и магнитного состояния полученной структуры методами атомно-силовой и магнитно-силовой микроскопии (рис. 1), показавшие, что в отсутствие внешнего магнитного поля наночастицы кобальта на поверхности сфер намагничены неоднородно. Более наглядно магнитные свойства структуры проявились в серии измерений, выполненных методом МСМ в присутствии плоскостного магнитного поля напряженностью, изменявшейся в диапазоне от -400 Э до 400 Э. Было показано, что

вблизи нулевого значения магнитного поля формируются магнитные вихри, центр которых смещается в зависимости от приложенного поля, исчезающие при $H \approx 300$ Э.

На рисунке 2 приведены частотно-угловые спектры нормированного пропускания и магнитного контраста интенсивности прошедшего излучения, определяемого как относительное изменение интенсивности прошедшего излучения при изменении знака приложенного насыщающего поперечного магнитного поля, для гетероструктур опал/Со (а,в) и опал/Со/Аg (б,г). Видно, что наблюдается ряд спектральных особенностей, таких как минимумы или максимумы пропускания, положение которых практически линейно зависит от длины волны и угла падения зондирующего излучения; они соответствуют возбуждению в поверхностной гексагональной решетке металла поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) различных порядков [2]. Следует отметить, что нанесение пленки серебра, реальная толщина которой на поверхности Со составляет около 5 нм, практически не изменила дисперсию плазмонных мод, однако их добротность возросла.

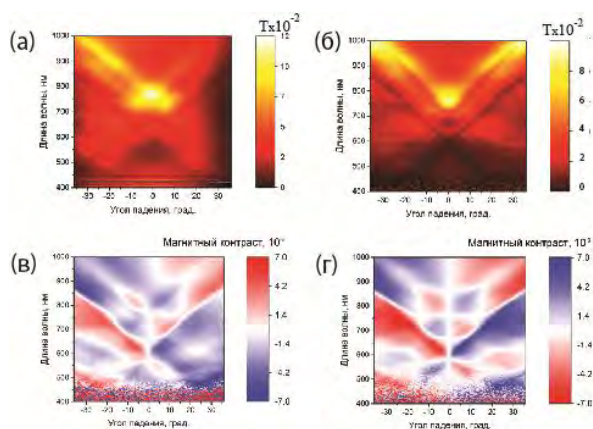


Рис. 2. Спектры нормированного пропускания (а,б) и магнитного контраста интенсивности прошедшего излучения в схеме поперечного МОЭК (в,г) для гетероструктур на основе опала ($\varnothing = 680$ нм) с пленкой кобальта массовой толщиной 70 нм (а,в), и аналогичной структурой с дополнительным слоем серебра массовой толщиной 10 нм (б,г)

Из полученных частотно-угловых спектров магнитного контраста следует, что усиление магнитооптического эффекта наблюдается в области резонанса поверхностных плазмон-поляритонов: видна

смена знака вблизи резонансных длин волн ППП и общая асимметрия спектра по отношению к углу падения зондирующего излучения, что типично для магнитооптических эффектов [3]. Сложный характер спектров связан с тем, что одновременно в поверхностной гексагональной решетке возбуждаются ППП различных порядков, распространяющихся в разных направлениях и интерферирующих между собой. Смена знака магнитного эффекта вблизи резонансных длин волн ППП связана с зависимостью их дисперсии от направления приложенного магнитного поля, вызывающего смещение резонансных зависимостей ППП и соответствующее появление магнитного контраста. Возрастание добротности плазмонных мод при появлении в структуре металла с низкими омическими потерями (Аg) приводит к росту величины магнитооптического эффекта, что перспективно для задач сенсорики.

Заключение

В работе экспериментально исследованы магнитные свойства гетероструктур на основе пленок искусственного опала и наночастиц Со либо Со/Аg. Показано, что в обоих случаях в магнитных наночастицах, расположенных на частицах диоксида кремния, формируется вихревое магнитное состояние без преимущественной ориентации магнитных вихрей. Показано, что периодическая структура металла на поверхности опала приводит к возбуждению поверхностных плазмон-поляритонов, их добротность возрастает при нанесении на структуру нанослоя серебра.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 19-72-20103, с использованием оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» ИФМ РАН.

Литература

1. M.V. Sapozhnikov, S.A. Gusev, V.V. Rogov *et al.*, // *Appl. Phys. Lett.*, V. 96, 122507 (2010).
2. И.А. Колмычек, А.М. Ромашкина, А.И. Майдыковский и др.// *Письма в ЖЭТФ*, т. 114, 526 (2021).
3. А.К. Звездин, В.А. Котов, *Магнитооптика тонких пленок* // М: Наука, 1988, 192 с.

Компактная аналитическая модель резистивного переключения нанокompозитных мемристоров

К.Э. Никируй¹, А.В. Емельянов^{1, 2}, В.В. Рыльков^{1, 3}, В.А. Демин^{1, 2}

1 Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, 123182.

2 Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская обл., 141700.

3 Институт Теоретической и Прикладной Электродинамики РАН, 127412 Москва.

*NikiruyKristina@gmail.com

Представлены результаты численного моделирования вольт-амперных характеристик нанокompозитных мемристоров и окна их пластичности, зависящего от времени прихода импульсов (STDP), на основе ранее развитых качественных представлений о многофиламентном резистивном переключении данных систем. Показано, что расчетные зависимости окна STDP совпадают с экспериментальными кривыми, что открывает перспективы использования развитой модели при разработке алгоритмов обучения импульсных нейроморфных систем с использованием нанокompозитных мемристоров.

Введение

Актуальность исследования мемристоров (резисторов с памятью) обусловлена, в первую очередь возможностью их применения в нейроморфных вычислительных системах (НВС). НВС, состоящие из искусственных нейронов и синаптических связей между ними на основе мемристоров, могут обеспечить высокую производительность и существенно более энергоэффективный подход при решении задач искусственного интеллекта, чем традиционные компьютеры с архитектурой фон Неймана. Для реализации таких систем необходимо детальное изучение механизма резистивного переключения (РП) мемристивных структур и количественное описание возникающего в них эффекта РП.

Нанокompозитные мемристоры

Ранее, было показано что мемристивные структуры металл/нанокompозит/металл (М/НК/М) на основе НК $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ являются перспективными кандидатами для использования в качестве синапсов в импульсных НВС по таким параметрам, как количество циклов переключения ($>10^6$), время хранения резистивных состояний ($>2 \cdot 10^4$ с) и отношение сопротивлений в высоко- и низкоомном состояниях ($R_{\text{off}}/R_{\text{on}} > 10$). Существенно также, что НК мемристоры обладают пластичностью (возможностью принимать произвольное резистивное состояние в окне сопротивления $R_{\text{off}}-R_{\text{on}}$), подобной биологическим синапсам, которая зависит от времени прихода спайков (spike-timing-dependent plasticity - STDP) [1]. В связи с этим, одна из целей работы

заключалась в сравнении экспериментальных данных по изучению вольт-амперных характеристик (ВАХ) НК структур и их пластичности, зависящей от времени спайков (STDP), с результатами количественного моделирования.

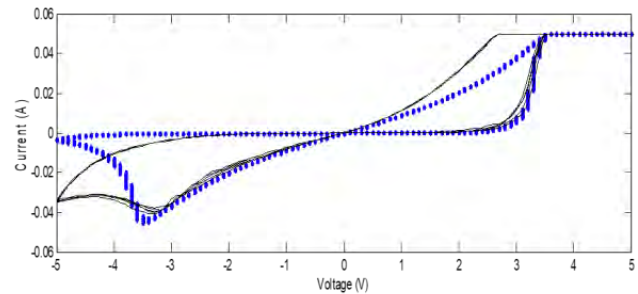


Рис. 1. Экспериментальные ВАХ НК мемристора (сплошные линии) и результат моделирования (точки)

Модель резистивного переключения

Моделирование ВАХ было проведено на основе ранее предложенной качественной модели многофиламентного переключения [2]. Согласно этой модели, эффект резистивного переключения НК-структур объясняется образованием тонкого высокоомного слоя LiNbO_3 (зазора, отделяющего низкоомные филаменты, от нижнего электрода структуры). При этом, в начальном состоянии после изготовления структуры диспергированные атомы металла равномерно распределены в изолирующей матрице LiNbO_3 . После подачи напряжения и протекания тока возможна нуклеация диспергированных атомов вокруг перколяционных цепочек из гранул. Когда к верхнему электроду приложено

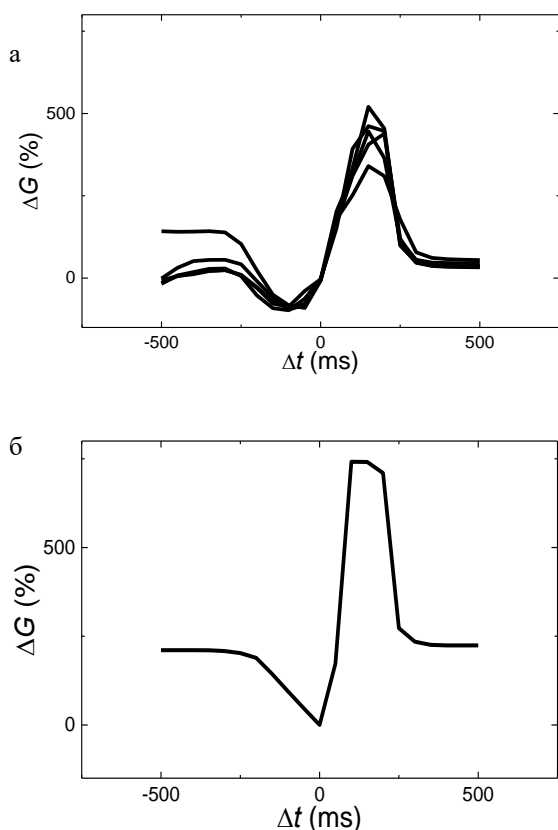


Рис. 2. STDP: (а) Экспериментальные данные; (б) Моделирование

достаточно большое отрицательное напряжение, структура переключается в высокоомное состояние из-за перемещения кислородных вакансий и катионов к верхнему электроду посредством филаментов и увеличения эффективного зазора между ними и нижним электродом. Обратная ситуация возникает, когда на структуру подается достаточно большое положительное напряжение. В этом случае происходит переход структуры в низкоомное состояние за счет электромиграции вакансий и катионов в сторону нижнего электрода, что приводит к уменьшению эффективного диэлектрического зазора.

При моделировании ток вычисляется по закону Ома, исходя из напряжения на структуре М/НК/М и ее сопротивлению, которое складывается из сопротивления НК слоя и сопротивления зазора:

$$R = \rho_f(d - b) + \rho_g b \exp\left(\frac{2b}{a_{eff}}\right) / S n_f,$$

$$a_{eff} = a(n + 1),$$

где ρ_f, ρ_g – коэффициенты при соответствующих сопротивлениях, b – ширина зазора, d – ширина НК

слоя, a – радиус локализованного состояния, n – количество резонансных энергетических состояний в цепочке локализованных дефектов, S – площадь сечения филамента, n_f – количество филаментов.

При расчете поля в зазоре учитывается перераспределение напряжения между НК слоем и зазором, последнее выражается в виде:

$$V_g = V_1 / (1 + \rho_f(d - b) / \rho_g e^x), \quad x = 2b / a_{eff},$$

где V_1 напряжение с учетом тока ограничения, который можно задавать.

Зазор изменяется за счет дрейфа вакансий в поле:

$$\Delta b \approx -\mu(V_g/b) \cdot \Delta t,$$

где μ – подвижность вакансий или нижней границы филамента, Δt – шаг моделирования.

На каждом шаге моделирования учитывается джоулев нагрев НК слоя. При этом результаты моделирования ВАХ хорошо совпадают с экспериментальными данными (см. рис. 1).

Важным результатом работы является также совпадение расчетных зависимостей окна STDP с экспериментальными кривыми при численных параметрах, описывающих ВАХ исследуемых структур (рис. 2), что позволяет надеяться на успех в использовании развитой модели при разработке алгоритмов обучения импульсных НВС и выявлении мемристивного STDP, эффективного для их реализации.

Работа выполнена при поддержке РФФИ 18-79-10253

Литература

1. Рыльков В.В., Емельянов А.В., Николаев С.Н., Никируй К.Э., Ситников А.В., Фадеев Е.А., Демин В.А., Грановский А.Б. // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2020. Vol. 158. № 1(7). P. 164–183.
2. Martyshev M.N., Emelyanov A. V., Demin V.A., Nikiruy K.E., Minnekhanov A.A., Nikolaev S.N., Taldenkov A.N., Ovcharov A. V., Presnyakov M.Y., Sitnikov A.V., Vasiliev A.L., Forsh P.A., Granovskiy A.B., Kashkarov P.K., Kovalchuk M. V., Rylkov V. V. // Phys. Rev. Appl. 2020. Vol. 14. P. 034016.

РТ- симметрия в магнотике и фонотике

С.А. Никитов^{1, 2, 4, *}, Д.В. Калябин,^{1, 2} А.Р. Сафин^{1, 3}, О.С. Темная¹, А.В. Дорофеенко^{1, 2},
А.А. Зябловский^{1, 2}, А.В. Садовников^{1, 4}, Е.А. Вилков¹

¹ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, д. 11к7, Москва, 125009.

² Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), пер. Институтский, д. 9, Долгопрудный, 141701

³ Московский энергетический институт (национальный исследовательский университет), ул. Красноказарменная, д. 14, Москва, 111250.

⁴ Лаборатория «Магнитные метаматериалы», Саратовский государственный университет имени Н.Г.Чернышевского, ул. Астраханская, 83, г. Саратов, 410012

*nikitov@cplire.ru,

Представлен обзор недавних работ в области создания РТ- симметричных структур на основе магнотики и фонотики, а также исследования их физических свойств. В частности, предложена схема для обнаружения существования и исследования РТ-симметричных структур, основанная на двух или нескольких латерально-связанных магнитных волноводах, связь между которыми обусловлена диполь-дипольным взаимодействием. Определены условия существования особых точек на дисперсионных зависимостях связанных волн, распространяющихся в таких структурах, при которых происходит нарушение РТ-симметрии. Аналогичные фонотные структуры предложены и для исследования РТ-симметрии на основе акустических волн.

Введение

Исследования в области спинтроники магнитных материалов в последнее время привели к открытию целого ряда новых эффектов, ранее не обнаруженных, и, соответственно, не исследованных. В частности, динамика, связанная с поведением спинов или магнонов проявляет различные явления, присущие другим классическим или квантовым системам. Одно из явлений относится к аналогии с квантовомеханическими системами, обладающими симметрией четность-время (обозначаемой РТ-симметрией [1]). Основное требование к таким системам заключается в том, что неэрмитов гамильтониан обладает симметрией обращения четности и времени, а именно, $\hat{H}(\hat{\mathbf{p}}, \hat{\mathbf{r}}, t) = \hat{H}^*(\hat{\mathbf{p}}, -\hat{\mathbf{r}}, -t)$, где $\hat{\mathbf{p}}, \hat{\mathbf{r}}, t$ - импульс, радиус-вектор, время. В классических системах РТ-симметрия обнаружена и исследована в оптике, плазматике, акустике, а также первые работы появились в спинтронике [2]. В РТ-симметричных системах может наблюдаться спонтанное нарушение симметрии собственных состояний, которое происходит в особой точке её пространства параметров [3].

Особая точка описывает максимальную степень неортогональности собственных состояний в неэрмитовой системе. В настоящей работе приводится обзор систем с особыми точками, а также реализация таких систем на конкретных примерах двух магнитных волноводов.

Результаты также обобщаются на твердотельные акустические (фонотные) системы.

Магнонные системы для РТ-симметрии

Необходимо отметить, что фазовый переход в РТ-симметричных системах обусловлен балансом и возможностью управления между потерями и усилением распространяющихся волн. В частности, в магнитных системах динамика спиновых волн или магнонов описывается уравнением прецессии намагниченности Ландау-Лифшица с членом в форме Гильберта, отвечающего за естественные потери в магнитной системе. Для компенсации потерь может быть предложен целый ряд мер таких как, параметрическое усиление волн или введение внешних источников (например, спиновый крутильный момент, спин-холловский момент). В недавних опубликованных работах, касающихся проявления РТ-симметрии в магнонных структурах, внимание уделялось многослойным гетероструктурам, содержащих ферромагнитные слои, разделенные, как правило, немагнитными слоями из тяжелых металлов с сильным спин-орбитальным взаимодействием (СО, Ру и Рт). Потери спиновых волн компенсировались спиновым крутильным моментом, возникающем при протекании тока через слой Рт. Таким образом, в одном из слоев наблюдалось увеличение потерь при распространении спиновых волн, а во втором слое – их уменьшение. В следующей работе рассматривалась аналогичная структура, в которой, однако, магнитные слои были из ЖИГ ($Y_3Fe_5O_{12}$). В обоих случаях связь между волноводами осуществлялась посредством непрямого обменного взаимодействия (RKKY). С точки зрения реализации такие структуры

весьма непросто изготовить, кроме этого неидентичность магнитных слоев и слабое, короткодействующее, взаимодействие между ними не позволяет достичь в системе настоящей РТ-симметрии.

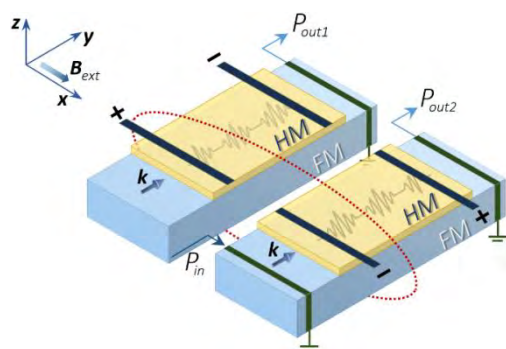


Рис. 1. Связанные магнотные гетероструктуры «ферромагнетик-тяжелый металл»

В нашей работе мы предлагаем по крайней мере две структуры, отличные от ранее предложенных, для наблюдения РТ-симметрии и, в особенности, особые точки для распространяющихся в них спиновых волн. Наши структуры состоят из двух идентичных узких ферромагнитных волноводов (ЖИГ), изготовленных из одного и того же образца на подложке из галлий-гадолиниевого граната методом лазерной резки. В первом случае (рис. 1) волноводы покрыты слоями тяжелого металла, через которые пропускается ток разной полярности, при этом (как и втором случае, рис. 2) связь между волноводами обусловлена диполь-дипольным взаимодействием. Изменяя направление и величину тока в слоях тяжелого металла, можно управлять затуханием на границе ферромагнетик/тяжелый металл, частично его компенсируя или усиливая. Вторая структура (рис. 2а) состоит из связанных дипольно ЖИГ волноводов, которые, однако, покрыты слоем полупроводникового n-GaAs. В обычных условиях ЖИГ-волноводы идентичны, следовательно, свойства спиновых волн в них также идентичны. При облучении полупроводника инфракрасным светом с длиной волны, соответствующей ширине запрещенной зоны в полупроводнике, возникнет заброс электронов из валентной зоны в зону проводимости, что приведет к изменению электрических свойств полупроводника, а именно, он станет более «металлическим». Это, в свою очередь, приведет к изменению дисперсии

спиновых волн и их затухания. Изменяя мощность инфракрасного света, можно управлять параметрами спиновых волн. Фокусируя свет только на один из волноводов, параметры можно изменять только в одном из них, не меняя свойства второго волновода.

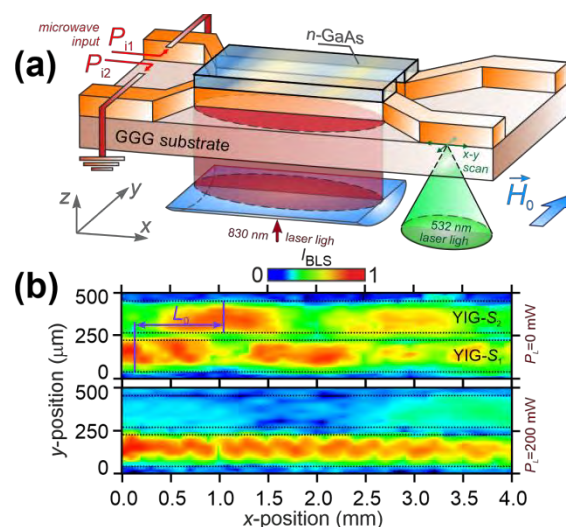


Рис. 2. (а) Латеральная система магнотных микроволноводов с полупроводниковым слоем; (б) пространственное распределение динамической намагниченности при изменении мощности лазерного света, сфокусированного на одном из микроволноводов

На рис. 2б представлены результаты измеренных с помощью установки Мандельштам-Бриллюэновского рассеяния света (МБРС) на спиновых волнах двумерных карт интенсивностей магнотнов в связанных волноводах, на основе которых можно обнаружить особые точки в РТ-симметричных структурах.

Аналогичные расчеты в работе также проделаны для поверхностных акустических волн, распространяющихся в связанных акустических волноводах, в которых также может наблюдаться РТ-симметрия.

Работа поддержана Российским научным фондом, проект 19-19-00607.

Литература

1. C. M. Bender and S. Boettcher // *Physical Review Letters*, V. 80, 5243 (1998).
2. X. Wang, Xi-guang Wang, G. Guo, and J. Berakdar // *Nature Communications*, V. 11, 5663 (2020).
3. Miri et al. // *Science*, 362, 42 (2019).

Исследование интерференции поверхностных магнитостатических волн с помощью обратного спинового эффекта Холла

Ю.В. Никулин¹, А.В. Кожевников¹, С.Л. Высоцкий^{1,2,*}, М.Е. Селезнев¹, 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 поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ), распространяющихся навстречу друг другу в структуре двухслойная пленка железо-иттриевого граната (ЖИГ) – платина. Структура получалась с помощью напыления на поверхность пленки ЖИГ полоски платины толщиной 6 нм. Результат интерференции регистрировался в виде частотной зависимости ЭДС на контактах к полоске платины, при этом расположение контактов позволяло регистрировать продольную, так и поперечную (по отношению к направлению распространения ПМСВ) ЭДС, возникающую по механизму обратного спинового эффекта Холла. Измеренные зависимости ЭДС от величины сдвига фаз между взаимодействующими ПМСВ демонстрируют возможность использования данной структуры для использования в спиновых логических устройствах. При этом использование двухслойной пленки позволяет при фиксированной величине поля подмагничивания наблюдать распространение ПМСВ (и генерацию ЭДС) в двух частотных диапазонах, что расширяет возможности устройств.

Введение

При интерференции двух спиновых волн (СВ) в ферритовых волноводах изменение на входных преобразователях СВ амплитуды и фазы одной из взаимодействующих волн, а также величины поля подмагничивания позволяет в области расположения выходного преобразователя изменять характер интерференции с конструктивной на деструктивную (или наоборот) [1]. Высокая чувствительность картины интерференции к указанным параметрам используется, в частности, для разработки магнитных сенсоров [2]. При этом в качестве выходного сигнала может быть использован не только протектированный СВЧ сигнал с выходного преобразователя, но и напряжение, возникающее на контактах к напыленной на поверхность ферритового волновода полоске платины вследствие обратного спинового эффекта Холла [3].

Методика эксперимента

Для проведения измерений использовалась двухслойная пленка железо-иттриевого граната (ЖИГ), выращенная методом жидкофазной эпитаксии на подложке из гадолиний-галлиевого граната с намагниченностями насыщения и толщинами первого и второго слоев $4\pi M_1=1750$ Гс, $d_1=8$ мкм и $4\pi M_2=640$ Гс, $d_2=6$ мкм, соответственно (см. вставку а) к рис. 1). Из пленки был вырезан волновод с

плоскостными размерами 5 x 12 мм, на поверхности которого с помощью магнетронного распыления и технологии фотолитографии была сформирован датчик из пленки платины толщиной 6 нм, конфигурация которого представлена на вставке б) к рис. 1.

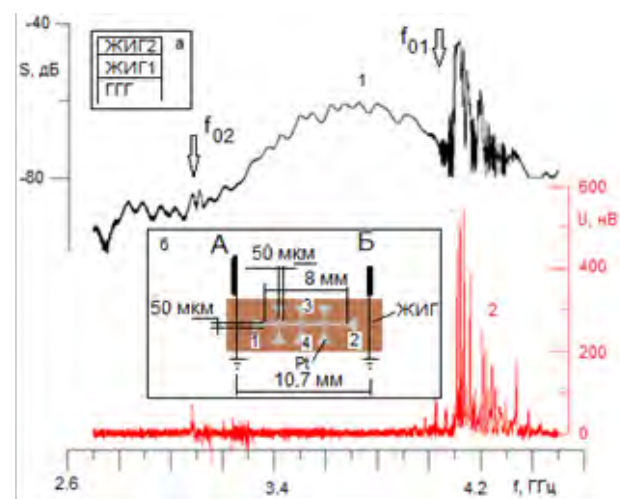


Рис. 1. Зависимость $S(f)$ (кривая 1) и частотная зависимость $U_{12}(f)$ (кривая 2), $N=800$ Э. На вставках показаны расположение слоев пленки ЖИГ (а) и конфигурация датчика из пленки платины (б)

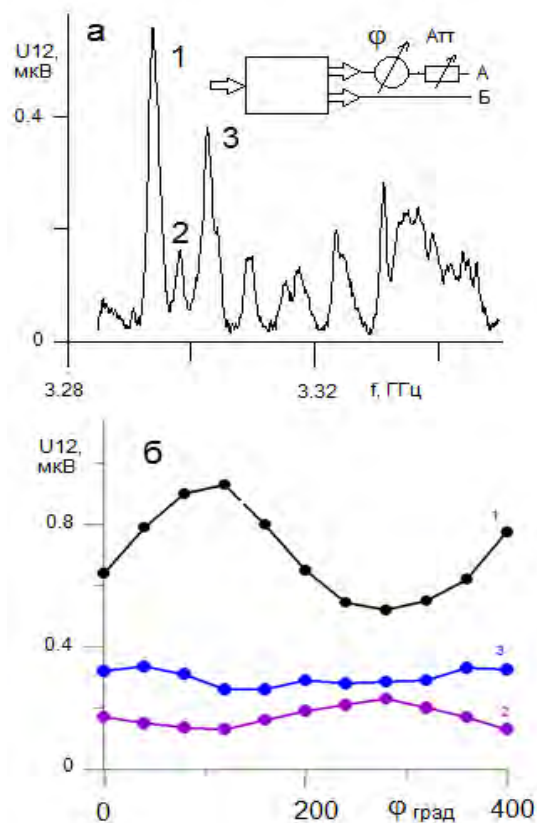
Полученная структура помещалась в макет линии задержки, возбуждение спиновых волн осуществлялось проволочными антеннами диаметром 50 мкм, расстояние между антеннами 10,7 мм.

Магнитное поле H прикладывалось в плоскости структуры параллельно антеннам, что позволяло возбуждать поверхностные (ПМСВ) магнитоэлектрические волны. Треугольные площадки предназначены для присоединения с помощью токопроводящего клея проволочных контактов. Используемая конфигурация датчика позволяет исследовать как продольную U_{12} (относительно направления распространения волн), так и поперечную ЭДС U_{34} на разных участках структуры. В данной работе представлены результаты измерения величины U_{12} с помощью селективного нановольтметра SR830 DSP. Для контроля частотной зависимости коэффициента передачи $S(f)$ МСВ и для использования в качестве генератора СВЧ сигнала при исследовании интерференционных эффектов использовался анализатор цепей Keysight M9374A. СВЧ мощность с выхода векторного анализатора цепей поступала на делитель, с выходов которого подавалась на входные антенны, при этом в тракт питания одной из антенн включались фазовращатель φ и регулируемый аттенюатор (см. вставку к рис. 2а).

Результаты измерений

На рис. 1 показана зависимость $S(f)$ при использовании антенн А и Б как входной и выходной, соответственно (кривая 1), $H=800$ Э. Стрелками показаны нижние границы частотных областей наблюдений ПМСВ. Видно, что ПМСВ в слое 2 (расположена ниже по частоте) при выбранной величине H сильно затухает, а величина генерируемой ЭДС U_{12} (кривая 2) заметно меньше, чем на частотах ПМСВ в первом слое (кривая 2 на рис. 1).

Для реализации встречного распространения ПМСВ сигнал с генератора СВЧ подавался на вход делителя мощности, с выходов которого мощность подавалась на две антенны макета, при этом для управления уровнем падающей на антенны мощности и величиной сдвига фаз φ между поступающими на антенны сигналами в тракт питания одной из антенн включались аттенюатор и фазовращатель. (см. вставку к рис. 2а). На рис. 2а для произвольной величины φ показана часть зависимости $U_{12}(f)$, где несколько пиков пронумерованы. На рис. 2б представлены зависимости максимальной величины этих пиков от φ . 360° – градусная периодичность этих зависимости свидетельствует о том, что изменение уровня сигнала обусловлено интерференцией встречно распространяющихся ПМСВ.



Ри. 2. Часть зависимости $U_{12}(f)$ с рис. 2а и зависимость максимальных величин пронумерованных пиков от сдвига фаз между сигналами, поступающими на входные антенны (б)

Добавим, что при меньших величинах H и расположении возбуждающих антенн над пленкой платины величины U_{12} в частотных интервалах наблюдения ПМСВ в слоях 1 и 2 становятся сопоставимыми, что позволяет при фиксированной величине H наблюдать генерацию ЭДС в двух частотных диапазонах, что расширяет возможности разработки устройств спиновой логики.

Работа выполнена в рамках государственного задания и частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проекты РФФИ №20-07-00973, №20-57-00008, №20-07-00968 и №19-37-90099).

Литература

1. С.Л. Высоцкий, А.В. Кожевников, Ю.А. Филимонов//ФТТ, Т.63, 1258 (2021).
2. M. Balinskiy, H. Chiang, A. Kozhevnikov et al. // J. Magn. Magn. Mater., V. 514, 167046 (2020).
3. M. Balynsky, D. Gutierrez, A. Kitun et al. //Appl. Phys. Lett. 118, 242402 (2021).

Нелокальное влияние тока на генерацию ЭДС поверхностной магнитостатической волной в структуре InSb/ЖИГ

Ю.В. Никулин^{1,2}, М.Е. Селезнев^{1,2}, Ю.В. Хивинцев^{1,2}, А.В. Кожевников¹,
В.К. Сахаров¹, 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.

*yvnikulin@gmail.com

В работе исследовано нелокальное влияние тока протекающего через один из элементов микроструктуры InSb/ЖИГ на генерацию ЭДС при комнатной температуре. Показано, что в структуре InSb/ЖИГ/ГГГ в виде микрополосок шириной 2 и длиной 230 мкм возможна генерация ЭДС величиной более 100 мкВ за счет распространения поверхностной магнитостатической волны. Показано, что в частотной зависимости генерируемого напряжения $U(f)$, наряду с нагревом, проявляется влияние нелокальной спиновой инжекции характеризующейся частотной избирательностью.

Введение

Исследование механизмов генерации ЭДС в структурах полупроводник-магнитный диэлектрик представляет интерес для разработки систем обработки информации на принципах магноники и спинтроники.

В такого рода структурах электроны проводимости полупроводника чувствительны к намагниченности пленки ЖИГ за счет обменного и спин-орбитального взаимодействий, что может приводить к генерации ЭДС при распространении СВ за счет обратного спинового эффекта Холла на интерфейсе InSb/ЖИГ, эффекта увлечения электронов волной в объеме полупроводника, а также за счет нелокального магниторезистивного эффекта.

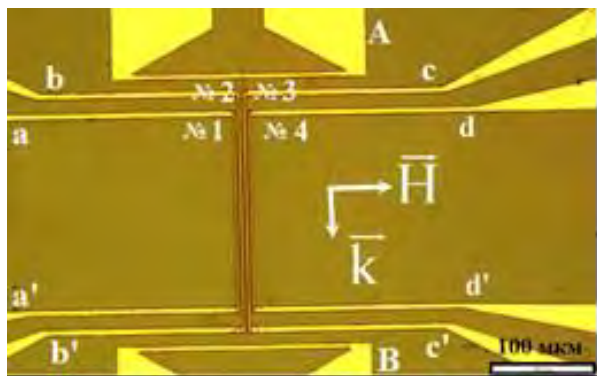


Рис. 1. Изображение структуры InSb/ЖИГ

В данной работе исследовано нелокальное влияние тока протекающего через один из элементов микроструктуры InSb/ЖИГ (рис. 1) на генерацию ЭДС при комнатной температуре.

Методика эксперимента

При изготовлении структуры, на поверхности эпитаксиальной плёнки ЖИГ ($d \approx 19$ мкм, $4\pi M \approx 1750$ Гс) методом термического распыления формировалась текстурированная пленка InSb(111) толщиной $d \approx 500$ нм с подвижностью электронов $1 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, из которой методами фотолитографии и ионного травления формировались четыре электрически изолированные друг от друга параллельные микрополоски (№1 - №4) шириной 2 мкм и длиной $L \approx 190$ (№1 и 4) и 230 мкм (№2 и 3), расположенные на расстоянии 2.5 мкм друг от друга (рис.1). Микрополоски InSb интегрировались с медными микроантеннами (А, В) шириной 4 мкм и длиной 250 мкм, расположенными на расстоянии 270 мкм друг от друга. Для задания тока и измерения генерируемой в структуре ЭДС на концах InSb микрополосок формировались медные контакты (a-a', b-b', c-c', d-d'). При проведении исследований структуры размещались между полюсами электромагнита таким образом, что магнитное поле $H=939$ Э было направлено касательно поверхности пленки ЖИГ и перпендикулярно длине микрополосок InSb, что соответствовало геометрии возбуждения ПМСВ. Измерение частотных зависимостей модуля и фазы коэффициента прохождения S_{12} спиновых волн осуществлялось с использованием векторного анализатора цепей, подключенного к микроантеннам А и В с помощью СВЧ микрозондов. Исследование частотной зависимости ЭДС $U(f)$, генерируемой при распространении ПМСВ производилось с ис-

пользованием селективного вольтметра, который подключался к контактам b-b' (рис.1). При этом, для обеспечения работы вольтметра на входную антенну подавался СВЧ сигнал с импульсной модуляцией (11.33 кГц), что способствовало уменьшению возможного влияния нагрева на регистрируемую ЭДС. Через контакт a-a' (микрополоска №1) пропусклся постоянный ток величины 0–900 мкА.

Результаты эксперимента

На рис.2а представлены зависимости генерируемой ЭДС U от частоты f для микрополоски № 2 полученные для входной мощности $P = 0$ дБм (кривая 1) и $P=5$ дБм (кривая 2). Из рисунка видно, что с ростом входной мощности с 0 до 5 дБм максимальные значения генерируемой ЭДС U увеличиваются с 33 до 130 мкВ. Осциллирующий характер зависимости $U(f)$ для частот вблизи $f^{**} - f^{****}$ может быть связан с переотражением СВЧ мощности СВ от медных контактных полосок. Далее эти частоты, наряду с $f_0 = \gamma\sqrt{H_0(H_0 + 4\gamma M_0)}$, были выбраны для исследования нелокального влияния тока пропускаемого через микрополоску №1 на ЭДС U генерируемую на микрополоске №2. В отсутствие СВЧ накачки нелокальная магниторезистивная зависимость $U(H)$ при токе $I=900$ мкА задаваемого в микрополоску №1 показана на рис. 2б. Видно, что в зависимости проявляется влияние обратного спинового эффекта Холла.

На рис. 3а приведены зависимости генерируемой ЭДС U от частоты f для микрополоски № 2 полученные для различных значений тока I пропускаемого через микрополоску №1: кривая 1– 0 мкА, 2 – 400 мкА, 3 – 600 мкА, 4 – 700 мкА, 5 – 700 мкА, 6 – 900 мкА. Из рисунка видно, что с ростом тока I наблюдается монотонное уменьшение амплитуды пиков вблизи частот $f^{**} - f^{****}$, тогда как для частот вблизи f_0 и f^* при токах $I \leq 600$ мкА происходит увеличение амплитуды пиков, а при $I > 700$ мкА уменьшение амплитуды. Кроме того с увеличением тока происходит сдвиг по частоте влево амплитуд пиков за исключением пика вблизи частот f^* . Указанные изменения, по-видимому, могут быть связаны как с резистивным нагревом структуры за счет протекания тока через микрополоску №1, что

проявляется в зависимостях $S_{12}(f)$ (см. рис.3б), так и с нелокальной инжекцией спинов из микрополоски №1.

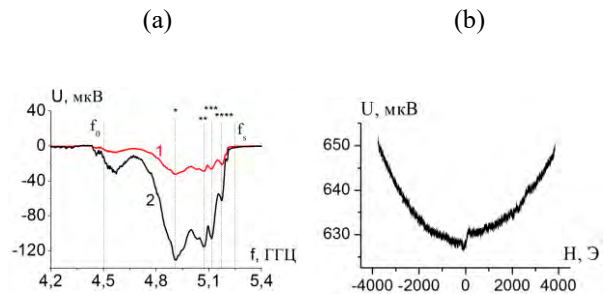


Рис. 2. (а) Зависимости генерируемой ЭДС U от частоты f для микрополоски № 2 полученные для входной мощности $P = 0$ дБм (кривая 1) и $P=5$ дБм (кривая 2); (б) Частотная зависимость коэффициента прохождения S_{12} (кривая 1) и дисперсионная характеристика $k(f)$ (кривая 2). Внешнее магнитное поле $H=939$ Э.; (в) Нелокальная магниторезистивная зависимость $U(H)$ в отсутствие СВЧ накачки – ток $I=900$ мкА задается в микрополоску №1, напряжение U измеряется на микрополоске №2, магнитное поле H лежит в плоскости структуры и направлено перпендикулярно микрополоскам

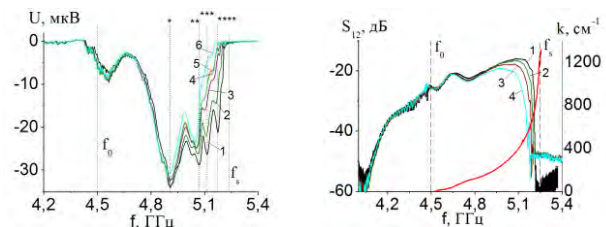


Рис. 3. (а) Зависимости генерируемой ЭДС U от частоты f для микрополоски № 2 полученные для различных значений тока I пропускаемого через микрополоску №1: кривая 1– 0 мкА, 2 – 400 мкА, 3 – 600 мкА, 4 – 700 мкА, 5 – 700 мкА, 6 – 900 мкА.; (б) Дисперсионная характеристика $k(f)$ и зависимости коэффициента прохождения S_{12} от частоты f для четырех значений тока I пропускаемого через микрополоску №1: 1– 0 мкА, 2 - 400 мкА, 3 – 600 мкА, 4 – 900 мкА. Измерения выполнены для входной мощности $P = 0$ дБм и $H=939$ Э

Работа выполнена в рамках государственного задания и частично поддержана РФФИ (проект № 20-07-00968).

Особенности диэлектрической проницаемости многослойных nanoостровковых систем (FeNi-Al₂O₃)_N

Д.Д. Носкова*, Ф.А. Пудонин, И.А. Шерстнев

Физический институт академии наук имени П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, стр. 4, Москва, 119991.

*dasha.noskova.1998@mail.ru

Ранее нами экспериментально обнаружен аномально большой эффект оптической невязимности в nanoостровковых структурах типа FeNi-Al₂O₃N. Было предположено, что изучение диэлектрической проницаемости этих систем поможет понять физическую природу этого явления. В связи с этим, мы исследовали диэлектрическую проницаемость данных структур в зависимости от толщины слоев пермаллоя и оксида.

Введение

Ранее нами был обнаружен аномально большой по величине эффект оптической невязимности в nanoостровковых структурах типа (FeNi-Al₂O₃)_N, который отсутствовал, когда слои FeNi становились сплошными при толщине пленки большей перколяционного порога. Величина эффекта более чем на два порядка превышала величину этого же эффекта, возникающего в системах магнитных наночастиц специальной формы [1] из-за существования в этих наночастицах вихревой намагниченности. Было предположено, что эффект невязимности в nanoостровковых структурах обусловлен именно супервихревой намагниченностью. В таком супервихре намагниченность сосредоточена не в отдельных nanoостровах, а распределена по некоторому их множеству [3]. Однако, не было обнаружено, как в случае магнитных наночастиц, влияния на этот эффект внешнего магнитного поля вплоть до $H \sim 1.5$ Т. По этой причине вопрос о физической природе эффекта невязимности в многослойных nanoостровковых системах остается открытым. Предполагается, что изучение диэлектрической проницаемости может помочь понять физические механизмы, ответственные за возникновение эффекта. Целью данной работы является исследование диэлектрической функции ϵ ($Re \epsilon$ и $Im \epsilon$) структур (FeNi-Al₂O₃)_N в зависимости от толщины слоев FeNi и Al₂O₃.

Методика эксперимента

В работе использовались структуры, выращенные на диэлектрических керамических подложках (сигтал) методом RF-распыления. Структуры состояли из нескольких островковых слоев FeNi, разделенных

диэлектрическим слоем Al₂O₃. Толщина слоев FeNi изменялась от 0.4 до 4,5 нм, толщина слоев Al₂O₃ изменялась от 0.3 до 10 нм. Число периодов обычно составляло $N=7$.

Для исследования диэлектрической проницаемости структур использовался метод спектральной эллипсометрии в диапазоне длин волн $\lambda \sim 350-1100$ нм. В этом методе для каждой структуры измеряются эллипсометрические параметры $\Delta(\lambda)$ и $\Psi(\lambda)$ в зависимости от длины волны падающего света λ и от параметров структуры (толщины слоев и комплексного коэффициента преломления N). Для расчета $Re \epsilon$ и $Im \epsilon$ использовались две модели. В первой модели многослойная структура заменялась одиночным слоем с эффективными значениями $Re \epsilon^*$ и $Im \epsilon^*$ и рассчитывались их зависимости от толщины пленки. Данная модель адекватно описывает реакцию структуры в целом на внешнее оптическое возбуждение. В данной модели автоматически учтены все взаимодействия между слоями. Во второй модели использовалась многослойная модель, в которой рассчитывались $Re \epsilon$ и $Im \epsilon$ для металлических слоев FeNi в структуре в зависимости от их толщины. Причем значения $Re \epsilon$ и $Im \epsilon$ для слоев FeNi были эффективными в случае островковой пленки (островковая пленка считалась сплошной с некоторыми эффективными параметрами диэлектрической проницаемости).

Результаты

Было найдено, что перколяционный порог d^* для многослойных структур с толщинами слоев Al₂O₃ $d > 3-4$ нм практически совпадает с $d^* \sim 1.8-2.0$ нм для однослойных пленок FeNi. Для многослойных структур с толщинами слоев FeNi $d > d^*$, т.е. для

сплошных слоев FeNi, диэлектрическая проницаемость возрастает при увеличении их толщины. Примерно такой характер поведения диэлектрической проницаемости для полупроводников и полуметаллов был предсказан Л.В.Келдышем при исследовании зависимости кулоновского взаимодействия от толщины пленки [2].

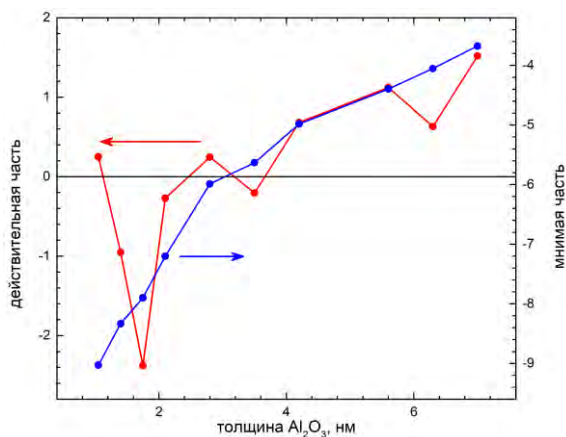


Рис. 1. Зависимость ϵ от d (Al_2O_3) для слоев FeNi по однослойной модели

Наиболее интересными являются структуры, в которых имеется туннельная или обменная связь между слоями FeNi через спейсер Al_2O_3 . Поэтому была выращена серия структур $[\text{FeNi}(1.1\text{нм})-\text{Al}_2\text{O}_3(x)]_7$. В этих структурах слои FeNi являются островковыми ($\text{Re } \epsilon > 0$) с фиксированной эффективной толщиной $d \sim 1.1 \text{ нм} < d^*$, а толщина слоев Al_2O_3 изменяется от 1 до 7 нм. На Рис. 1 приведена зависимость ϵ от толщины слоев Al_2O_3 на длине волны света $\lambda = 0.6 \text{ мкм}$). Отметим, что «металлическое» поведение островковой системы при толщине спейсера $d < 2 \text{ нм}$ является необычным: многослойная система остается островковой, но имеет диэлектрическую проницаемость подобную металлической пленке. Можно предполо-

жить, что величина 2 нм является длиной, на которой имеет место обменное взаимодействие. Поэтому можно сделать вывод, что обменное взаимодействие между островковыми магнитными слоями оказывает сильное воздействие на диэлектрическую проницаемость всей островковой структуры в целом, вплоть до изменения знака $\text{Re } \epsilon$.

Обсуждения

В работе были исследованы зависимости ϵ от толщины слоев Al_2O_3 для структур, в которых эффективная толщина слоев FeNi соответствует перколяционному порогу $d \sim 1.8 \text{ нм}$. Обнаружено, что характер поведения зависимости $\text{Re } \epsilon$ от толщины слоев Al_2O_3 металлический. При уменьшении толщины слоев Al_2O_3 наблюдается существенное увеличение отрицательного значения $\text{Re } \epsilon$, т.е. можно сказать, что такая многослойная структура в области перколяционного порога становится все более «металлической», что может быть обусловлено сильным обменным взаимодействием между перколяционными слоями FeNi. При толщине слоев Al_2O_3 $d > 4 \text{ нм}$, когда обменное взаимодействие между слоями FeNi уменьшается, $\text{Re } \epsilon$ стремится к 0. В этом случае возникает неопределенность в определении, какому типу (металлическому или диэлектрическому) состояния соответствуют структуры с толщиной слоев FeNi $d \sim d^*$.

Литература

1. Udalov O. G., Sapozhnikov M. V., Karashtin E. A., Gribkov B. A., Gusev S. A., Skorohodov E. V., Rogov V. V., Klimov A. Y. and Fraerman A. A., 2012 Phys. Rev. B **86** 094416.
2. I.V. Ledysh, JETP Letters, 29(11), p. 716-719, 1979.
3. Boltaev, A. P., Pudonin, F. A., Sherstnev, I. A., Appl. Phys. Lett., 102, 142404 (2013).

Оптическая невзаимность в многослойных наностроекковых системах на основе Bi

Д.Д. Носкова*, А.М. Шадрин, Ф.А. Пудонин, И.А. Шерстнев

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Ленинский проспект 53 стр 4, Москва, 119991.

*dasha.noskova.1998@mail.ru

В многослойных немагнитных структурах с островками Bi - (Bi-Al₂O₃)_N обнаружен аномально большой по величине эффект оптической невзаимности. Показано, что этот эффект может быть тесно связан с особенностями размерного квантования диэлектрической проницаемости в наностроекковых слоях Bi. Найдено, что в этих островковых системах наблюдается металлический характер оптического отклика при толщине диэлектрического слоя Al₂O₃ $d < 1.6$ nm, когда $\text{Re } \epsilon$ становится отрицательным.

Введение

Ранее, в многослойных системах из магнитных наностроекков – [FeNi-Al₂O₃]₇ был обнаружен аномально большой (до 2 угловых градусов) по величине эффект оптической невзаимности, который, как было предположено, был связан с возникновением супервихревого типа намагниченности наностроекковых слоев FeNi. Однако, в этих наностроекковых системах эффект невзаимности никак не зависел от приложенного внешнего магнитного поля вплоть до $H \sim 1.5$ Т, как это было, например, в наночастицах Co или CoFe. Такая независимость эффекта от магнитного поля может быть связана с наличием некоего дополнительного, пока неизвестного механизма, не связанного с вихревой или супервихревой намагниченностью множества магнитных наностроекков. Это значит, что и в многослойных системах из немагнитных наностроекков также может наблюдаться эффект оптической невзаимности. Мы полагаем, что этот эффект может быть связан с особенностями диэлектрической проницаемости данных систем. В данной работе приведены результаты исследования эффекта оптической невзаимности и диэлектрической проницаемости в многослойных системах из немагнитных наностроекков Bi - [Bi-Al₂O₃]_N.

Методика эксперимента

Для исследования эффекта оптической невзаимности и диэлектрической проницаемости ϵ в островковых системах из Bi методом RF-sputtering были изготовлены серии структур [Bi-Al₂O₃]₇ с постоянной эффективной толщиной островковых слоев Bi $t \sim 1.4$ nm, которая меньше перколяционного порога, и различными толщинами d слоев Al₂O₃. Для нахождения перколяционного порога для пленок

Bi дополнительно была выращена серия однослойных пленок Bi с переменной толщиной t . Скорости осаждения слоев определялись заранее непосредственно перед выращиванием структур и составляли для Bi 14.3 nm/min., а для Al₂O₃ – 7 nm/min. Эффективная толщина слоев определялась по времени осаждения. Технология выращивания таких многослойных структур была аналогична той, что использовалась для получения структур с островковыми слоями FeNi, Bi и Co. Толщина слоев Al₂O₃ изменялась в диапазоне 0.7 - 7.0 nm. В качестве подложек использовались полированные пластины керамики (ситал), основным компонентом которой является TiO₂ (rutile phase). Для защиты от воздействия внешней атмосферы все выращенные структуры закрывались слоем Al₂O₃ толщиной $d \sim 2.0$ nm.

Результаты

На Рис.1 представлена зависимость величины невзаимности $\Delta\omega$ от угла поворота образцов вокруг своей оси для d (Al₂O₃) 1.4 nm (кривая 1) и 7 nm (кривая 2). Можно видеть, что для структур с $d(\text{Al}_2\text{O}_3) \sim 7$ nm зависимость $\Delta\omega$ (ϕ) практически отсутствует. Это значит, что когда слои Bi в структуре не связаны между собой, например, туннельным или иным образом, т.е слои независимы, то эффект невзаимности отсутствует. В тоже время для структур с $d(\text{Al}_2\text{O}_3) \sim 1.4$ nm наблюдается сильная зависимость $\Delta\omega$ от ϕ с максимальным значением $\Delta\omega \sim 2.2^\circ$ при $\phi \sim 100^\circ$. Значение $\Delta\omega \sim 2.2^\circ$ является очень большой величиной, которая превышает $\Delta\omega \sim 2^\circ$ для структур с магнитными наностроекками из FeNi или наночастицами Co. Таким образом, когда слои Bi в многослойной структуре располагаются близко друг к другу, то в этой системе имеет место аномально большой эффект оп-

тической невязности, т.е. такие структуры являются хиральными.

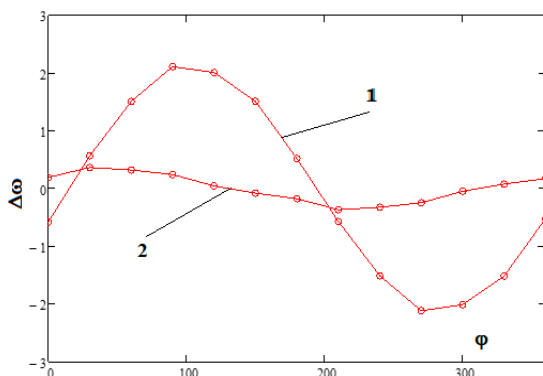


Рис. 1. Зависимость величины невязности $\Delta\omega$ от угла поворота образцов вокруг своей оси для $d(\text{Al}_2\text{O}_3)$ 1.4 нм (кривая 1) и 7 нм (кривая 2)

Обсуждение

Отметим, что существование эффекта оптической невязности в структурах с магнитными наночастицами и наностровами связано с наличием в них вихревым (супервихревым) типом намагничивания. Однако, в структурах с наностровами из Vi намагниченность как вихревая, так и обычная, отсутствует. Это значит, что хиральность структур с Vi имеет не магнитную природу. При изучении зависимости величины эффект невязности $\Delta\omega$ от толщины d слоев Al_2O_3 было обнаружено, что для структур с $d(\text{Al}_2\text{O}_3) \leq 2.1 \text{ nm}$ имеет место эффект оптической невязности, а для структур с $d(\text{Al}_2\text{O}_3) \geq 2.8 \text{ nm}$ эффект невязности постепенно исчезает. Ранее было предположено, что в магнитных островковых структурах ($\text{FeNi-Al}_2\text{O}_3$) [2] на $\Delta\omega$ может оказывать влияние особенности поведения диэлектрической проницаемостью ϵ в этих структурах. Было предположено, что и в случае структур с Vi $\Delta\omega$ может зависеть от ϵ . В свою очередь ϵ может быть связана с толщиной d слоев Al_2O_3 , которая определяет степень взаимодействия между островковыми слоями Vi в многослойной структуре. При исследовании

диэлектрической проницаемости в многослойных системах с островковыми слоями Vi было найдено, что возникновение эффекта невязности связано с особенностями зависимости ϵ от толщины d слоев Al_2O_3 . Ранее, Л.В. Келдышем [3] было показано, что кулоновское взаимодействие в двумерных слоях полуметалла возрастает при уменьшении их толщины и зависит от диэлектрической проницаемости сред, окружающей полуметаллический слой — $E \sim 1/(\epsilon_1 + \epsilon_2)^2$, где ϵ_1 и ϵ_2 — диэлектрическая проницаемость среды сверху и снизу полуметаллического слоя. Т.е. при уменьшении толщины полуметаллической пленки имеет место эффект размерного квантования диэлектрической проницаемости, проявляющийся в уменьшении ϵ . В случае многослойных структур $(\text{Vi} - \text{Al}_2\text{O}_3)_N$ эффективные диэлектрические проницаемости сред сверху и снизу от каждого слоя Vi состоят из нескольких слоев Vi и Al_2O_3 и будут изменяться в зависимости от толщины слоев Al_2O_3 . Это значит, что ϵ каждого слоя Vi также будет изменяться. Также было найдено, что при толщине диэлектрического слоя $d < 1.6 \text{ nm}$ наблюдается металлический характер оптического отклика, т.е. $\text{Re } \epsilon < 0$. Таким образом, мы полагаем, что обнаруженный аномально большой эффект оптической невязности связан с особенностями размерного квантования ϵ в многослойных структурах с островковыми слоями Vi .

Литература

1. Boltaev, A. P.; Pudonin, F. A.; Sherstnev et al, «Anomalous optical nonreciprocity in magnetic nanoisland arrays», JOURNAL OF PHYSICS - CONDENSED MATTER, v. 30 (29) №: 295804, JUL 256 2018.
2. D.D. Noskova, F.A. Pudonin, I.A. Sherstnev et al, «Permittivity features of multilayer nanoisland systems [FeNi-Al₂O₃]», Physics Letters A, 410 (2021), 127546.
3. L.V.Keldysh «Coulomb interaction in thin semiconductor and semimetal films», JETP Letters, 29(11), p. 716-719, (1979).

К теории необратимости в спектрах CuV_2O_4

А.Р. Нурмухаметов*, М.В. Еремин§

Институт физики, КФУ, ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008.

*srgalex@list.ru, §meremin@kpfu.ru

Разработана микроскопическая теория оптической необратимости в CuV_2O_4 . Рассчитаны уровни энергии и волновые функции Cu^{2+} ($3d^9$) в CuV_2O_4 , а также вероятности суммарных магнитных и электрических дипольных переходов. Экспериментально наблюдаемые эффекты анализируются в рамках сценария об интерференции между магнитными и электрическими дипольными переходами. Результаты расчета согласуются с экспериментальными данными по спектрам поглощения и фотолюминесценции в области энергии 1.4 эВ. Построены диаграммы асимметрии люминесценции для различных направлений внешнего магнитного поля и волнового вектора падающего света.

Введение

В последнее годы повышенное внимание привлекает явление необратимости (невзаимности) в терагерцевых и оптических спектрах мультиферроиков. Коэффициент прохождения света через пластинку меняется при изменении направления внешнего магнитного поля, а в постоянном магнитном поле – при переключении направления волнового вектора электромагнитной волны. Так, для описания свойств CuV_2O_4 использованы такие новые термины как: one-way transparency [1], nonreciprocal directional dichroism [1], directional asymmetry of luminescence [2], оптический диод и др.

Метод расчета

Нами анализируются экспериментальные данные, полученные для CuV_2O_4 на частоте перехода иона меди в области 1.4 эВ. Ионы Cu^{2+} находятся в позициях без центра инверсии, поэтому этот переход разрешен одновременно как по магнитно-дипольному, так и по электро-дипольному механизму. Гамильтониан модели записывался в виде

$$H = H_{cr} + H_{SO} + H_{ex} + H_Z. \quad (1)$$

Первое слагаемое – оператор энергии кристаллического поля, второе – спин-орбитального взаимодействия, третье – оператор обменного взаимодействия с соседними магнитными ионами, последнее – оператор энергии взаимодействия с внешним магнитным полем. Уровни энергии и волновые функции рассчитывались численно с использованием приближения молекулярного поля.

Матричные элементы оператора магнитных дипольных переходов H_M рассчитывались по стандартной схеме. Эффективный оператор электриче-

ских дипольных переходов H_E , как и в [3], выводился с учетом смешивания состояний основной электронной конфигурации $3d^9$ с возбужденной $3d^84p$ из-за нечетного кристаллического поля, а также с учетом виртуальных перебросов электронов из внешних оболочек ионов кислорода в $3d$ -оболочку меди. Интенсивность перехода между основным (g) и возбужденным (e) состоянием пропорциональна сумме квадратов модулей матричных элементов по четырем позициям ионов меди в элементарной ячейке:

$$I_{ge} \propto \sum \left| \langle g | H_M + H_E | e \rangle \right|^2 \quad (2)$$

Результаты и обсуждение

Найдено, что матричные элементы магнитных и электрических дипольных переходов одного порядка величины, поэтому возможна интерференция электро- и магнитно-дипольных переходов. Эта интерференция зависит от направления волнового вектора света, поляризации компонент электрического и магнитного поля световой волны и внешнего магнитного поля. В определенных конфигурациях векторов суммарная вероятность перехода может как усиливаться, так и уменьшаться, т.е. можно говорить об интерференции. Рассчитанное изменение коэффициента поглощения образца при изменении направления внешнего магнитного поля для переходов на компоненты первого возбужденного дублета в области 1.4 эВ, приведенное на Рис.1, по порядку величины и зависимости от поляризации света соответствует имеющимся экспериментальным данным [1].

Сценарий интерференции магнитных и электрических дипольных переходов объясняет также явление необратимости в фотолюминесценции [2]. Явление асимметрии люминесценции напрямую свя-

зано с явлением невзаимности в спектрах поглощения, т.к. вероятность излучательного перехода пропорциональна той же сумме квадратов модулей матричных элементов электрических и магнитных дипольных переходов.

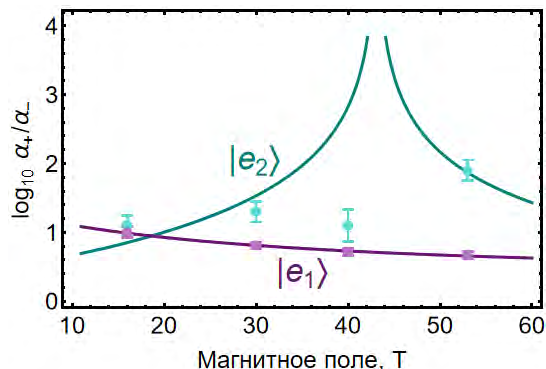


Рис. 1. Рассчитанная зависимость параметра невзаимности от величины внешнего магнитного поля $\mathbf{B} \parallel [001]$ при изменении направления света, падающего на пластинку. α_+ и α_- – коэффициенты поглощения для волнового вектора \mathbf{k}^ω вдоль и против кристаллографического направления $[110]$ соответственно (сплошные линии). Компоненты линейно поляризованной световой волны $\mathbf{E}^\omega \parallel [110]$ и $\mathbf{B}^\omega \parallel [001]$. Точками изображены экспериментальные данные, приведенные в работе [1]

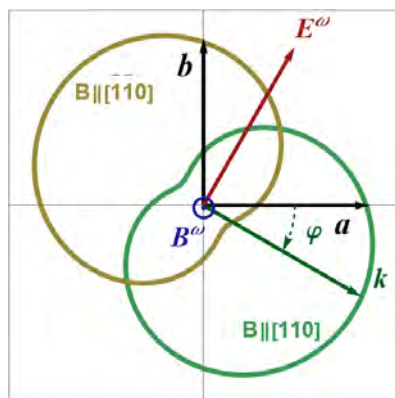


Рис. 2. Рассчитанная диаграмма изменения относительной интенсивности фотолюминесценции в плоскости ab кристалла CuV_2O_4 при переключении направления внешнего магнитного поля $\mathbf{B} = \pm 0.05$ Т вдоль направления $[110]$. Длина полярного вектора (вдоль волнового вектора излучения \mathbf{k}^ω) считается пропорциональной суммарной вероятности переходов из возбужденных состояний в основное, т.е. сумме I_{ge} из формулы (2) по двум компонентам возбужденного крамерсова дублета. Предполагается, что вектор антиферромагнетизма $\mathbf{L} \parallel [1-10]$. Компонента световой волны \mathbf{B}^ω осциллирует вдоль оси c

Развитая микроскопическая теория необратимости (невзаимности) позволяет рассчитать асимметрию фотолюминесценции при различных направлениях волнового вектора излучения относительно кристаллографических осей CuV_2O_4 . Часть наших результатов представлена на Рис. 2.

Параллельно с микроскопическими расчетами суммарных электрических и дипольных переходов, нами применялся теоретико-групповой метод определения инвариантных компонент магнитоэлектрического тензора при различных вариантах поляризации света и направления внешнего магнитного поля. Так, используя симметричный анализ, найдено, что при внешнем магнитном поле $\mathbf{B} \parallel [110]$, асимметрия люминесценции может наблюдаться при $\mathbf{B}^\omega \parallel [001]$, но она запрещена при $\mathbf{E}^\omega \parallel [001]$. Построены диаграммы асимметрии люминесценции (directional asymmetry of luminescence) для наиболее интересных направлений волнового вектора излучения и напряженности внешнего магнитного поля.

Использованный нами метод расчета параметра невзаимности может быть применен для анализа этого эффекта в других областях спектра иона меди в CuV_2O_4 . В частности, экспериментальные исследования в областях поглощения 1.7 и 1.9 eV могут пополнить сведения о параметрах взаимодействия 3d электронов с электрической компонентой световой волны.

Авторы благодарны Р. В. Писареву, М. Н. Поповой и Д. Р. Яковлеву за полезное обсуждение экспериментальных данных и ценные замечания.

Работа выполнена при поддержке Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

Литература

1. S. Toyoda, N. Abe, S. Kimura, Y.H. Matsuda, T. Nomura, A. Ikeda, S. Takeyama, and T. Arima // *Physical Review Letters*, V. 115, 267207 (2015).
2. S. Toyoda, N. Abe, and T. Arima // *Physical Review B*, V. 93, 201109(R) (2016).
3. М. В. Еремин. *ЖЭТФ*, Т. 156, вып. 6, 1084 (2019).

Невзаимное распространение спиновых волн в системе латеральных двуслойных магнитных волноводов

С.А. Одинцов^{1,*}, Е.Н. Бегинин¹, Э.Г. Локк², А.В. Садовников¹

¹ Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

² Фрязинский филиал ИПЭ РАН, пр. Введенского, 1, Фрязино, Московская обл., 141190.

*odinoff@gmail.com

С помощью численного моделирования и экспериментального исследования проведено исследование влияния геометрических параметров на распространение поверхностной магнитостатической волны в латеральной системе магнитных структур на основе двуслойных пленок железо-иттриевого граната. Результаты численного и экспериментального исследования находятся в хорошем соответствии друг с другом.

Введение

Магнитные тонкопленочные системы (МТС) имеют особое значение из-за широкого практического применения в обработке сигналов индустрии магнитной записи/хранения и новых метаматериалов [1]. Разнообразие систем МТС включает системы одиночных магнитных пленок, двойных магнитных пленок и многослойных магнитных пленок, состоящих из ферромагнитных (ФМ), антиферромагнитных (АФМ) и немагнитных (НМ) пленок различной толщины и расположения слоев, среди которых многослойные ФМ/НМ в последнее десятилетие приобрели долгосрочный интерес. Динамика спиновых волн (СВ) в наноразмерных ферромагнитных (ФМ) пленках была предметом обширных исследований в последние десятилетия. Поскольку длина волны СВ короче, чем у электромагнитных волн в гигагерцовом диапазоне частот, то это открывает лучшие перспективы для миниатюризации магнитных устройств [2].

Известно, что амплитуда прецессии намагниченности поверхностных мод должна быть несимметричной относительно направления распространения называется невзаимностью спиновых волн. Это поведение хорошо известно и было экспериментально измерено в микро- и наноразмерных магнитных пленках с использованием Мандельштам-Брилюэновской спектроскопии [3]. Использование диэлектрических пленок ЖИГ дает больше преимуществ по сравнению с металлическими пленками из-за значительно меньших спиновых потерь в ЖИГ.

С другой стороны, в контексте обработки данных невзаимность спиновых волн, которая может про-

являться в фазовой, амплитудной или частотной зависимости направления распространения СВ, представляет собой мощный инструмент для возможных приложений в коммуникациях и логические устройства [4,5]. Также двуслойные структуры поддерживают отдельные многочастотные полосы распространения спиновых волн, что открывает альтернативные пути для изготовления невзаимных магнитных устройств [6]. Учитывая выше сказанное, большой интерес представляет исследование невзаимности СВ в латеральных структурах: которые имеют множество вариантов управления режимами распространения СВ.

Основная часть

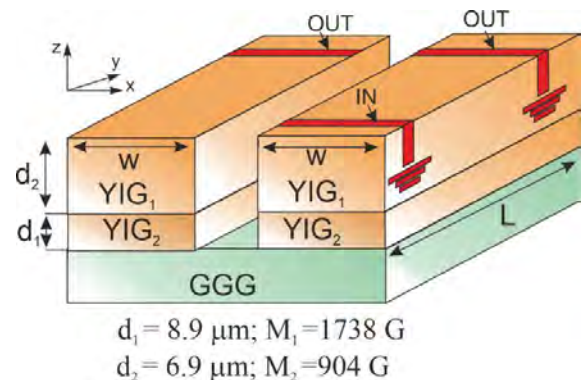


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемой структуры

В настоящей работе рассматриваются структуры, состоящие из латерально связанных двуслойных ЖИГ волноводов при этом в слоях в разных слоях разная намагниченность насыщения. Такие структуры могут быть использованы в качестве базовых элементов для создания различных устройств, таких как фильтров, ответвителей, делителей, мульти-

плексоров и т.д. Проведено микромагнитное моделирование исследуемой структуры методом конечных разностей. Методом конечных элементов проведено численное моделирование и исследование динамики распространения СВ в системе двух ограниченных в поперечном направлении латеральных волноводов из железа – иттриевого граната. Показано, как влияют геометрические параметры волноводов на динамику спиновых волн в двухслойных латеральных структурах.

На рис. 1 показано схематичное изображение исследуемой структур, которая состоит из двух двухслойных волноводов, расположенных латерально. Ширина обоих волноводов составляет $w = 200$ мкм, а толщина $t = 15,8$ мкм. Расстояние между волноводами составляло 40 мкм. Длина волноводов составляла 6 мм. Структура была помещена в однородное статическое магнитное поле $H = 1200$ Э, ориентированное вдоль короткой оси каждого волновода для эффективного возбуждения направляемой магнитостатической поверхностной волны (MSSW). При исследовании поле меняло направление на противоположное, для возбуждения ПМСВ, которая распространялась в обратную сторону, таким образом можно было наблюдать эффект невязности СВ в исследуемой структуре. С помощью магнитостатического подхода и численного моделирования задачи на собственные значения было продемонстрировано, что дипольное взаимодействие между слоями, создаваемое динамическими намагниченностями, является заметным источником невязности в частоте спиновых волн. Стоит отметить, что рассматриваемый класс двухслойных структур может использоваться для расширения функциональности устройств обработки информации на принципах магноники [7-8].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№19-29-03034).

Литература

- 1 R. Camley, Z. Celinski, T. Fal, A. Glushchenko, A. Hutchison, Y. Khivintsev, B. Kuanr, I. Harward, V. Veerakumar, V. Zagorodnii // *J. Magn. Magn. Mater* – 2009 – Vol. 321 – P.2048 – 2054
- 2 A.V. Sadovnikov, G. Talmelli, G. Gubbiotti, E.N. Beginin, S. Sheshukova, S.A. Nikitov, C. Adelman, F. Ciubotaru, Reconfigurable 3D magnonic crystal: Tunable and localized spin-wave excitations in CoFeB meander-shaped film // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 544, 2022,
- 3 168670, V.E. Demidov, M.P. Kostylev, K. Rott, P. Krzysteczko, G. Reiss, S.O. Demokritov // *Appl. Phys. Lett.* – 2009 – Vol.95 – P.112509
- 4 С.А. Одинцов, А.А. Амиров, А.А. Грачев, В.В. Родионова, А.В. Садовников // *Физика твердого тела*, 2021, том 63, вып. 9. С.1317
- 5 S.A.Odintsov, S.E.Sheshukova, S.A.Nikitov, E.H.Lock, E.N.Beginin, A.V.Sadovnikov // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* Vol. 546 (2021), 168736
- 6 S. A. Odintsov a, E. N. Beginin, S. E. Sheshukova and A. V. Sadovnikov Reconfigurable Lateral Spin-Wave Transport in a Ring Magnonic Microwaveguide// *JETP Letters*, 2019, Vol. 110, No. 6, pp. 430–435. ISSN 0021-3640
- 7 А.В. Садовников, С.А. Одинцов, Е.Н. Бегинин, А.А. Грачев, В.А. Губанов, С.Е. Шешукова, Ю.П. Шараевский, С.А. Никитов // *Письма в ЖЭТФ*, 107, 1, 29 – 34 (2018).
- 8 А.В. Садовников, А.А. Грачев, С.А. Одинцов, А.А. Мартышкин, В.А. Губанов, С.Е. Шешукова, С.А. Никитов // *Письма в ЖЭТФ*, 108, 5, 332-338, (2018).

Усиленный магнитоэлектрический эффект в композитах на основе полимера и его биомедицинские приложения

А.С. Омелянчик, К.В. Соболев, В.Г. Колесникова, В.Н. Антипова, Е.В. Левада, А.А. Амиров, В.В. Родионова *

Балтийский федеральный университет им. И. Канта, ул. А. Невского, 14, Калининград, 236041.

* vvrodionova@kantiana.ru

Изготовлены и исследованы полимерные магнитоэлектрические композиты на основе поливинилденфторида (PVDF) и его сополимера с наполнителями из частиц магнитных ферритов и сегнетоэлектрического титаната бария. Проведены комплексные исследования микроструктуры, магнитных, механических и магнитоэлектрических свойств полученных образцов композитов. Продемонстрирована возможность управления свойствами полимерных магнитоэлектрических композитов посредством изменения состава матрицы, наполнителей, а также их концентрации.

Введение

Полимерные магнитоэлектрические (МЭ) композиты на сегодняшний день являются одним из перспективных классов «умных» материалов для биомедицинских приложений благодаря не только возможности взаимного управления их магнитными и электрическими свойствами, но и механической гибкости, простоте изготовления и биосовместимости. В настоящей работе рассмотрен наиболее распространенный тип полимерного МЭ композита, относящегося к типу связности 0-3. В нашем случае объекты исследования представляли собой композитные материалы, состоящие из пьезоэлектрического полимера на основе поливинилденфторида (PVDF), в матрицу которого встроены магнитные и сегнетоэлектрические добавки. Целью настоящей работы является изучение возможностей управления магнитными, механическими и магнитоэлектрическими свойствами нанокомпозитов посредством изменения состава матрицы и параметров наполнителей:

- 1) состав матрицы (PVDF или PVDF-TrFE),
- 2) состав и концентрация магнитных добавок: наночастиц CoFe_2O_4 (CFO) или $\text{Zn}_{0.25}\text{Co}_{0.75}\text{Fe}_2\text{O}_4$ (ZCFO),
- 3) концентрации сегнетоэлектрических частиц BaTiO_3 .

Образцы и методика эксперимента

Серия полимерных композитов, на основе пьезоэлектрических полимеров (PVDF/PVDF-TrFE) с добавлением магнитных наночастиц (размерами

порядка 16 ± 2 нм) CoFe_2O_4 или $\text{Zn}_{0.25}\text{Co}_{0.75}\text{Fe}_2\text{O}_4$ (массовая доля 5-30 %) и, для части образцов, сегнетоэлектрических микрочастиц (размерами порядка 2-3 мкм) BaTiO_3 (массовая доля 5-10 %) были изготовлены методом растворения (solvent casting) с использованием техники ракедельного ножа (Dr. blade technique). Все синтезированные образцы композитов были охарактеризованы методом XRD-анализа, а микроструктура композитов и пространственное распределение наполнителей в полимерной матрице было изучено с помощью рентгеновской компьютерной томографии. Механические свойства образцов композитов были изучены с помощью атомно-силовой микроскопии (АСМ), магнитные свойства – с помощью вибрационного магнитометра и магнито-силовой микроскопии (МСМ). МЭ эффект был исследован динамическим методом измерения МЭ коэффициента по напряжению.

Результаты и обсуждение

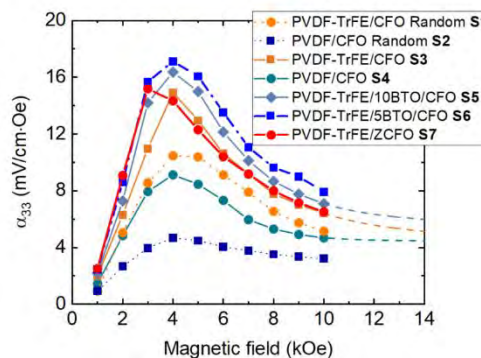
Проведенный XRD-анализ подтвердил формирование β -фазы полимеров с пьезоэлектрическими свойствами на всех образцах. По результатам исследования трех видов образцов, сополимера PVDF-TrFE с наполнителями из микрочастиц ВТО, сополимера с наночастицами ZCFO, а также сополимера со смесью ZCFO+5%ВТО, методом рентгеновской компьютерной томографии, был сделан вывод, что внесение пьезоэлектрических частиц ВТО увеличивает степень пространственной ориентированности подсистемы кластеров ZCFO вдоль силовых линий магнитного поля. При этом, в образцах без ВТО наночастицы ZCFO также агломе-

рированы в кластеры, но их ориентация менее выражена. Микрочастицы ВТО во всех образцах распределены однородно по объему.

На основе результатов измерений, проведенных при помощи АСМ, был сделан вывод о том, что модуль Юнга (~ 0.65 МПа) и механическая жесткость (~ 0.027 мН/мкм) образца PVDF-TrFE/ZCFO+5%BTO схожи со значениями данных параметров для чистой полимерной матрицы PVDF-TrFE и образца PVDF-TrFE/+5%BTO. Такому поведению способствует возникающая пространственная ориентация кластеров наночастиц в матрице полимера. В то же время образец PVDF-TrFE/ZCFO, имеющий менее ярко выраженную ориентацию кластеров наночастиц ZCFO в объеме, демонстрирует уменьшение как модуля Юнга, так и механической жесткости до значений 0.3 МПа и 0.008 мН/мкм, соответственно, за счет изменения внутренней микроструктуры композита. По результатам МСМ, при приложении внешнего магнитного поля 400 Э в образце PVDF-TrFE/ZCFO наблюдается смещение кластеров магнитных наночастиц на расстояния порядка 3 мкм, в то время как в образце PVDF-TrFE/ZCFO+5%BTO такого смещения не наблюдается, что объясняется большей жесткостью полимерной матрицы. Исследование характеристического рентгеновского спектра (ЭДС) образцов на различной глубине позволило сделать вывод о том, что частицы наполнителя находятся преимущественно в объеме образцов, а не концентрируются вблизи поверхностей пленок.

Сравнение результатов, полученных для композитов с одинаковой массовой долей магнитного наполнителя, но с различной пьезоэлектрической матрицей, показало, что образцы с матрицей на основе PVDF-TrFE обладают более высоким МЭ эффектом по сравнению с образцами на основе PVDF. Это связано с тем, что сополимер PVDF-TrFE при выбранной в работе технологии получения лучше, чем PVDF, кристаллизуется в электроактивную β -фазу, в которой проявляются пьезоэлектрические свойства. Максимально полученные значения МЭ коэффициента составили ~ 11 и ~ 17 мВ/см*Э для образцов PVDF/CFO и PVDF-TrFE/CFO (массовая доля CFO-15%), соответственно. Исследование влияния концентрации и состава наполнителя, а также наличия пространственной ориентации магнитных частиц в матрице полимера

на его МЭ свойства показало, что использование упорядочивающего магнитного поля в процессе сушки композита позволяет усилить МЭ коэффициент (на 50% для PVDF/CFO и примерно на 30% для PVDF-TrFE/CFO) по сравнению с образцами, полученными с использованием стандартного протокола (на Рисунке 1 отмечены как random). При использовании наполнителей разного состава и в разных концентрациях было обнаружено, что усиление МЭ эффекта достигается как за счет добавки пьезоэлектрических частиц (Рисунок 1). Добавление 5% массовой доли частиц ВТО привело к увеличению максимума МЭ коэффициента с 15 до 18,5 мВ/см*Э. Однако дальнейшее увеличение добавки ВТО до 10 % привело к ослаблению МЭ свойств, в результате чего МЭ коэффициент уменьшается с 18,5 мВ/см*Э до 17 мВ/см*Э. Также была продемонстрирована возможность изменения МЭ свойств композитов при помощи легирования магнитных наночастиц. Использование наночастиц ZCFO вместо частиц CFO приводит к небольшому усилению МЭ коэффициента и смещению его максимума в область более низких магнитных полей (~ 3 кЭ) по сравнению с максимумом МЭ коэффициента для композитов с использованием CFO



(~ 4 кЭ).

Рис. 1. Магнитопольевые зависимости МЭ коэффициента серии образцов PVDF/CFO, PVDF-TrFE/CFO, PVDF-TrFE/CFO+5%BTO, PVDF-TrFE/ZCFO

Проведенные биологические исследования на культурах нервных стволовых клеток показали возможность применения таких материалов в качестве биоактивной поверхности для дифференцировки и усиления пролиферации стволовых клеток.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ No. 21-72-30032.

Дрейфовое движение газа магнитных вихрей в поле дефектов

В.А. Орлов^{1,2,*}, А.А. Иванов¹, И.Н. Орлова³, Г.С. Патрин^{1,2}

1 Сибирский федеральный университет, пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041.

2 Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, Академгородок, 50, Красноярск, 660036.

3 Красноярский государственный педагогический университет им. В.П. Астафьева, ул. Ады Лебедевой, 89, Красноярск, 660049.

* orlhome@rambler.ru

В работе теоретически решается задача о термоактивированном движении газа невзаимодействующих магнитных вихрей/скирмионов в поле хаотично расположенных дефектов -- закрепляющих центров. Процесс движения вихрей описывается, как последовательность термоактивированных отрывов вихрей от притягивающих центров. Рассмотрены случаи некоторых заданных модельных функций распределения величины энергетических барьеров: а) барьеры одинаковой высоты, б) высоты барьеров распределены равномерно, в) высоты распределены по нормальному закону. В рамках этих моделей получены аналитические выражения для дрейфовой скорости и коэффициента диффузии газа квазичастиц.

Введение

Ферромагнитная нанолента является одним из перспективных объектов для устройств спинтроники. Такая нанолента может содержать в себе рой таких вихрей [1-3]. С высокой степенью достоверности можно описывать динамику магнитных вихрей как частиц с некоторыми эффективными массой и размерами. Вследствие малого размера ядра вихря и малой его массы, существенным является тепловое случайное блуждание вихрей подобное броуновскому [4]. В тонких низкомержных магнетиках, как правило, существуют дефекты [5,6], которые создают случайное или модулированное силовое поле, в котором и движется вихрь как частица. В рассматриваемой модели в роли центров закрепления выступают линейные протяженные дефекты, ориентированные перпендикулярно длинной оси ленты и создающие потенциалы, препятствующие движению вихря вдоль оси x .

Эволюция распределения газа вихрей в поле дефектов

Для описания характера смещения вихрей под действием вынуждающей силы вычислим среднее число траекторий ядер, приводящих к благоприятному исходу - ядро оказалось в координате x в момент времени t . Вероятность этого сложного события является суммой элементарных событий:

$$\frac{dP_n(x,t)}{\mu dx} = \frac{(\mu x)^{n-1} e^{-\mu x}}{(n-1)!} \int_{W_n} \int_{W_1} \dots \int_{W_0} \int_0^t \dots \int_0^{t_2} \prod_{k=1}^n \rho(\Delta t_k) \times \\ \times \rho(W_k) dt_k dW_k \delta\left(t - \sum_{k=1}^n \Delta t_k\right).$$

Здесь: $\Delta x_k = x_k - x_{k-1}$ - приращение координаты ядра, $\Delta t_k = t_k - t_{k-1}$ - время, затраченное на перемещение ядра между соседними закрепляющими центрами, W_k - высота энергетического барьера с номером k , $\rho(W_k)$ - плотность распределения высот барьеров, $\rho(\Delta x_k) = \mu e^{-\mu \Delta x_k}$, $\rho(\Delta t_k) = \nu_k e^{-\nu_k \Delta t_k}$ - плотности распределения длин скачков и их длительностей соответственно (закон Пуассона), μ - линейная координатная плотность распределения закрепляющих центров, ν_k - частота попыток срыва ядра с дефекта, которая определяется законом Аррениуса: $\nu_k = \nu_0 \exp(-W_k / (k_B T))$. Здесь постоянная ν_0 , имеет порядок частоты ферромагнитного резонанса в магнетике. Дальнейший строгий расчет допустим для некоторых частных случаев: а) одинаковых энергий всех закрепляющих центров $W_k = W_0$, б) энергии активации распределены равномерно, в) энергии активации распределены по нормальному закону (см. рисунок 1). Различия в моделях заключаются в дисперсиях разброса координат и скоростях движения цуга.

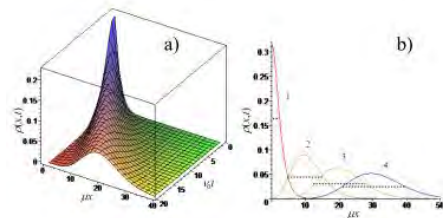


Рис. 1.

Распределение газа вихрей в зависимости от координаты и времени (рисунок а). Рисунок б) - сечения поверхности в различные моменты времени. Штрих-пунктирными линиями показаны полуширины распределений, показывающие увеличение дисперсии координат квазичастиц с течением времени

Обсуждение результатов

Сравнительные графики зависимости этих скоростей от температуры моделей а) б) в) приведены на рисунке 2. Зависимость наивероятнейшей скорости движения газа ядер вихрей от величины разброса энергий активации при фиксированных средней энергии W_0 и температуре является монотонно убывающей функцией. Основной вклад в результирующее время достижения квазичастицей некоторой координаты x дают высокие барьеры. На таких центрах закрепления ядра вихрей проводят основное время. Этот эффект выборки тем сильнее, чем ниже температура. При этом движение выглядит так, как будто на пути газа имеется один наиболее эффективный центр закрепления, время жизни на котором и определяет среднюю скорость движения вихря.

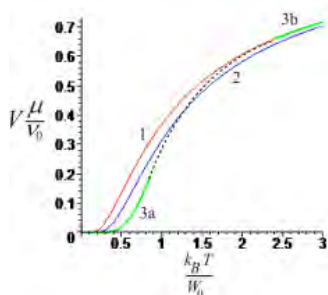
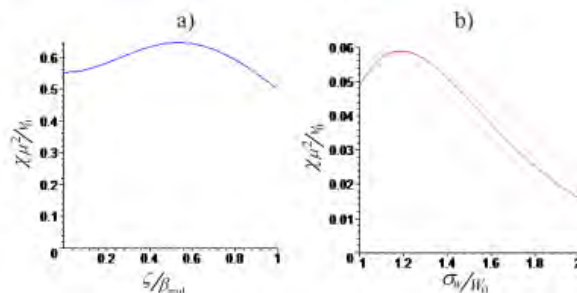


Рис. 2. Температурные зависимости скорости смещения координаты цуга для исследуемых моделей. Сплошная кривая 1 -- модель а), сплошная кривая 2 -- модель б), участки сплошных кривых 3а и 3б -- модель в) в низкотемпературном и высокотемпературном пределах соответственно

В модели с нормальным распределением высот барьеров сами высоты не ограничены сверху, и, теоретически, могут реализовываться центры закрепления с энергиями, значительно превышающими наивероятнейшее значение W_0 .

При низких температурах коэффициента диффузии χ мы имеем особенность, как и в случае скорости цуга V . Для моделей 2 и 3 зависимости χ от степени хаоса в энергиях показаны на рисунке 3. Интересен факт немонотонности графиков на рисунке 3. При малой величине разброса энергий активации незначительный рост разброса W сопровождается естественным ростом дисперсии x , как отклик системы на "входной сигнал". Но с ростом хаоса в

высотах барьеров при низких температурах значительную роль начинают играть более жесткие дефекты, закрепившись на которых, газ квазичастиц замедляет расширение своей области локализации.



Это и приводит к уменьшению коэффициентов диффузии.

Рис. 3. Зависимость безразмерных коэффициентов диффузии газа вихрей от величины разброса энергии активации для моделей б) и в)

В заключение важно заметить, что обсуждаемые здесь эффекты, имеют важное значение в понимании характера движения вихрей/скирмионов в неоднородных магнетиках. Это особенно в контексте проектирования устройств энергонезависимых устройств хранения информации и прочих устройств спинтроники.

Исследование выполнено в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (№ темы FSRZ-2020-0011).

Литература

1. D. A. Allwood, G. Xiong, C. C. Faulkner, D. Atkinson, D. Petit, and R. P. Cowburn, *Science* V. 309, 1688 (2005).
2. S. S. P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas, *Science* V. 320, 190 (2008).
3. A. Fert, N. Reyren, V. Cros, *Nature Reviews, Materials*, V. 2, 1703 (2017).
4. Le Zhao, Zidong Wang, Xichao Zhang, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* V. 125, 027206 (2020).
5. A. A. Ivanov, V. A. Orlov, *Physics of the Solid State*, V. 57(11), 2204-2212 (2015).
6. J. Castell-Queralt, L. Gonzalez-Gymez, N. DelValle, *et al.*, *Phys. Rev. B* V. 101, 140404(R) (2020).

Спектр частот гиротропного движения вихревых доменных стенок в упорядоченном массиве нанолент

В.А. Орлов^{1, 2, *}, Г.С. Патрин^{1, 2}, И.Н. Орлова³

¹ Сибирский федеральный университет, пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041.

² Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, Академгородок, 50, Красноярск, 660036.

³ Красноярский государственный педагогический университет им. В.П. Астафьева, ул. Ады Лебедевой, 89, Красноярск, 660049.

* orlhome@rambler.ru

В работе теоретически решается задача о поиске спектра коллективного периодического движения вихревых доменных стенок в бесконечном массиве параллельно ориентированных ферромагнитных нанолент. Связь между магнитными подсистемами лент осуществляется посредством магнитостатического взаимодействия. Получены аналитические выражения для закона дисперсии и параметра затухания коллективного периодического движения вихревых доменных стенок.

Введение

Интерес к нанолентам обусловлен несколькими факторами. В частности, в устройствах памяти, где состояние бита информации, задается магнитным состоянием магнитных вихрей, вихревых доменных стенок, скирмионов и пр. [1-3]. Задача повышения объема хранимых данных с одновременной миниатюризацией устройств вынуждают исследовать магнитные свойства массивов таких нанообъектов.

В центре магнитного вихря образуется область с сильной неоднородностью намагниченности размером порядка десятка нанометров - ядро. Магнитное состояние объекта с вихревым распределением намагниченности характеризуется двумя параметрами: полярностью p и киральностью q . В настоящей работе рассмотрим модель массива параллельно ориентированных лент, длины которых много больше их толщин и ширин. Схематичное расположение элементов массива и система координат показаны на рисунке 1. Толщина лент b много меньше ширины L . Расстояние между боковыми поверхностями соседних элементов d .

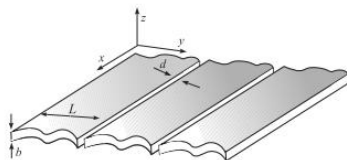


Рис. 1. Модель массива параллельно ориентированных нанолент

Зависимости энергий парного взаимодействия магнитных подсистем W от координат стенок для разных состояний $\{q, p\}$ схожи [4].

Уравнение движения вихревых стенок

В рамках модели жесткого вихря ядро рассматривается как квазичастица, ньютоновская динамика которой подчиняется уравнению Тила [5]: $\mathbf{G} \times \mathbf{v} + D\mathbf{v} + \nabla W = 0$. Здесь \mathbf{G} - гировектор, $W(\mathbf{r})$ - потенциальная энергия ядра, D - коэффициент эффективного квазивязкого трения. В роли коллективных переменных выступают координата \mathbf{r} и скорость \mathbf{v} ядра вихря (центра доменной стенки). Значения параметров \mathbf{G} и D определяются магнитными свойствами материала [6]. Явный вид выражения для $W(\mathbf{r})$ с хорошей точностью можно представить в квадратичном приближении по координате ядер.

В проекциях на оси координат для уравнения движения будем иметь (κ - коэффициенты квазижесткости, F_H - сила, действующая на ядро со стороны внешнего поля):

$$\begin{cases} -Gv_y + Dv_x + \sum_n \kappa_{xn}(x - x_n) = F_{Hx}, \\ Gv_x + Dv_y + \sum_n \kappa_{yn}(y - y_n) = F_{Hy}. \end{cases} \quad (1)$$

Спектр коллективных мод доменных стенок

Для решения уравнения (1) продуктивным является метод комплексных переменных. Зависимость от времени внешнего магнитного поля описывается гармонической функцией, меняющейся с частотой ω : $F_{Hx}=0$, $F_{Hy} = F_0 \exp(-i(\omega t + \varphi))$. Тогда в

качестве пробного решения для установившегося режима

выберем: $x_n(t) = v_0 t + x_0 \exp(-i(\omega t - kn))$. Здесь x_0 - комплексные амплитуды, k - волновое число, i - мнимая единица. После подстановки решения в (1) получено простое выражение для амплитуды x_0 , имеющее стандартный вид функции Бретта-Вигнера. Экстремум функции $x_0(\omega)$ позволяет определить резонансную частоту коллективного движения стенок:

$$\omega = \left[\frac{4}{G^2 + D^2} \left(\sum_{n>0} \kappa_{xn} \sin^2 \left(\frac{kn}{2} \right) \right) \times \left(\chi + 2 \sum_{n>0} \kappa_{xn} \left(1 - pp_n qq_n \frac{1-ph}{1-p_n h} \cos(kn) \right) \right) \right]^{\frac{1}{2}}$$

Для параметра затухания будем иметь:

$$\delta = \frac{D}{2(G^2 + D^2)} \left(\chi + 4 \sum_{n>0} \kappa_{xn} \sin^2 \left(\frac{kn}{2} \right) + 22 \sum_{n>0} \kappa_{xn} \left(1 - pp_n qq_n \frac{1-ph}{1-p_n h} \cos(kn) \right) \right).$$

Здесь использовано обозначение $h = H/H_s$. Дрейфовая скорость цепочки вихрей после сокращения осциллирующих слагаемых: $v_{0x} = F_{Hx}/D$.

Обсуждение результатов

Рассмотрены частные случаи. В модели 1 магнитное состояние вихрей одинаково ($p_n = p$, $q_n = q$) и модель 2 с чередованием знака $pp_n qq_n = (-1)^n$. Закон дисперсии модели 2 представляет собой своеобразное смещение акустической ($\omega(k)$ возрастает) и оптической ($\omega(k)$ убывает) ветвей. На рисунке 2 показаны законы дисперсии рассмотренных моделей.

Фактически модель 1 подобна одномерной цепочке конических маятников, где все элементы одинаковы. В такой структуре частота коллективных мод монотонно растет с ростом k (акустическая ветвь). В противоположность этому, модель 2 подобна

одномерной цепочке с чередованием осцилляторов двух сортов. Причем, эта структура представляет собой наложение двух цепочек, элементы которых двигаются в противоположных направлениях. Но в модели 2 элементы находятся в квазиупругой связи не только с ближайшими соседями, но и с удаленно расположенными элементами своего же сорта. Поэтому движение ядер вихрей модели 2 является результатом своеобразного смещения коллективных колебаний двух цепочек, подобных модели 1, но сами цепочки двигаются в противофазе.

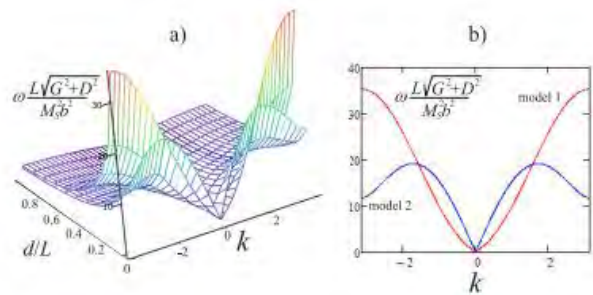


Рис. 2. На рисунке а) изображены законы дисперсии коллективных колебаний вихревых стенок для модели 1 (поверхность 1) и модели 2 (поверхность 2). Рисунок б) -- сечение поверхностей при расстоянии между лентами $d/L=0.2$

Исследование выполнено в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Тема № FSRZ-2020-0011).

Литература

1. B. W. Walker, C. Cui, F. Garcia-Sanchez, *et al.* (arXiv:2103.02724v2 [cond-mat.mes-hall] 5 Mar 2021).
2. R. Chen, Yu Li, V. F. Pavlidis, C. Moutafis, *Physical Review Research*, V. 2, 043312 (2020).
3. K. Y. Guslienko, *Journal of Magnetism*, V. 24(4), 549-567 (2019).
4. V. A. Orlov, A. A. Ivanov, I. N. Orlova, *Phys. Stat. Sol. B*, 1900113 (2019).
5. A. Thiele, *Phys. Rev. Lett.* V. 30, 230 (1973).
6. F. G. Mertens, H. J. Schnitzer, A. R. Bishop, *Phys. Rev. B*, V. 56(5), 2510-2520 (1997).

Коллективное движение магнитных вихрей в конечной цепочке взаимодействующих нанодисков

В.А. Орлов^{1,2,*}, В.С. Прокопенко³, Р.Ю. Руденко¹, И.Н. Орлова³

1 Сибирский федеральный университет, пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041.

2 Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, Академгородок, 50, Красноярск, 660036.

3 Красноярский государственный педагогический университет им. В.П. Астафьева, ул. Ады Лебедевой, 89, Красноярск, 660049.

* orlhome@rambler.ru

Решается задача о спектре частот коллективного движения магнитных вихрей в конечной линейной цепочке магнитостатически взаимодействующих ферромагнитных нанодисков. Показано, что информация о вихревом состоянии намагниченности каждого из нанодисков в цепочке может быть получена из анализа частотного спектра. Обсуждается перспектива использования регистрации.

Введение

Изучение магнитных наноструктур с вихревым распределением намагниченности остается актуальным и связано, в частности, с определенными ожиданиями и успехами в прикладном отношении (неинвазивная клеточная хирургия опухолей в медицине [1], устройства спинтроники [2]). При определенных размерах и формах частиц вихревое распределение намагниченности является весьма устойчивым, что делает каждый такой объект отличным кандидатом для хранения бита информации. Шифровать состояние такого бита можно как полярностью, так и киральностью, и их сочетаниями.

Повышение плотности записи информации планируется достигать за счет уплотнения в расположении частиц на немагнитной матрице. Но при плотном расположении частиц взаимодействие между ними приводит к возникновению коллективных мод, что влияет на механизмы управления намагниченностью отдельного элемента массива таких дисков [3,4]. Полученный в эксперименте спектр коллективных мод способен помочь восстановить информацию о состоянии p и/или q отдельного элемента массива.

Задачей является получение спектра коллективных гиротропных мод линейной цепочки из пяти магнитостатически взаимодействующих нанодисков с произвольным распределением полярностей и киральностей. Параметры нанодисков следующие: R - радиус дисков, L - толщина, M_S - намагниченность насыщения ферромагнитного материала, a - расстояние между центрами соседних дисков.

Спектр мод цепочки с модулированным магнитным состоянием

Для описания движения намагниченности в объектах с вихревым распределением продуктивным является уравнение Тиля [5]: $\mathbf{G} \times \mathbf{v} + \nabla W = 0$. Здесь $\mathbf{G} = pqG_0\mathbf{k}$ - гировектор, направление которого перпендикулярно плоскости магнетика (\mathbf{k} -- орт оси z , $G_0 = 2\pi M_S L(1 - ph)/\gamma$, $h = H/H_S$ - напряженность безразмерного магнитного поля, отнесенная к полю насыщения H_S , $\mathbf{H} = H\mathbf{k}$), \mathbf{v} - скорость ядра магнитного вихря, W - потенциальная энергия, которой обладает вихрь. В потенциальную энергию включаются слагаемые, ответственные за смещение ядра из равновесного положения, слагаемые, описывающие парную энергию взаимодействия, и слагаемые, описывающие энергию вихря во внешних полях.

Для решения уравнения Тиля, расписанного по компонентам, воспользуемся квантово-механическим формализмом, то систему уравнений удобно представить в виде: $\hat{\omega}^2 |\mathbf{X}_0\rangle = \omega^2 |\mathbf{X}_0\rangle$. Здесь $|\mathbf{X}_0\rangle$ - вектор, компонентами которого являются комплексные амплитуды, $\hat{\omega}^2$ - оператор "квадрата частоты".

В первом приближении теории возмущений решения для массива с модулированной киральностью можно представить в виде ($n=1,2,3,4,5$): $\omega_n^2 = (1 \pm 2h)(\omega_0^2 + \beta_0^2 \delta_n)$. Здесь введены обозначения:

$$\omega = \frac{20}{9} \frac{\gamma M_S L}{R}, \quad \beta_0^2 = 10 \frac{\gamma^2 M_S^2 L^2 R}{\pi a^3},$$

а параметр δ_n зависит от магнитного состояния цепочки.

Будем задавать состояние цепочки условным кодовым обозначением $\{q_1, q_2, q_3, q_4, q_5\}$. Для некоторых интересных состояний цепочки вычислены собственные значения оператора квадрата частоты (параметр δ_n), т. е. определены спектры мод (см. таблицы).

Таблица 1. Значения параметра δ_n для массива элементов с одинаковой полярностью, но различающимися киральностями.

n	1	2	3	4	5
{10000}	-3.37	3.07	-1.28	0.22	1.36
{01000}	-4.47	4.20	-1.11	0.16	1.22
{00100}	-4.58	4.21	-0.89	1.04	0.23
{11000}	-3.60	3.14	-0.81	0.21	1.06
{10100}	-5.08	4.78	-1.91	2.01	0.21
{10010}	-4.66	-2.81	0.22	3.05	4.20
{10010}	-3.70	-2.82	0.39	3.17	2.96
{01100}	-4.07	-2.31	3.22	2.92	0.24
{01010}	-5.41	-2.82	0.16	5.11	2.96

Решения для цепочки с модулированной полярностью (состояния обозначаются как $\{p_1, p_2, p_3, p_4, p_5\}$) решение имеет вид: $\omega_n^2 = (1 + 2hp_n)\omega_0^2 + \beta_0^2(\delta_n + h\xi_n)$.

Таблица 2. Значения параметра ξ_n для массива элементов с одинаковой киральностью, но различающимися полярностями.

n	1	2	3	4	5
{10000}	-1.21	0.49	-2.28	0.40	2.59
{01000}	-0.62	0.01	-2.11	0.32	2.39
{00100}	-0.81	0.12	-1.79	2.07	0.40
{11000}	-0.28	0.06	-1.24	0.30	1.80
{10100}	-0.22	0.05	-0.70	0.61	0.26
{10010}	-0.77	0.13	0.40	0.24	0.00
{10010}	-1.45	0.07	0.54	0.70	0.15
{01100}	0.67	-1.14	-0.87	0.96	0.38
{01010}	-0.05	-0.11	0.32	-0.05	-0.11

Аналогично проводятся расчеты спектра для любых сочетаний полярности/киральности.

Заключение

Значения элементов таблиц 1-2 показывает, что эксперимент по ФМР потенциально позволяет различить состояния намагниченности цепочки с раз-

личными состояниями. Действительно, величина параметра β_0 может быть сравнима с собственной частотой движения вихря в изолированном диске ω_0 : $\psi = \beta_0/\omega_0 \approx 0.8(R/a)^2$. В случае, если расстояние между центрами дисков в два раза превышает их диаметр ($a=4R$), получим $\psi \approx 0.1$, что позволяет различить частоты мод с различным магнитным состоянием цепочки методами широкополостного ферромагнитного резонанса [6], рентгеновской визуализации [7].

Для наиболее часто используемого материала пермаллой с параметрами: $L/R=0.01$, $a/R=4$, расчеты дают: $\omega_0/(2\pi) \approx 65$ МГц, $\beta_0/(2\pi) \approx 6.5$ МГц, что по порядку совпадает с результатами обстоятельного расчета для пары частиц, представленного в [8]. В итоге можем констатировать, что спектр резонансных частот конечной цепочки позволяет получить информацию о магнитном состоянии элементов. Это обстоятельство позволяет закодировать и считывать состояния цепочки, не прибегая к тончайшим экспериментам по исследованию магнитного состояния каждого отдельного элемента.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-02-00696.

Литература

1. T.N. Zamay, V.S. Prokopenko, S.S. Zamay, *et al.* // *Nanomaterials*, V. 11, 1459 (2021).
2. S. Luo, L. You, // *APL Mater.* V. 9, 050901 (2021).
3. P.D. Kim, V.A. Orlov, R.Yu. Rudenko, *et al.* *Eur. Phys. J. B*, V. 91: 90 (2018)
4. A. Vogel, A. Drews, T. Kamionka, *et al.* // *PRL* V. 105, 037201 (2010).
5. A.A. Thiele, // *Journal of Applied Physics*, V. 45, 377 (1974)
6. S. Sugimoto, Y. Fukuma, S. Kasai, *et al.* // *Phys. Rev. Lett.*, V. 106, 197203 (2011)
7. H. Jung, K.-S. Lee, D.-E. *et al.* // *Scientific Rep.*, V. 1:59, DOI: 10.1038/srep00059.
8. O.V. Sukhostavets, J. Gonzalez, K.Yu. Guslienko, // *Phys. Rev. B*, V. 87, 094402 (2013).

Особенности магнитного состояния взаимодействующих нанолент в упорядоченных массивах

В.А. Орлов^{1,2,*}, Р.Ю. Руденко¹, А.В. Лукьяненко³, В.Ю. Яковчук³,
В.С. Прокопенко³, И.Н. Орлова³

1 Сибирский федеральный университет, пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041.

2 Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, Академгородок, 50, Красноярск, 660036.

3 Красноярский государственный педагогический университет им. В.П. Астафьева, ул. Ады Лебедевой, 89, Красноярск, 660049.

* orlhome@rambler.ru

В работе обсуждаются особенности магнитного состояния массива параллельно ориентированных пермаллоевых лент. Массивы изготовлены методом взрывной литографии. Обнаружено, что вдали от торцов ленты находятся в однодоменном состоянии с малоугловой рябью, распределение намагниченности которой коррелирует с неоднородностями боковых поверхностей лент. Помимо этого, наблюдается отчетливая связь в пространственном распределении ряби соседних лент при относительно малом расстоянии между ними. Это обстоятельство позволяет оценить роль магнитоэлектрической связи магнитных подсистем элементов массива и оценить характерное значение случайного поля рассеяния, закрепляющего намагниченность.

Введение

Низкомерные объекты подобные ферромагнитным нанолентам считаются перспективными объектами для использования в устройствах хранения информации и других устройствах спинтроники нового поколения. В частности, открывается возможностькратно увеличить плотность записи с одновременной миниатюризацией устройств. Решение этой двойственной задачи вынуждают исследовать магнитные свойства массивов нанолент [1,2]. Это обстоятельство неизбежно подводит к необходимости исследовать влияние взаимодействия магнитных подсистем нанобъектов на свойства массивов. В настоящей работе мы представляем экспериментальные результаты исследования упорядоченных массивов ферромагнитных нанолент с различным периодом следования элементов.

Экспериментальные данные

Массивы параллельно ориентированных лент были сформированы методом взрывной литографии. Осаждение пленки производилось термическим методом из сплава 80НХС на кремниевую подложку, покрытую фоторезистом AZ N1of 2035, формирующим пленку толщиной порядка 3.5 мкм. На этапе экспонирования в качестве источника активного электромагнитного излучения использовалась ртутная лампа ДРШ-350. Были получены массивы лент размером (4×4 mm²). Толщина лент $b=180$ нм. Расстояние между лентами в различных

массивах варьировалось от 4 мкм до 0.3 мкм. На рисунке 1 представлены морфологии образцов, полученные методом сканирующей зондовой силовой микроскопии. Состояние намагниченности исследовалось методом магнитно-силовой микроскопии.

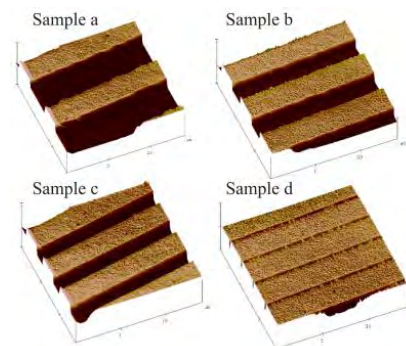


Рис. 1. Морфология упорядоченных массивов нанолент. Изображения получены вдали от торцов лент. Ширина лент составляет 2.8 мкм. Образец а - расстояние между лентами 4 мкм, образец б - 2 мкм, образец с - 1.5 мкм, образец д - 0.3 мкм

Обсуждение результатов

В результате анализа данных магнито-силовой микроскопии обнаружено, что состояние лент практически однодоменное (преобладает ориентация намагниченности вдоль длинной оси) с замыканием потока на торцах лент посредством комбинированных доменных стенок, включающих в себя магнитные вихри (см. рисунок 2). Вихревому и квазивихревому распределению намагниченности на

краях лент способствует дендридная форма с элементами полукружностей, что соответствует теоретическим диаграммам [3].

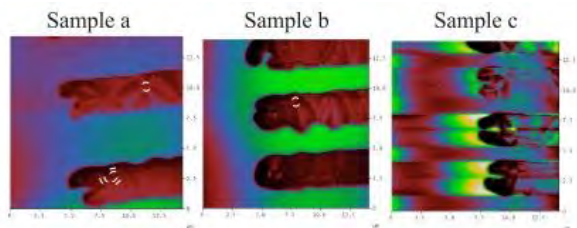


Рис. 2. Магнито-силовой контраст вблизи торцов нанолент у массивов a,b,c. Светлыми стрелками показана примерная ориентация намагниченности вблизи вихревых образований

Мы предполагаем, что перемагничивание лент происходит путем скольжения разделяющих доменных стенок. При этом вихревые стенки движутся в случайном потенциале полей рассеяния, созданных неровностями поверхности. Это процесс перемагничивания лент является доминирующим [4,5]. Вдали от торцов наблюдается рябь намагниченности, практически повторяющая неровности боковых поверхностей лент (см. рисунок 3 для образцов a и b).

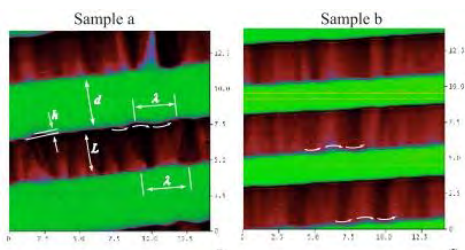


Рис. 3. Магнито-силовой контраст вдали от торцов нанолент у массивов a, b. Светлыми стрелками вблизи боковых поверхностей показана примерная ориентация намагниченности

В массиве с близко расположенными лентами (образцы c и d, см. рисунок 4) распределения ряби намагниченности в разных лентах заметно коррелирует вследствие взаимодействия магнитных подсистем посредством полей рассеяния на неоднородностях боковых поверхностей. Это позволяет сделать оценку средней константы эффективной случайной анизотропии, выполняющей роль закрепляющего фактора, связанного с дефектами поверхности.

Воспользуемся методом теоретической оценки полей рассеяния H_M , развитым в [6] применительно к моделям со случайно распределенными неровно-

стями. Если между рябью намагниченности соседствующих лент проявляется заметная связь, то поле рассеяния, в котором находится выделенная лента, начинает выигрывать конкуренцию с закрепляющим полем эффективной анизотропии, созданной шероховатостями (эти поля сравнимы). Тогда для константы K_{ef} можно записать: $K_{ef} = H_M M_S$. Здесь M_S - намагниченность насыщения. В предположении, что все ленты намагничены в одном направлении, H_M можно оценить, проведя суммирование по всем лентам, входящим в массив. Для константы получено оценочное выражение: $K_{ef} \approx 0.076 M_S^2$.

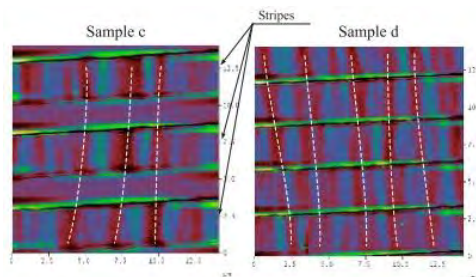


Рис. 4. Магнито-силовой контраст вдали от торцов нанолент у массивов c, d. Светлыми штрих-пунктирными линиями показаны синхронизированные участки ряби намагниченности, принадлежащие разным лентам

Таким образом, разумно предположить, что эффекты, связанные с взаимодействием между элементами массивов, заметно влияют на магнитные состояния. Эти эффекты следует учитывать при проектировании устройств хранения данных, особенно на основе массивов плотно упакованных элементов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-02-00696.

Литература

1. A.G. Kozlov, M.E. Steblyi, A.V. Ognev, *et al.* Journal of Magnetism and Magnetic Materials, V. 422, 452-457 (2017).
2. O. Iglesias-Freire, M. Jaafar, L. Perez, *et al.*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, V.355, 152-157 (2014).
3. K. Yu. Guslienko, V. Novosad, J. Appl. Phys. V. 96, 4451 (2004).
4. A. A. Иванов, В. А. Орлов, ФТТ, V. 57, 2143-2150 (2015).
5. M. J. Kamali Ashtiani, M. Mokhtarzadeh, M. Hamdi, *et. al.* J. Appl. Phys. V. 127, 095301 (2020).
6. C. Tiusan, M. Hehn, K. Ounadjela, Eur. Phys. J. B V. 26, 431-434 (2002).

Направленное движение магнитных доменных границ в импульсных магнитных полях в пластинах ферритов-гранатов

Л.А. Памятных*, М.С. Лысов, Д.С. Мехоношин, С.Е. Памятных, Г.А. Шматов

Уральский Федеральный Университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002.

* lidia.pamyatnykh@urfu.ru

В монокристаллических пластинах-(111) ферритов-гранатов с различным соотношением констант магнитокристаллической кубической и одноосной наведённой анизотропии исследовано однонаправленное упорядоченное движение (дрейф) магнитных доменных границ под действием импульсного магнитного поля. Установлены условия дрейфа доменных границ и механизм их смещения. Экспериментальные результаты сопоставляются с результатами численного моделирования.

Магнитные доменные границы (ДГ) — вероятные кандидаты на роль носителей информации в новых типах запоминающих устройств [1, 2]. Ключевым явлением, необходимым для разработки данных устройств, является контролируемое однонаправленное смещение массива доменных границ как целого.

В настоящей работе исследовалось направленное смещение массива ДГ полосовой доменной структуры под действием импульсного магнитного поля (ИМП) — дрейф ДГ [3, 4]. Исследование проведено на монокристаллических пластинах ферритов-гранатов с полосовой доменной структурой (ДС), в которых одновременно имелись магнитокристаллическая кубическая анизотропия с константой K_1 и наведённая одноосная анизотропия с константой K_u . В зависимости от соотношения констант анизотропии образцы можно было отнести к одноосному и многоосному. Динамические доменные структуры были визуализированы с помощью магнитооптического эффекта Фарадея на стробоскопической установке на основе импульсного лазера с длиной волны 532 нм и длительностью импульсов <math><10</math> нс, импульсы магнитного поля длительностью 0,1-10 мс с амплитудой до 400 Э формировались с помощью программируемого генератора сигналов. Магнитное поле прикладывалось перпендикулярно плоскости образцов.

В образцах с различным типом анизотропии установлено наличие дрейфа ДГ полосовых доменов в импульсных магнитных полях с чередующейся полярностью импульсов. Установлены зависимости скорости дрейфа от параметров импульсного магнитного поля: амплитуды и частоты следования импульсов.

На рисунке 1 для одноосного образца приведены зависимости от времени равновесного положения ДГ после воздействия биполярных (рис.1 в) и однополярных (рис.1 г) импульсов. Форма импульсов приведена на рис. 1 а,б.

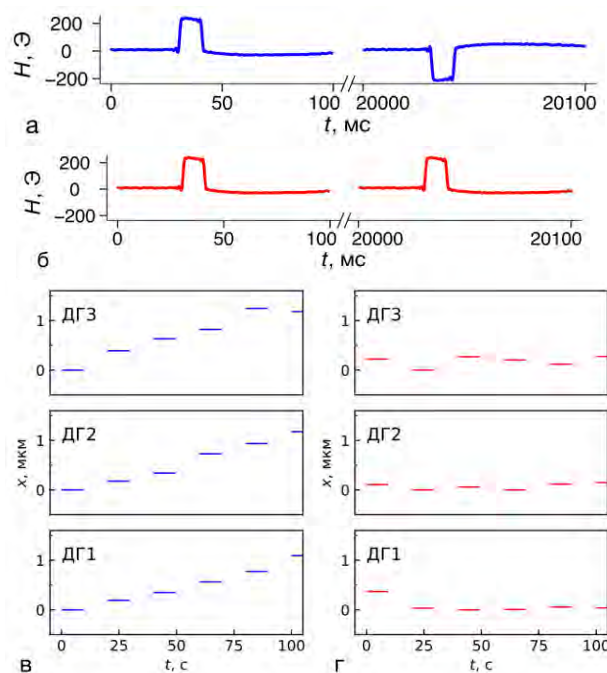


Рис. 1. Зависимости от времени координат положений равновесия ДГ после воздействия импульсов поля. Синие отрезки – положения ДГ после воздействия биполярных импульсов ($H_0 = 220$ Э). Красные отрезки - положения ДГ после воздействия однополярных импульсов. Частота следования импульсов $f = 0,05$ Гц, длительность импульса прямоугольной формы – 10 мс

Таким образом, для случая биполярных импульсов показано, что после подачи каждого импульса магнитного поля равновесное положение ДГ смещается в направлении дрейфа на определённую величину

независимо от полярности импульса. При подаче однополярных импульсов смещения ДГ не наблюдаются.

На схеме рисунка 2 показана эволюция динамической полосовой ДС при увеличении амплитуды биполярного импульсного магнитного поля (рисунки 2 а,б,в), и однополярного ИМП (рисунки 2 г,д,е). В биполярном ИМП дрейф полосовых доменов и ДГ начинается при амплитуде $H_0 = 250$ Э, с увеличением амплитуды поля ДГ разрываются и формируются отдельные ЦМД, которые дрейфуют вместе с полосовыми доменами. При $H_0 > 315$ Э наблюдается дрейф решетки ЦМД в первоначальном направлении.

В однополярном ИМП дрейф полосовых доменов не наблюдается. С увеличением амплитуды поля ДГ разрываются, формируется решетка ЦМД. При $H_0 > 340$ Э наблюдается дрейф решетки ЦМД в однополярном ИМП.

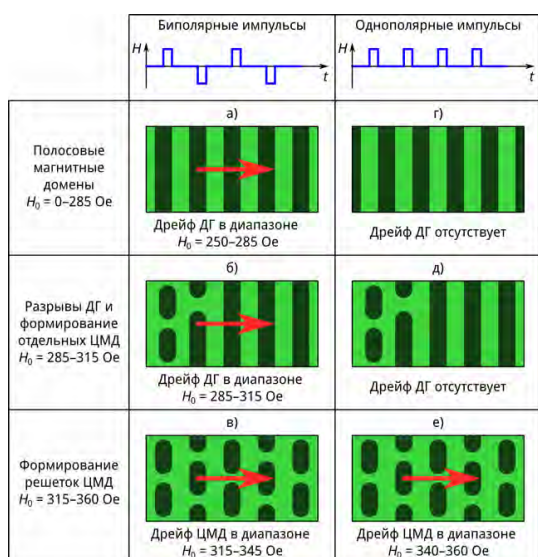


Рис. 2. Схема эволюции полосовой ДС в импульсном магнитном поле (длительность импульсов 0,2 мс, частота следования импульсов 400 Гц). Направление дрейфа ДГ показано стрелкой

С помощью численного моделирования движения ДГ получена схема дрейфа ДГ путём ступенчатого смещения положений равновесия ДГ в направлении

дрейфа ДГ вследствие воздействия импульсов разнополярного магнитного поля (рис. 3).

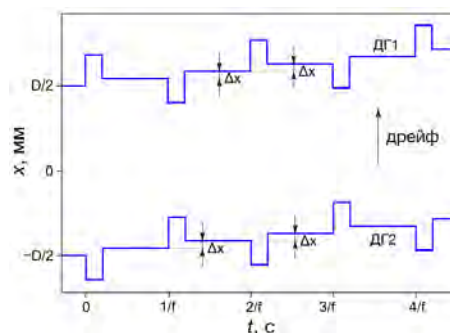


Рис. 3. Схема движения ДГ в биполярном импульсном магнитном поле (результаты численного моделирования). Кривые ДГ1 и ДГ2 соответствуют положениям соседних ДГ в моменты времени t , период структуры - $2D$, f – частота следования импульсов поля. Стрелкой указано направление дрейфа ДГ

Положения равновесия, к которым возвращаются ДГ в модели после воздействия разнополярных импульсов поля, всякий раз сдвигаются на фиксированную величину (Δx) в направлении дрейфа ДГ независимо от полярности импульса поля, что соответствует экспериментально наблюдаемому поведению ДГ (рис. 1 в).

Работа выполнена в рамках государственного задания министерства науки и высшего образования Российской Федерации FEUZ -2020-0051.

Литература

1. Parkin S. S. P., Hayashi M., Thomas L. // Science, Vol. 320 (5873), P. 190 (2008).
2. K.W. Moon, D.H. Kim, S.C. Yoo, S.G. Je, B.S. Chun, W. Kim, B.C. Min, C. Hwang, S.B. Choe // Scientific reports, 5 (1), P. 1 (2015).
3. L. A. Pamyatnykh, B. N. Filippov, L. Y. Agafonov, M. S. Lysov // Scientific reports, Vol. 7 (1) P. 1 (2017).
4. L. Pamyatnykh, M. Lysov, S. Pamyatnykh, G. Shmatov // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, V. 542, 168561 (2022).

Магнитные свойства трехслойных пленок $Dy_xCo_{1-x}/Bi/FeNi$

Г.С. Патрин^{1,2,*}, Н.Н. Косырев¹, Я.Г. Шиян^{1,2}, В.Ю. Яковчук¹,
В.А. Комаров^{1,2}, Е.Н. Волченко^{1,2}

¹ Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, 660036

² Сибирский федеральный университет, проспект Свободный, 79, Красноярск, 660041

*patrin@iph.krasn.ru

Представлены результаты исследований магнитных и магнитооптических свойств трехслойных систем $Dy_xCo_{1-x}/Bi/FeNi$. Показано, что толщина прослойки висмута влияет на обменное взаимодействие между слоями $NiFe$ и $DyCo$, и проявляется в изменении температуры компенсации намагниченности, а также в изменении характера обменного взаимодействия.

Введение

Сплавы и соединения типа *редкоземельный металл (RE)/переходный металл (TM)* уже много лет привлекают пристальное внимание исследователей. Необычные свойства таких сплавов являются следствием конкурирующих элементных магнитокристаллических анизотропий в связи с различной степенью термического размагничивания в подрешетках Dy и Co [1]. При комнатной температуре сплав $DyCo$ ведет себя как магнито жесткий ферромагнетик с достаточно малой коэрцитивной силой и перпендикулярной магнитной анизотропией. С другой стороны, такие сплавы в составе многослойных гетероструктур проявляют необычные магнитные свойства. Например, интерес представляет эффект обменной пружины, возникающий в многослойных магнитных структурах, состоящих из чередующихся магнитомягких и магнито жестких слоев, связанных обменным взаимодействием [2]. Исследования петель гистерезиса показали, что свойства магнитной пружины проявляются выше некоторого значения отклоняющего поля.

Приготовление образцов и методика эксперимента

В настоящей работе впервые синтезированы трехслойные системы, состоящие из пленок ферромагнитного пермаллоя ($FeNi$, далее Pu) и ферромагнитного сплава Re (Dy_xCo_{1-x}), разделенных немагнитной полуметаллической прослойкой Bi . В данных структурах сплав Dy_xCo_{1-x} играет роль магнито жесткого слоя, а Pu — магнитомягкого. Синтез структур $Dy_xCo_{1-x}/Bi/Pu$ проводился методом термического испарения в вакууме (базовый вакуум составил $\sim 10^{-6}$ mbar) на стеклянную подложку. Рост слоя $DyCo$ происходил при температуре подложки около комнатной, а слоя пермаллоя — при

температуре подложки $100^\circ C$. Толщина и химический состав полученных пленок контролировались с помощью рентгенофлуоресцентного анализа. Толщины слоев Pu и $DyCo$ оставались постоянными и составляли $d_{Pu} = 15$ nm, $d_{DyCo} = 30$ nm. Толщина прослойки висмута варьировалась в пределах от 0 до 4 nm. Для контроля состава сплава Dy_xCo_{1-x} были синтезированы однослойные пленки. Магнитооптические исследования проводились на установке NanoMOKE2 в конфигурации меридионального эффекта Керра при угле падения 45° в интервале температур $T = 4.2-300$ K, а магнитные на установке MPMS-XL.

Экспериментальные результаты

В результате исследования температурной зависимости магнитооптического отклика от структуры $Dy_xCo_{1-x}/Bi/Pu$ было обнаружено нетривиальное поведение намагниченности, которое обусловлено, прежде всего, наличием слоя ферромагнитного сплава, Dy_xCo_{1-x} , где результирующая намагниченность M складывается из антипараллельных намагниченностей подрешеток редкоземельного металла (Dy) и переходного металла (Co):

$$M = nM_{Co} \pm M_{Dy} = \left[n \pm Cg(g-1)J(J+1) \frac{A}{T-\Theta} \right]$$

где M_{Co} и M_{Dy} - намагниченность кобальта и диспрозия соответственно, C - числовая постоянная, содержащая постоянную Больцмана и магнетон Бора, Θ - вклад в асимптотическую температуру Кюри, обусловленный взаимодействием RE-RE. Для Dy выполняется знак минус в формуле, что приводит к ситуации, когда при определенной температуре возникает точка компенсации намагниченности по температуре (T_{comp})

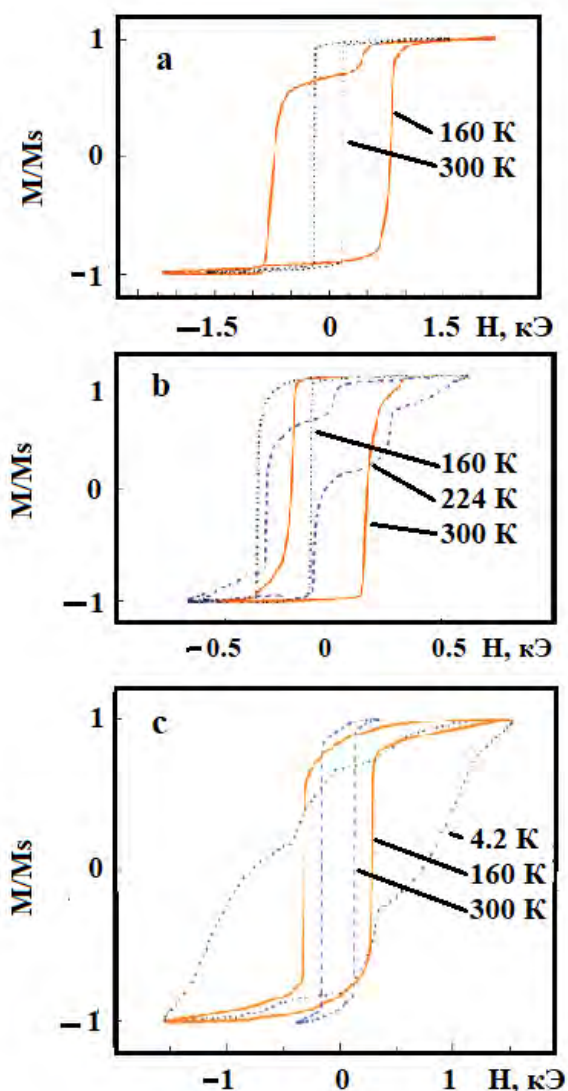


Рис. 1. Кривые намагничивания реперной однослойной пленки Dy_xCo_{1-x} (a), двухслойной структуры Dy_xCo_{1-x}/Pu (b) и трехслойной структуры $Dy_xCo_{1-x}/Pu/Bi$ при толщине прослойки Bi $d_{Bi} = 4$ nm (c)

Ситуация существенно меняется с увеличением толщины прослойки Bi (рисунок 1). Начиная уже с гелиевых температур наблюдается ступенчатый характер кривой намагничивания, чего не было ни в однослойной реперной пленке $DyCo$, ни в двухслойной Pu/Dy_xCo_{1-x} . При переходе через температуру компенсации $T=120$ K для состава (Dy_xCo_{1-x}) петля гистерезиса начинает трансформироваться и при $T \geq 160$ K приобретает форму, характерную для ферромагнетика. различимы.

Измеренная температурная зависимость магнито-оптического эффекта Керра в реперных однослойных пленках Dy_xCo_{1-x} (рисунок 1) показывает изме-

нение формы кривой намагничивания при охлаждении начиная с температуры $T=160$ K до $T=120$ K, что соответствует температуре компенсации. Однако, в трехслойных пленках температура данного перехода может отличаться. Кривая намагничивания начинает изменяться только при температуре $T > 220$ K. Причем, при малых толщинах прослойки Bi ($d \approx 1$ nm), характерные точки температурной зависимости намагниченности практически совпадают с данными для двухслойной структуры Pu/Dy_xCo_{1-x} ($d_{Bi}=0$)

Ситуация существенно меняется с увеличением толщины прослойки Bi (рисунок 4). Начиная уже с гелиевых температур наблюдается ступенчатый характер кривой намагничивания, чего не было ни в однослойной реперной пленке $DyCo$, ни в двухслойной Pu/Dy_xCo_{1-x} . При переходе через температуру компенсации $T=120$ K для состава (Dy_xCo_{1-x}) петля гистерезиса начинает трансформироваться и при $T \geq 160$ K приобретает форму, характерную для ферромагнетика.

Что касается поведения намагниченности, то здесь можно выделить две принципиально различные ситуации. В первом случае точка компенсации существует, ее положение может изменяться – мы имеем дело с антиферромагнитным взаимодействием между слоями $DyCo$ и $NiFe$. Другая ситуация, когда точка компенсации пропадает, в то же время происходит уменьшение намагниченности при увеличении температуры. В таком случае, взаимодействие между слоями носит ферромагнитный характер. Обменное смещение в зависимости от толщины прослойки, может быть как положительным, так и отрицательным. Этот факт задает направление дальнейших исследований.

Настоящие исследования ведутся при финансовой поддержке Министерства образования и науки высшего образования Российской Федерации (тема № FSRZ-2020-0011)

Литература

1. M. Labrune, M. Carbuicchio, JMMM, **269**, 203 (2004).
2. D. Wang, C.G. Morrison, A.R. Buckingham, G.J. Bowden, R.C.C. Ward, P.A.J. de Groot, JMMM, **321**, 586 (2009).

Увеличение магнитокалорической эффективности ультратонкой прослойки Gd между сильными ферромагнетиками

И.Ю. Пашенькин¹, М.А. Кузнецов¹, Н.И. Полушкин^{1,*}, М.В. Сапожников¹, Е.С. Демидов², Е.А. Кравцов^{3,4}, А.А. Фраерман¹

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

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Физический факультет, Нижний Новгород, 603950.

³ Институт физики металлов РАН, 620180, Екатеринбург, 620180.

⁴ Уральский федеральный университет, Екатеринбург, 620002.

*nip@ipmras.ru

Экспериментально исследуются магнитокалорические свойства ультратонких слоев слабых ферромагнетиков (относительно низкая температура Кюри), зажатых между слоями сильных ферромагнетиков. Обнаружено, что в прослойке из Gd толщиной 3 нм имеет место значительное увеличение магнитокалорической эффективности по сравнению с тем значением этой величины, что достигалось в отдельном слое Gd толщиной 30 нм. Наблюдаемый эффект объясняется влиянием прямой обменной связи между прослойкой Gd и берегами, что изменяет распределение намагниченности в прослойке и в конечном итоге – магнитокалорический потенциал в сравнительно малых магнитных полях (несколько сотен эрстед).

Обычно достаточно большой (до ~10 градусов Кельвина) магнитокалорический эффект (МКЭ) достигается приложением к рефрижеранту магнитного поля (H) в несколько десятков килогаусс при температурах T , близких к точке Кюри (T_C) [1]. Однако такие сильные поля могут создаваться только с помощью громоздких магнитов, которые нежелательно использовать для магнитного охлаждения. В нашей работе исследуется возможность получения МКЭ в тонком магнитном слое, к которому прикладывается сравнительно слабое поле $H < 10^3$ Гс. Исследуемая в этой работе система представляет собой прослойку рефрижеранта толщиной в несколько нанометров, зажатую между слоями ферромагнетиков с более высокими значениями температуры Кюри и связана обменным взаимодействием (ОВ) с берегами через границы раздела [2]. Магнитное поле напряженностью не более чем несколько сотен гаусс, приложенное к такой системе, вызывает перемагничивание магнитомягкого берега и значит – переориентацию намагниченностей берегов системы относительно друг друга, что в конечном итоге приводит к изменению магнитной энтропии прослойки в результате перераспределения намагниченности в ней.

Теоретически было показано [2], что МКЭ в такой системе может достигать величины до нескольких градусов Кельвина при $H < 10^3$ Гс.

В этом докладе сообщаются результаты экспериментальных исследований магнитокалорической эффективности прослойки Gd, который является одним из известных магнитокалорических материалов и используется для охлаждения как в виде массивных, так и тонкопленочных образцов [3].

Эксперимент

Точный состав исследуемой системы – подложка (стекло)/TiO/F1/Gd/F2/TiO, где F1 - это бислой (2нм)Fe40Co40B20/(1нм)Fe, а F2 - тот же бислой F1, но дополнительно с подслоем Co₇₅Sm₂₅ толщиной 30 нм (рис.1), распыляли в много-камерной системе AJA 2200 при базовом давлении 5.0×10^{-8} торр. Подчеркнем, что в слоях F1 и F2 слой Fe примыкал к Gd. Считается, что такая последовательность распыления обеспечивает сильное ОВ в системе [4]. Толщина слоя Gd варьировалась от 2.5 до 5.0 нм. Чтобы предотвратить окисление, образцы покрывались слоем TaO. Магнитные и магнитокалорические свойства приготовленных образцов исследовались снятием кривых намагничивания ($M-H$) на вибро-магнитометре Lake Shore Cryotronics, Inc. при температурах в диапазоне 170–320 К с шагом в 30 К. Из полученных кривых $M-H$ с помощью термодинамического соотношения Максвелла определялось изменение магнитной энтропии системы, что есть магнитокалорический потенциал.

Результаты и обсуждение

Диапазон температур, в котором снимались кривые $M-H$, выбирался с учетом того, что температура Кюри очень тонкого (<10 нм) слоя Gd может быть значительно меньше ($T_C \sim 200$ K) [4] комнатной температуры. Ожидается, что поля переключения намагниченности в мягком F1 и жестком F2 слоях настолько различаются, что перемагничивание в системе будет происходить в два этапа - (1) переключение намагниченности в F1 с полем насыщения $H=H_{s1}$, а затем (2) в больших полях переключение намагниченности в F2 с полем насыщения $H=H_{s2}$. В полях $H_{s1} < H < H_{s2}$ происходит перераспределение намагниченности в прослойке, обменно-связанной как с F1, так и с F2, и значит – изменение магнитной энтропии в ней [2].

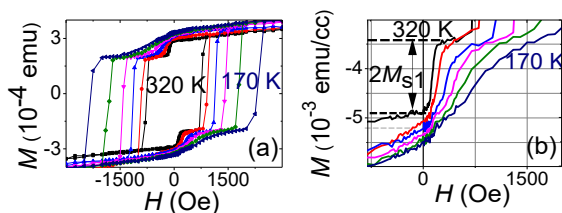


Рис. 1. (а) Мажорная петля гистерезиса от структуры F1/(3нм)Gd/F2 в интервале T от 320 К до 170 К. (б) Фрагмент петли, иллюстрирующий перемагничивание в F1

На рис. 1 показана мажорная петля гистерезиса (а), полученная от образца F1/(3нм)Gd/F2, а также фрагмент этой петли (б), иллюстрирующий переключение намагниченности в F1. Представленная петля гистерезиса демонстрирует двухступенчатое переключение намагниченности – при $H < H_{s1} < H_{s2}$ в F1 и при $H < H_{s2}$ в F2 – во всем диапазоне T , используемом в экспериментах. Отметим, что переключение становится более трудным как в F1, так и в F2 при снижении T с 320 К до 170 К.

Рисунок 2 иллюстрирует полученную температурную зависимость магнитокалорической эффективности $\Delta S/\Delta H$ в F1/(3нм)Gd/F2. Эти значения оценивались из полученных данных о переключении намагниченности в от $-M_{s1}$ до M_{s2} в F1 (рис. 1б) с помощью термодинамического соотношения Макс-

велла, в котором интегрирование dM_1/dT проводилось в диапазоне полей ΔH от $H=0$ до $H=H_{s1}$. Для сравнения, на рис. 2 также показана магнитокалорическая эффективность отдельного слоя Gd толщиной 30 нм, взятая из [3]. Как видно, значения $\Delta S/\Delta H$ в структуре примерно в три раза превышают максимальные полученные значения этой величины в отдельном (сравнительно толстом) слое Gd. Этот вывод поддерживается моделированием МКЭ в структурах F1/Gd/F2 [2] в рамках теории Ландау фазовых переходов второго рода, а также – оценками величины обменного взаимодействия на границе F1/Gd по данным ферромагнитного резонанса.

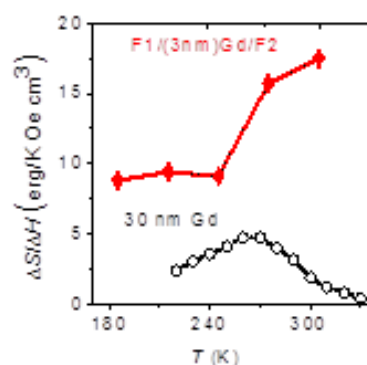


Рис. 2. Температурная зависимость магнитокалорической эффективности $\Delta S/\Delta H$ в структуре, а также – отдельном слое Gd толщиной 30 нм [3]

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 20-02-00356), а также – Министерства науки и высшего образования РФ (№ 0030-2021-0021).

Литература

1. А.М. Tishin, Y.I. Spichkin, *The magnetocaloric effect and its application*, IOP Publishing Ltd., 2003.
2. А.А. Фраерман// Письма в ЖЭТФ, т. 113, вып. 5, с. 353 – 361 (2021).
3. C.W. Miller, D.D. Belyea, B.J. Kirby// J. Vac. Sci. Techn. A, V. **32**, 040802 (2014).
4. D. Haskel, G. Srajer, J. C. Lang *et al.* // Phys. Rev. Lett., V. **87**, 207201 (2001).

Ферромагнитный резонанс наноразмерных слоистых структур FeGdFe с пиннингом и их составляющих

И.Ю. Пашенькин¹, М.А. Кузнецов¹, Н.И. Полушкин¹, М.В. Сапожников¹,
Е.С. Демидов^{2,*}, А.А. Фраерман¹

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

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского. Физический факультет, Нижний Новгород, 603950.

*demidov@phys.unn.ru

Проведено экспериментальное и модельное исследование особенностей спектров ферромагнитного резонанса (ФМР) магнитных многослойных структур FeGdFe с пиннингом и их составляющих при температурах 100-400К, при внешних полях вдоль и поперёк поля блокировки для различных параметров пленок, определение величины межслоевого обменного взаимодействия (ОВ) между подсистемами. Установлено, что намагниченность гадолиния в тонкоплёночном варианте в 2-3 раза ниже, чем в объёмном материале. Имеется свидетельство сверхсильном отрицательного ОВ -40 мДж/м² в двухслойке FeGd. Наблюдался аномальный спад с охлаждением интенсивности ФМР в слоях Fe, в структурах FeGd и FeGdFe. Велико $\geq 400\text{Э}$ и растёт с охлаждением поле блокировки в структурах FeGdFe/IrMn, FeGdFe/CoSm.

Введение

Наноразмерные слоистые структуры с разными ферромагнетиками, антиферромагнетиками и немагнитными или слабо магнитными материалами представляют интерес для новых перспективных элементов спинтроники. В частности структуры из 3d – ферромагнитных металлов и ферромагнетиков на основе редкоземельных элементов могут быть эффективными для формирования как спиновых клапанов, так и магнитокалорических приборов. Целью работы является экспериментальное исследование особенностей спектров ферромагнитного резонанса (ФМР) магнитных многослойных структур FeGdFe с пиннингом и их составляющих при температурах 100-400К, при внешних полях вдоль и поперёк поля блокировки для различных параметров пленок, определение величины межслоевого обменного взаимодействия (ОВ) между подсистемами. Работа является продолжением наших прежних исследований магнитных слоистых структур методом ФМР с численным моделированием резонансной прецессии спинов [1-4]. Для извлечения данных о величине межслоевого обменного взаимодействия экспериментальные спектры ФМР сравнивались с расчётными спектрами. Моделирование спектров осуществлялось на основе уравнений Ландау-Лифшица-Гильберта. Равновесные направления намагниченностей слоёв определялись из минимума свободной энергии. Изучены характерные спектры ФМР структур Fe/Gd/Fe/IrMn и Fe/Gd/Fe/CoSm свободный слой ферромагнетик/слабый ферромагнетик/закреплённый слой ферро-

магнетика и их слоистых фрагментов Fe, Gd, Fe/Gd, Fe/IrMn на подложках Si или SiO₂. Для записи ФМР использован 3 см спектрометр электронного парамагнитного резонанса EMX+ 10/12 фирмы Брукер.

Результаты и обсуждение

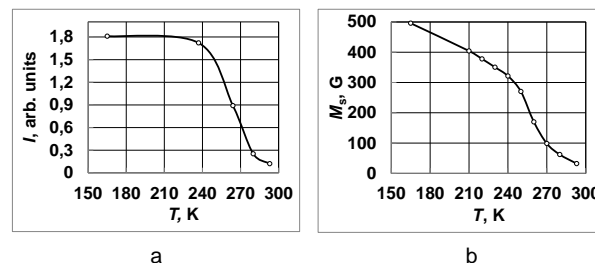


Рис. 1. Температурная зависимость а - интенсивности / спектра ФМР при ориентации магнитного поля в плоскости 43 нм слоя Gd $\theta_{\text{н}0}=90^\circ$, б - эффективной намагниченности насыщения M_s из данных резонансных полей ФМР Gd/Si

Изменение с температурой интенсивности или эффективной намагниченности насыщения ФМР 43 нм слоя Gd/Si (рисунок 1) показало, что точка Кюри около 290К близка к таковой в литературе для объёмного гадолиния. Но в согласии с данными [5] для 10 нм слоя намагниченность насыщения тонких плёнок Gd при 150К в 2 – 3 раза меньше, чем в объёмном гадолинии.

Неожиданным и необъяснимым оказался трёхкратный спад с охлаждением интенсивности ФМР 5 нм слоя Fe на кварцевой подложке (рисунок 2). Во-вторых, здесь непонятна асимметрия спектра ФМР в одиночном слое, которая может свидетельствовать о наличии обменно связанных доменов с су-

щественно отличающейся диссипацией прецессии спинов. Аналогичные явления наблюдались у структур $\text{Fe}(7)\text{Gd}(10)/\text{Si}$ и $\text{Fe}(2)/\text{Gd}(3)\text{Fe}(3)\text{IrMn}/\text{SiO}_2$, аоторые, вероятно, обусловленные свойствами слоя железа.

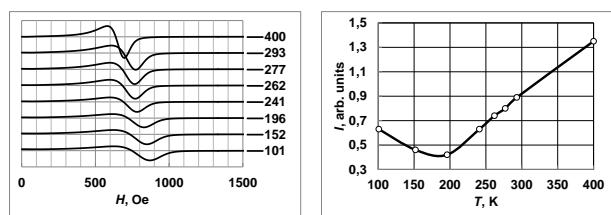


Рис. 2. Слева температурные зависимости ФМР 5 нм одиночного слоя железа на кварцевой подложке при $\theta_{H_0}=90^\circ$, справа температурная зависимость интенсивности спектра ФМР того же образца

Особенно примечательным является спад с охлаждением от $T=290\text{K}$ до 105K резонансного поля H_r структуры $\text{Fe}(7)\text{Gd}(10)/\text{Si}$ с 630 до 300Э (рисунок 3), который никакими вариантами с положительным ОВ не описать. Численное моделирование показало, что по крайней мере при $T < 240\text{K}$ имеет место ферромагнитный вариант резонанса, когда согласно [6] имеет место антипараллельная ориентация намагниченности слоя Gd по отношению к слою железа, вызванная сверхсильным отрицательным ОВ -40мДж/м^2 .

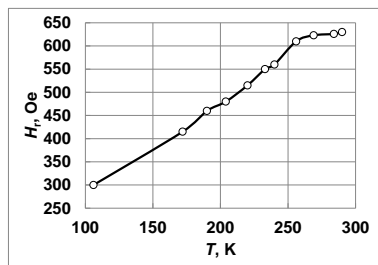


Рис. 3. Температурная зависимость резонансного поля H_r структуры $\text{Fe}(7)\text{Gd}(10)/\text{Si}$

Температурные зависимости резонансных полей H_r и поля пиннинга H_p структуры Fe/IrMn на рисунке 4 показывают сильное поле пиннинга от 400Э при 290К до величин свыше 600Э, которое растёт с охлаждением.

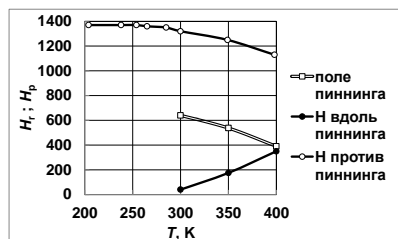


Рис. 4. Температурные зависимости резонансных полей H_r и поля пиннинга H_p структуры Fe/IrMn

Того же порядка поле ОВ с антиферромагнетиком в трёхслойке $\text{Fe}(2)/\text{Gd}(3)\text{Fe}(3)\text{IrMn}/\text{SiO}_2$ можно видеть на семействе спектров на рисунке 5.

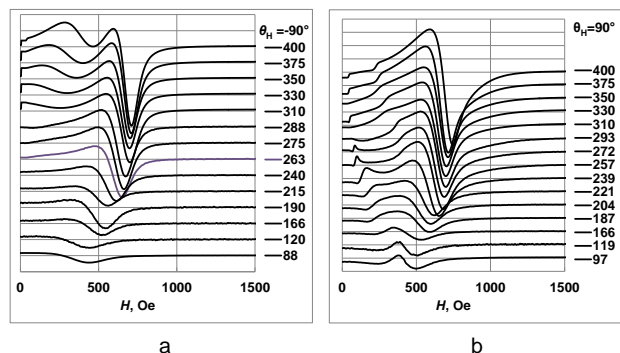


Рис. 5. Температурные зависимости спектров ФМР структуры $\text{Fe}/\text{Gd}3\text{Fe}/\text{IrMn}$. Внешнее поле в плоскости структуры $\theta_{H_0}=\pm 90^\circ$ и направлено а - против поля пиннинга, б - по полю пиннинга

Отличие структуры $(30\text{nm})\text{CoSm}/(2\text{nm})\text{Fe}/(3\text{nm})\text{Gd}/(3\text{nm})\text{Fe}$ в ОВ одного из слоёв Fe с магнитно жёстким ферромагнетиком CoSm, где для реализации поля блокировки необходимо намагничивание CoSm как показано на рисунке 6.

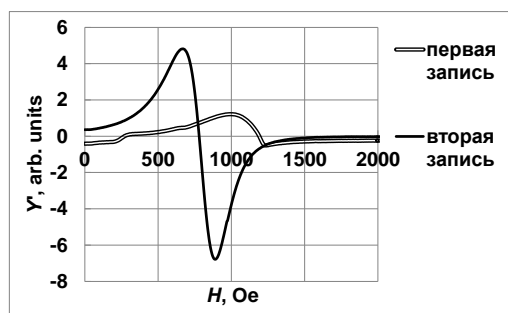


Рис. 6. Проявление пиннинга в изменении ФМР при комнатной температуре структуры $(30\text{nm})\text{CoSm}/(2\text{nm})\text{Fe}/(3\text{nm})\text{Gd}/(3\text{nm})\text{Fe}$. Первое прохождение – намагничивание слоя CoSm. Второе прохождение – слой CoSm намагничен

Поле блокировки здесь близко к таковому у предыдущей трёхслойки с ОВ одного из слоёв железа со слоем IrMn.

Литература

1. A.A. Fraerman, O.L. Ermolaeva, E.V. Skorohodov *et al* // JMMM 393, 452 (2015).
2. E.S. Demidov, N.S. Gusev, L.I. Budarin *et al* // J. Appl. Phys. V. 120, 173901 (2016).
3. O.G. Udalov, A.A. Fraerman, E.S. Demidov *et al* // J. Appl. Phys., V. 125, 103902 (2019).

4. S.N. Vdovichev, N.S. Gusev, S.A. Gusev, L. I. *et al* //IEEE Transactions on Magnetism, V. 55, 6100906(1-6) (2019).
5. T.P. Bertelli, E.C. Passamani, C. Larica, V. P. *et al* // J. Appl. Phys. V. 117, 203904 (2015).
6. A.B. Drovosekov, N.M. Kreines, A.O. Savitsky, E.A. *et al* //Phys.: Condens. Matter 29 115802 (2017).

Влияние механизма перемагничивания на магнитоэлектрический эффект в туннельных магниторезистивных контактах CoFeB/MgO

И.Ю. Пашенькин^{1,*}, М.В. Сапожников^{1,2}, Е.В. Скороходов¹, Н.С. Гусев¹,
Д. А. Татарский^{1,2}, А.А. Фраерман¹

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.

*pashenkin@ipmras.ru

Отработана технология изготовления туннельных магниторезистивных (ТМР) контактов CoFeB/MgO/CoFeB с субмикронными латеральными размерами. Исследована возможность переключения резистивного состояния таких объектов приложением электрического напряжения. Показано, что переход к субмикронным размерам позволяет получить резкий (менее 2 Э) фронт перемагничивания свободного слоя ТМР контакта, однако, обнаруженная ранее в микронных частицах, чувствительность его магнитного состояния к электрическому полю отсутствует.

Одной из наиболее актуальных задач спиновой нанозлектроники на сегодняшний день является поиск способов управления магнитным состоянием наносистем электрическим полем (магнитоэлектрический эффект). Такой подход, в частности, может позволить уйти от стандартных [1, 2] методов переключения элементов магниторезистивной памяти с произвольным доступом (MRAM), решить проблемы высокого энергопотребления и увеличить плотность записи. На сегодняшний день широко исследован эффект электрического управления магнитной анизотропией (VCMA) [3], довольно успешно использующийся в разработке MRAM. Однако процесс переключения намагниченности за счет VCMA накладывает жесткие требования на длительность и форму импульсов напряжения. Электрическое управление межслоевым обменным взаимодействием (ОВ) может позволить осуществлять переключение элементов импульсами напряжения произвольной формы и длительности (не короче периода прецессии ферромагнитного резонанса) при незначительных энергопотерях. В работе [4] продемонстрирована зависимость межслоевого ОВ от постоянного электрического напряжения, приложенного к ТМР контактам CoFeB/MgO/CoFeB, которая проявляется в сдвиге кривой намагничивания свободного слоя структуры по магнитному полю. Однако величина этого сдвига (≈ 10 Э) существенно меньше склона гистерезисной кривой (≈ 30 Э) ввиду микронных латеральных размеров частиц, что связано с большим количеством метастабильных магнитных состояний частиц такого размера. Это обстоятельство не позво-

ляет рассчитывать на переключение резистивного состояния ТМР контакта. Решение этой проблемы может быть достигнуто двумя способами. Первый способ состоит в переходе от постоянного тока к коротким импульсам, что позволит увеличить прикладываемое напряжение. Второй – в уменьшении размеров частиц до сотен нанометров, что должно привести к уменьшению фронта перемагничивания.

В рамках данной работы была отработана технология изготовления ТМР контактов на основе CoFeB/MgO/CoFeB с субмикронными латеральными размерами, а также проведены исследования возможности переключения их резистивного состояния приложением электрического напряжения. Также были предприняты попытки переключения микронных ТМР контактов в импульсном режиме.

Туннельные магниторезистивные (ТМР) контакты с субмикронными латеральными размерами формировались с использованием методов электронной и оптической литографии.

На подложке Si/SiO₂(50)/Si₃N₄(100) методом оптической литографии предварительно формировалось окно в фоторезисте в виде полосы латеральными размерами 40×700 мкм. После чего методом высоковакуумного магнетронного распыления выращивалась ТМР-структура Ta(20)/Pt(10)/Ta(20)/IrMn(10)/CoFeB(4)/MgO(1.5)/CoFeB(2.5)/Ta(3)/Pt(10) (толщины указаны в нм) и проводилась операция Lift-off. Затем с помощью электронной литографии и ионного травления в заданных местах на полоске формировались частицы размером 150×300 нм (рис. 1).

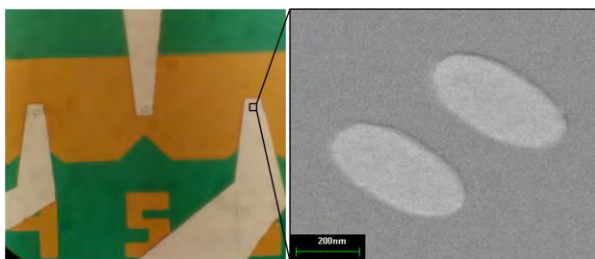


Рис. 1. Справа: изображение субмикронных TMR контактов после электрической изоляции, полученное в сканирующем электронном микроскопе; слева: изображение TMR контактов в оптическом микроскопе

Из полученных магнеторезистивных кривых (рис. 2) можно видеть, что ширина фронта перемагничивания свободного слоя субмикронных TMR контактов составляет 1–2 Э, тогда как склон гистерезисной кривой частиц микронных размеров более 30 Э. Это обусловлено изменением механизма перемагничивания при уменьшении латеральных размеров контактов и переходом в однодоменное состояние со скачкообразным когерентным перевертотом намагниченности.

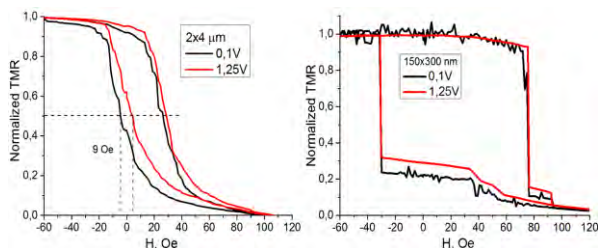


Рис. 2. Кривые магнетосопротивления TMR контактов микронных и субмикронных латеральных размеров, полученные при различных приложенных напряжениях

Важной и удивительной особенностью субмикронных TMR контактов явилось отсутствие чувствительности их магнитного состояния электрическому полю. При приложении напряжения в 1.25 В кривая намагничивания свободного слоя не претерпевает заметного сдвига по магнитному полю.

Также нами были предприняты попытки переключения состояния TMR контактов в импульсном режиме. После получения магнеторезистивной кривой при малом постоянном напряжении развертка по магнитному полю останавливалась в точке, близкой к фронту перемагничивания. После приложения импульса напряжения величиной 1.5–2 В и длительностью 100 ns менялось направление развертки. Как можно видеть на рис. 3, после приложения импульса напряжения к микронному TMR контакту происходит изменение его резистивного состояния, при этом сопротивление изменяется на

50 % от величины магнетосопротивления, что свидетельствует о соответствующем изменении средней проекции намагниченности свободного слоя на направление однонаправленной анизотропии.

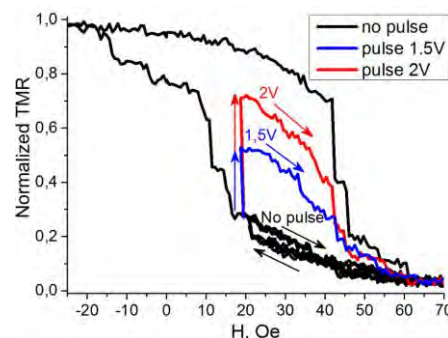


Рис. 3. Изменение сопротивления одиночного микронного TMR-контакта после приложения импульса напряжения

Использование описанной методики к TMR контактам субмикронных размеров не привело к переключению их резистивного состояния.

Таким образом, наблюдаемый нами магнитоэлектрический эффект оказывается чувствительным к механизму перемагничивания и не может объясняться простым изменением эффективного обменного поля. Возможно, электрическое поле влияет на устойчивость неоднородных состояний в микронных частицах, поле пиннинга доменных стенок.

Для более детального выяснения механизма магнитоэлектрического эффекта будет осуществлена контролируемая генерация доменных стенок в TMR контактах специфической формы и проведено исследование зависимости поля перемагничивания частицы движением доменной стенки от приложенного электрического напряжения.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (Проект № 21-72-10176).

Литература

1. Andre T.W., *et al.* // IEEE Journal of Solid-State Circuits 40, 301 (2005).
2. Miron, I.M., *et al.* // Nature Materials, 2011, 10: p. 419;
3. Alzate, J.G., *et al.* // in 2012 International Electron Devices Meeting, 2012;
3. Newhouse-Illige, *et al.* // Nature Communications, 2017, 8: p. 15232;
4. Pashen'kin I. Yu., *et al.* // JETP Letters 111, 12 (2020).

Взаимные и невзаимные оптические явления в магнитоэлектрике-антиферромагнетике CuV_2O_4

Р.В. Писарев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт Петербург
pisarev@webmail.ioffe.ru

Введение

В докладе будут представлены некоторые результаты исследований взаимных (reciprocal) и невзаимных (non-reciprocal) оптических явлений в нецентросимметричном кристалле бората меди CuV_2O_4 (пространственная группа $I-42d$, $Z = 12$). Эти явления определяются электронной структурой магнитных ионов меди Cu^{2+} ($S = 1/2$), занимающих в элементарной ячейке два типа кристаллографических позиций $4b$ и $8d$ [1]. Ниже температуры Нееля $T_N = 20$ К [2] в кристалле имеет место антиферромагнитное упорядочение в $4b$ подсистеме, а $8d$ подсистема характеризуется лишь частичным упорядочением вплоть до самых низких температур [3]. Фазовая диаграмма этого кристалла в антиферромагнитной фазе в координатах температура-магнитное поле характеризуется соразмерными и несоразмерными типами магнитного упорядочения и имеет разный вид при ориентации поля вдоль и перпендикулярно оптической оси -4 [2].

Оптические исследования

1. *Решение уравнений Максвелла.* В работе [4] был проведен макроскопический анализ распространения света в CuV_2O_4 с учетом внешнего магнитного поля и соразмерного антиферромагнитного упорядочения в $4b$ подсистеме ионов Cu^{2+} . Анализ был проведен на основе разложения тензора диэлектрической проницаемости как функции волнового вектора света, внешнего магнитного поля, и антиферромагнитного и ферромагнитного параметров порядка. Все эти вклады в диэлектрическую проницаемость послужили основой для получения решений уравнений Максвелла.

2. *Экситоны Френкеля.* Оптические спектры CuV_2O_4 в диапазоне 1.4 – 2.4 эВ связаны с электронными переходами между $3d^9$ состояниями иона Cu^{2+} в кристаллическом поле ионов кислорода O^{2-} в

обеих подсистемах ионов меди. Спектры характеризуются необычайно узкими линиями поглощения на экситонах Френкеля, которые сопровождаются более интенсивными и широкими полосами за счет экситон-фононных переходов. Узость экситонов Френкеля в CuV_2O_4 позволила впервые для магнитоупорядоченных соединений меди Cu^{2+} наблюдать зеэмановское и давыдовское расщепления френкелевских экситонов в магнитных полях до 10 Т [5]. Экспериментальные результаты получили объяснение в рамках теоретической модели, учитывающей расщепление экситонных в основном (x^2-y^2) и в возбужденном (xy) состояниях иона Cu^{2+} .

3. *Экситон-магнонные состояния в спектрах фотолюминесценции.* Впервые для соединений Cu^{2+} была обнаружена очень богатая структура спектров люминесценции, связанных с переходом из первого возбужденного (xy) состояния иона меди в низколежащие электронные состояния [6]. Необычной особенностью этих спектров было наблюдение в них нескольких повторяющихся экситон-магнонных состояний.

4. *Торонная невзаимность второй оптической гармоника.* Исследование генерации второй гармоники (ГВГ) в CuV_2O_4 в области 1.4 эВ, где имеет место переход в первое возбужденное состояние, было проведено с высоким спектроскопическим разрешением с использованием фемтосекундных лазерных импульсов. Это позволило впервые наблюдать высокую степень торонной невзаимности ГВГ, что проявлялось в изменении интенсивности ВОГ при изменении знака магнитного поля.

Работы выполнялись при частичной финансовой поддержке проекта РФФИ No. 19-52-12063.

Литература

1. M. Martinez-Ripoll, S. Martinez-Carrera, and S. Garcia-Blanco, Acta Cryst. B, V. 27, 677 (1971).

2. A.E. Petrova and A.I. Pankrats // J. Exp. Theor. Phys, V. 126, 506 (2018).
3. M. Boehm, B. Roessli, J. Schefer, *et al.* // Physical Review B, V. 68, 024405 (2003).
4. A.I. Nikitchenko and R.V. Pisarev // Physical Review B, V. 104, 184108 (2021).
5. N.E. Kopteva, D. Kudlacik, D.R. Yakovlev, *et al.* // Physical Review B, V. 105, xxxxxx (2022).
6. D. Kudlacik, V.Yu. Ivanov, D.R. Yakovlev, *et al.* // Physical Review B, V. 102, 035128 (2020).
7. J. Mund, D.R. Yakovlev, A.N. Poddubny, *et al.* // Physical Review B, V. 103, L180401 (2021).

Генерация магнитоиндуцированной второй гармоники в планарных структурах на основе ферромагнитных и антиферромагнитных материалов

В.В. Радовская^{1,*}, Е.А. Мамонов¹, Н.С. Гусев², И.Ю. Пашенькин², Т.В. Мурзина¹

¹ МГУ им. М. В. Ломоносова, Физический факультет, Ленинские горы 1, Москва, 119991.

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

*radovskaia.vv16@physics.msu.ru

Экспериментально изучены линейные и нелинейные магнитооптические эффекты в тонких многослойных плёнках, состоящих из ферромагнитных и антиферромагнитных материалов. Показано, что воздействие мощного лазерного излучения на магнитные пиннинг-структуры в случае генерации оптической второй гармоники (ВГ) уменьшает смещение петли магнитного гистерезиса интенсивности ВГ для магнитомягкого слоя, тогда как интерфейсные эффекты в отклике ВГ приводят к отсутствию особенностей при перемагничивании пиннинг-структурированного ферромагнитного слоя.

Гетероструктуры на основе ферро- (ФМ) и антиферромагнетиков (АФ) активно исследуются в настоящее время в связи с наличием у них уникальных свойств, перспективных для различных применений. Основные эффекты, возникающие в таких структурах, определяются свойствами границ раздела, что обуславливает необходимость изучения таких интерфейсов и развитие соответствующих экспериментальных подходов. К числу методов, отличающихся высокой чувствительностью к свойствам интерфейсов centrosymmetric сред, относится генерация магнитоиндуцированной второй гармоники (МВГ). Было показано, что метод МВГ позволяет детектировать нетривиальные распределения намагниченности, такие как хиральное или неколлинеарное; исследовать обменное взаимодействие в некоторых видах наноструктур [1]. В данной работе методом генерации МВГ были исследованы магнитооптические свойства планарной пиннинг-структуры ФМ1/ПМ/ФМ2/АФ, а также двухслойных пленок, содержащих попарно материалы этой гетероструктуры.

Экспериментальные результаты и обсуждение

Исследуемыми образцами являлись плёнки стекло/NiFe(5)/NiCu(5)/CoFe(5)/IrMn(10)/Ta(2), Si(2)/[X](4)/IrMn(10)/Si(5), где [X] – CoFe или NiFe; в скобках указаны толщины слоёв в нм. Исследуемые структуры были изготовлены методом магнетронного напыления (AJA 2200 multichamber system;

давление предварительной накачки 10^{-7} Торр, давление инертного газа аргона $(2-4) \cdot 10^{-3}$ Торр) на химически очищенную стеклянную подложку. Пиннинг-слоя ФМ2 слоем АФ был реализован с помощью плоскостного магнитного поля. На рисунке 1 представлена зависимость линейного меридионального магнитооптического эффекта Керра (МОЭК) для пиннинг-структурированной многослойной пленки. Видно наличие двух петель магнитного гистерезиса, первая из которых наблюдается для значений магнитного поля $H=100-200$ Гс и характеризует перемагничивание свободного (магнитомягкого) слоя NiFe, вторая петля – пиннинг-структурированного (магнитожёсткого) слоя CoFe.

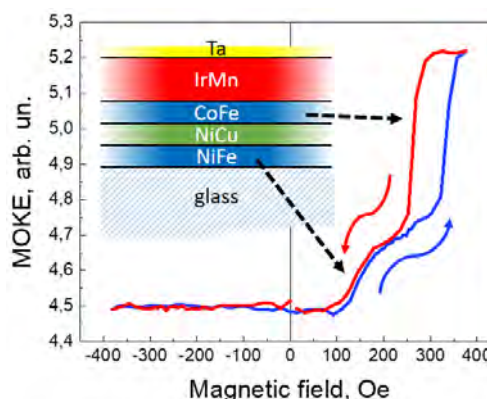


Рис. 1. Линейный магнитооптический эффект Керра для NiFe/NiCu/CoFe/IrMn/Ta; цветными стрелками обозначено направление прохода по полю. На вставке представлено схематичное изображение поперечного сечения плёнки; чёрными стрелками показано соответствие петель гистерезиса и перемагничивающихся ФМ слоёв

Нелинейно-оптические измерения проводились в схеме на отражение с использованием импульсного титан-сапфирового лазера в качестве источника излучения накачки (длина волны 800 нм, длительность импульса 30 фс, средняя мощность 50 мВт). Магнитное поле напряжённостью $H < 1.5$ кЭ было приложено в схеме экваториального МОЭК. Для определения роли разных интерфейсов между ферро- и антиферромагнитными материалами для всех исследованных структур сравнивались зависимости интенсивности ВГ от магнитного поля в случаях, когда зондирующее излучение направлялось на образец со стороны (i) пленки и (ii) подложки.

На рис. 2, а-б представлены зависимости интенсивности ВГ от внешнего магнитного поля для пиннингованной структуры для случаев (i) и (ii).

Видно, что магнитный контраст $\rho = [I(+)-I(-)]/[I(+)+I(-)]$ (где $I(+), I(-)$ – интенсивность ВГ в насыщающих полях разных знаков) имеет разный знак, что ожидаемо для магнитооптических эффектов, и амплитуду. Аналогично результатам линейного МОЭК, в нелинейных измерениях наблюдается незначительное смещение петли магнитного гистерезиса интенсивности ВГ, связанной с переманчиванием слоя NiFe, относительно нулевого значения внешнего магнитного поля. Однако это смещение меньше по сравнению с наблюдающимся в линейном МОЭК. Это может быть связано с лазерным нагревом структуры и соответствующим уменьшением обменного взаимодействия слоёв ФМ1 и АФ [2]. Также наблюдается отсутствие второй петли гистерезиса, соответствующей переманчиванию пиннингованного ФМ2 слоя.

На рис. 3, а-б приведены зависимости интенсивности ВГ от внешнего магнитного поля для двухслойных структур CoFe/IrMn и NiFe/IrMn; излучение падало на образец со стороны подложки.

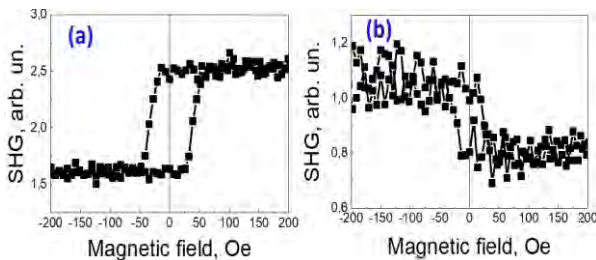


Рис. 2. Зависимость интенсивности ВГ от магнитного поля для структуры NiFe/NiCu/CoFe/IrMn/Ta при оптическом возбуждении структуры со стороны (а) подложки и (б) плёнки

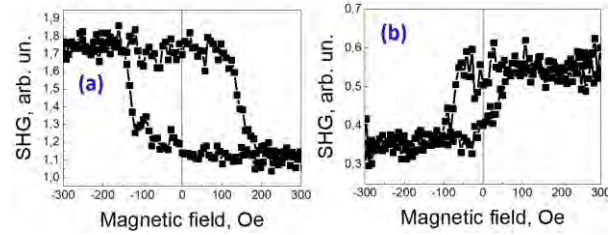


Рис. 3. Зависимость интенсивности ВГ от магнитного поля для структур (а) CoFe/IrMn и (б) NiFe/IrMn

Во-первых, видно, что знаки магнитного контраста МВГ для этих структур различны, что приводит к снижению видности МОЭК на частоте ВГ в случае, когда эти границы раздела расположены близко друг к другу, как в случае изученной многослойной структуры. Во-вторых, данные зависимости демонстрируют смещённую петлю гистерезиса; в случае двухслойной пленки CoFe/IrMn площади под кривыми гистерезиса для положительного и отрицательного внешнего магнитного поля различаются приблизительно на 40%, что может быть связано особенностью нелинейного отклика границы раздела CoFe/IrMn.

Заключение

Методом генерации оптической второй гармоники показаны различия линейного и нелинейного магнитных гистерезисов для структуры (стекло)/NiFe/NiCu/CoFe/IrMn/Ta, а именно меньшее смещение первой петли гистерезиса и отсутствие второй петли для нелинейного случая. Также показано наличие смещения петель гистерезиса для двухслойных структур CoFe/IrMn и NiFe/IrMn, что предположительно объясняется совместным действием двух интерфейсов.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 19-72-20103, с использованием оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» ИФМ РАН, а также Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (грант № 21-2-1-50-1).

Литература

1. V. K. Valev et al., Phys. Rev. Letters **96**, 067206 (2006).
2. S. N. Vdovichev et al., Phys Rev B **98**, 014428 (2018).

Топологический эффект Холла

И.В. Рожанский*, К.С. Денисов, М.Б. Лифшиц, М.А. Ракицкий, С.А. Кузьмин, В.А. Чучалин

Физико-Технический Институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, С.Петербург, 194021.

*rozhansky@gmail.com

Развита теория топологического эффекта Холла (ТЭХ) в системах с киральными спиновыми текстурами, обнаружен флуктуационный вклад в ТЭХ. Рассмотрены явления, имеющие схожее теоретическое описание и физический механизм – асимметричное рассеяние и spin swarming на магнитных примесях.

Введение

Топологический эффект Холла (ТЭХ) известен как явление переноса в различных магнитных системах, возникающее из-за обменного взаимодействия свободных носителей с киральными текстурами намагниченности, такими как магнитные скирмионы. Подобно аномальному эффекту Холла, ТЭХ наблюдается в структурах с нарушенной симметрией относительно обращения времени и рассматривается как перспективный инструмент для исследования топологически нетривиальных спиновых структур, а также для приложений, в частности устройств памяти типа racetrack memory.

Теория топологического эффекта Холла

В зависимости от ситуации ТЭХ может приводить как к спиновому, так и к зарядовому эффекту Холла, причем теоретическое описание этих случаев оказывается существенно различным, нами был исследован кроссовер между спиновым и зарядовым режимами ТЭХ. В настоящее время ТЭХ экспериментально наблюдается в различных системах с киральными спиновыми текстурами, при этом, по-видимому, выполнены условия адиабатического режима, приводящего к спиновому эффекту Холла и, в меру спиновой поляризации носителей заряда, к поперечному току. Мы показали, что для малых размеров скирмионов или слабого обменного взаимодействия ожидается другой, неадиабатический режим, и тогда рассеяние электронов на киральных спиновых текстурах приводит к зарядовому эффекту Холла в отсутствие спинового [1]. Нами теоретически исследованы оба режима и переход между ними при изменении размеров текстур или константы обменного взаимодействия [2].

Антиферромагнитные скирмионы

Особый интерес в последнее время представляют исследования антиферромагнитных скирмионов,

однако теория ТЭХ в таких системах в основном представлена только первопринципными численными расчетами. Мы предложили полуаналитическую модель и провели расчет ТЭХ для антиферромагнитного скирмиона в системе с квадратной антиферромагнитной кристаллической решеткой. Показано, что в отличие от ферромагнитного скирмиона, холловский отклик для антиферромагнитного скирмиона в адиабатическом режиме может представлять нецелую величину в единицах топологического заряда.

Флуктуационный вклад

В некоторых системах наблюдаемая экспериментально величина ТЭХ при определенных условиях значительно превышает ожидаемую из теории. Анализ экспериментальных данных по ТЭХ в гетероструктурах на основе Ir/Fe/Co/Pt с магнитными скирмионами показал, что такое рассогласование связано с динамическими флуктуациями киральных спиновых текстур вблизи фазового перехода из ферромагнитного состояния в скирмионную фазу. Предложена теоретическая модель, описывающая этот флуктуационный вклад [3].

Асимметричное рассеяние и spin swarming

Теория асимметричного обменного рассеяния, разработанная нами для описания ТЭХ также позволила описать асимметричное рассеяние электронов и дырок на парамагнитных центрах в полупроводниках со спин-орбитальным взаимодействием и показать существование спин-независимого вклада в аномальный холловский отклик в таких системах [4]. Помимо ТЭХ рассеяние электронов на магнитных скирмионах приводит также к эффекту корреляции спиновой прецессии и направления рассеяния, известному как spin swarming. Вопрос об экспериментальном наблюдении этого эффекта в настоящее время является открытым [5].

Литература

1. K. S. Denisov, I. V. Rozhansky, N. S. Averkiev, E. Lähderanta // *Phys. Rev. Lett* 117, 027202 (2016).
2. K. S. Denisov, I. V. Rozhansky, N. S. Averkiev, E. Lähderanta // *Phys. Rev. B* 98, 195439 (2018).
3. M. Raju, A. P. Petrović, A. Yagil, K. S. Denisov, N. K. Duong, B. Göbel, E. Şaşıođlu, O. M. Auslaender, I. Mertig, I. V. Rozhansky, C. Panagopoulos // *Nature Communications* 12, 2758 (2021).
4. M. A. Rakitskii, K. S. Denisov, I. V. Rozhansky, N. S. Averkiev // *Appl. Phys. Lett.* 118, 032105 (2021).
5. I. V. Rozhansky, K. S. Denisov, M. B. Lifshits, N. S. Averkiev, E. Lähderanta // *Phys. Status Solidi B*, 1900033 (2019).

Подрешеточный ферримагнетизм в квазисвободном графене

А.Г. Рыбкин^{*}, А.В. Тарасов, А.А. Рыбкина, А.В. Ерыженков

Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., д. 7–9, Санкт-Петербург, 199034.

*artem.rybkin@spbu.ru

Обнаружено, что графен может быть намагничен за счет взаимодействия с тонкой пленкой Co через монослой Au. Наличие петлевых дислокаций под графеном приводит к ферримагнитному упорядочению моментов в двух подрешетках графена. Показано, что запрещенная зона в К точке (80 мэВ) имеет магнитную природу и существует для ферримагнитного упорядочения. Конкурирующие вклады спин-орбитального и обменного взаимодействий подтверждаются асимметрией спинового расщепления в измерениях ФЭСУР и вычислениями из первых принципов.

Введение

На сегодняшний день графен остается одним из наиболее интенсивно исследуемых материалов благодаря своему высокому потенциалу применения в 2D-электронике и спинтронике. Тем не менее, уникальные электронные состояния свободного графена не обладают существенной спиновой поляризацией/расщеплением для разработки устройств с возможностью генерации спин-поляризованных токов. Для использования графена в качестве активного элемента спинтроники требуется усиление спин-орбитального и обменного взаимодействий в графене.

Известно, что сильное спин-орбитальное взаимодействие является необходимым условием для наблюдения эффектов, таких как квантовый спиновый эффект Холла [1], квантовый аномальный эффект Холла (КАЭХ) [2] и др. Немаловажное значение имеет эффект магнитной близости, который представляет собой многообещающий способ реализации обменного расщепления электронных состояний [2] без приложения внешнего магнитного

поля, что также может быть использовано для реализации КАЭХ при условии сохранения топологической нетривиальности электронных состояний. Ранее было показано, что контакт графена с антиферромагнитным оксидом может приводить к возникновению КАЭХ или квантового долинного эффекта Холла в зависимости от направления намагниченности [3].

В нашей работе [4] сообщалось о реализации магнитно-спин-орбитального графена на интерфейсе Au/Co(0001) с петлевыми дислокациями. Результаты теоретических расчетов показали, что наведенные в графене обменное взаимодействие и гигантское расщепление Рашбы приводят к асимметрии спинового расщепления в противоположных К точках (К и К'). Однако, из-за большой размерности суперструктуры с петлевыми дислокациями расчет представляет собой весьма трудоемкую задачу, и был ранее выполнен только в ограниченном варианте с небольшой периодичностью (элементарная ячейка 2x2 по отношению к графеновой ячейке) и отсутствием петлевых дислокаций.

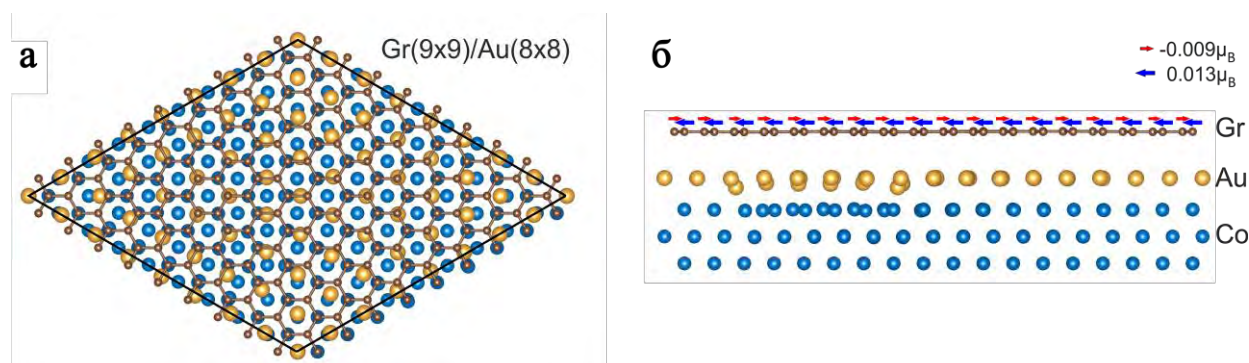


Рис. 1. Оптимизированная элементарная ячейка структуры Gr/Au/Co с петлевой дислокацией: вид сверху (а) и вид сбоку (б). Дополнительно приведены стрелки, обозначающие максимальные магнитные моменты на атомах графена в двух противоположных направлениях. Направление намагниченности слоя Co слева направо

Результаты

В данной работе были выполнены расчеты в рамках теории функционала плотности для более реалистичной модели системы Gr/Au/Co(0001) с периодом (9x9) и содержащей петлевые дислокации. Проведенные расчеты электронной структуры показали, что самосогласованное решение уравнения Шредингера характеризуется ферромагнитным порядком на А и В подрешетках графена. Элементарная ячейка системы и рассчитанные магнитные моменты на атомах графена показаны на Рисунке 1. Подобное магнитное упорядочение системы, как оказалось, приводит к появлению запрещенной зоны в К и К' точках графена и асимметрии его спиновой структуры. Полученные теоретические результаты подтверждаются данными фотоэлектронной спектроскопии с угловым и спиновым разрешением (ФЭСУР). По экспериментальным данным величина запрещенной зоны составляет 80 ± 25 мэВ, а спиновое расщепление π состояний – 40 и 80 мэВ в окрестностях противоположных К точек при намагниченности слоя кобальта в плоскости поверхности и перпендикулярно направлению ГК. Интерфейс (монослой Au)/Co(0001) с периодическими петлевыми дислокациями играет ключевую роль в передаче обменного взаимодействия на графен, поскольку именно присутствие дислокаций в модели кардинальным образом меняет картину электронной структуры графена, создавая в нем

запрещенную зону из-за взаимодействия по типу Хаббарда и неэквивалентности А и В подрешеток. С использованием модели сильной связи было показано, что исследуемая система имеет противоположную по знаку кривизну Берри в противоположных К и К' точках, что позволяет ее предложить в качестве кандидата для реализации теоретически предсказанного эффекта Холла с циркулярным дихроизмом [5]. Таким образом, 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 при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 18-12-00062).

Литература

1. C.L. Kane and E.J. Mele // *Physical Review Letters*, V. 95, 146802 (2005).
2. V.T. Phong, N.R. Walet, and F. Guinea // *2D Materials*, V. 5, 014004 (2017).
3. H. Takenaka *et al.* // *Physical Review B*, V. 100, 125156 (2019).
4. A.G. Rybkin *et al.* // *Nano Letters*, V. 18, 1564 (2018).
5. Y. Zhou and F. Liu // *Nano Letters*, V. 21, 230 (2021).

Меандровые 3D структуры магноники для создания элементов межсоединений магнонных сетей

А.В. Садовников^{1,2}, Е.Н. Бегинин¹, G. Gubbiotti³, С.А. Никитов^{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, д. 11к7, Москва, 125009.

³ Istituto Officina dei Materiali del CNR (CNR-IOM), Sede Secondaria di Perugia, c/o Dipartimento di Fisica e Geologia, Università di Perugia, I-06123 Perugia, Italy.

SadovnikovAV@gmail.com

Проведено исследование динамики спиновых волн в трехмерных наноструктурах на основе меандровых магнонных микроволноводов. Приведены результаты исследования методом Манделъштам-Бриллюэновской спектроскопии, широкополосного ферромагнитного резонанса. Показаны механизмы формирования запрещенных зон в спектре спиновых волн, распространяющихся в меандровых структурах. Методом микромагнитного моделирования выявлены особенности в спектре спиновых волн при изменении геометрических параметров 3D структур и варьировании угла подмагничивания.

Введение

Переход от двумерной архитектуры магнонных сетей к трехмерной в настоящее время представляет большой интерес ввиду развития концепций обработки и хранения данных на принципах магноники [1]. Данный подход позволяет значительно миниатюризировать спин-волновые устройства. В электронике трехмерные схемы требуют эффективного отвода джоулева тепла от вычислительных элементов, что представляет собой технологическую проблему. Для сравнения, магноника позволяет передавать информационный сигнал, закодированный в амплитуду и фазу спиновых волн, при этом значительно уменьшается уровень генерирование паразитного тепла. В настоящей работе представлены результаты исследования динамики спиновых волн (СВ) в трехмерных наноструктурах на основе меандровых магнонных микроволноводов, впервые представленных в работе [2].

Основная часть

Ферромагнитные пленки и многослойные пленки меандрового типа, выращенные на поверхности периодически структурированных подложек, можно рассматривать как трехмерную магнно-кристаллическую структуру (см. рис.1). Недавние исследования трехмерных пленок в форме меандра на основе диэлектрических (YIG) [3-4] и металлических (CoFeB, NiFe) [5-7] материалов продемонстрировали способность управлять спектрами СВ. Магنونная зонная структура однослойных CoFeB и

двухслойных пленок CoFeB /Ta/NiFe в форме меандра, получена с помощью метода Манделъштам-Бриллюэновской спектроскопии. Более узкая ширина магнонной запрещенной зоны наблюдалась для структуры CoFeB/Ta/NiFe по сравнению с образцом CoFeB (см. рис.2). Это может быть связано с межслойной дипольной связью, которая изменяет дисперсионную характеристику спиновых волн. Свойства отдельных мод дополнительно характеризовались фазовым соотношением (синфазным или не синфазным) между колебаниями намагниченности в двух слоях и их локализацией в горизонтальном и вертикальном сегментах.

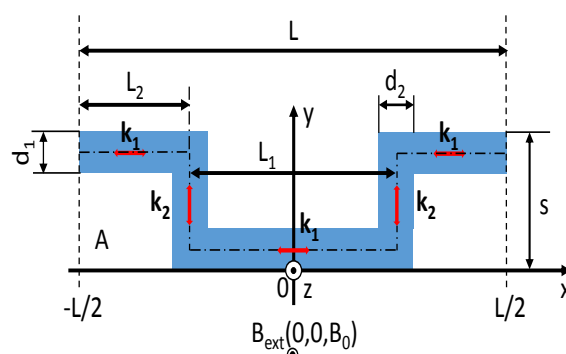


Рис. 1. Исследуемая меандровая структура

Методом Манделъштам-Бриллюэновской спектроскопии оказывается возможным провести построения карт динамической намагниченности по всей поверхности пленки. С помощью методов микромагнитного моделирования и экспериментального метода широкополосного ферромагнитного резонанса (ФМР) показана трансформация спектров СВ при варьировании угла подмагничивания (см.

рис.3). При этом помимо анизотропии типа «легкая ось» в меандровых структурах наблюдается формирование локализованных спин-волновых мод. Рассматриваемый класс 3D структур может найти применение в качестве элементов межсоединений для многослойных топологий магнетических сетей, выполняющих функции обработки информационных сигналов [8].

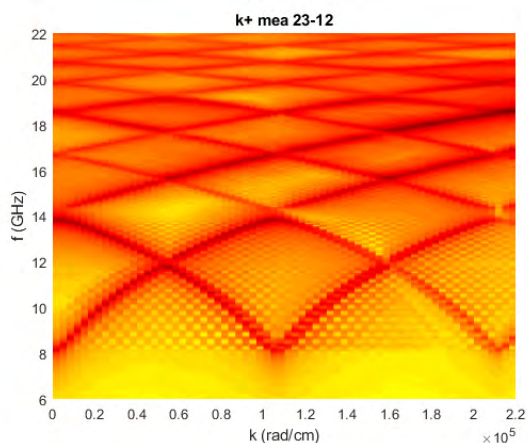


Рис. 2. Дисперсионная диаграмма СВ в меандровой структуре

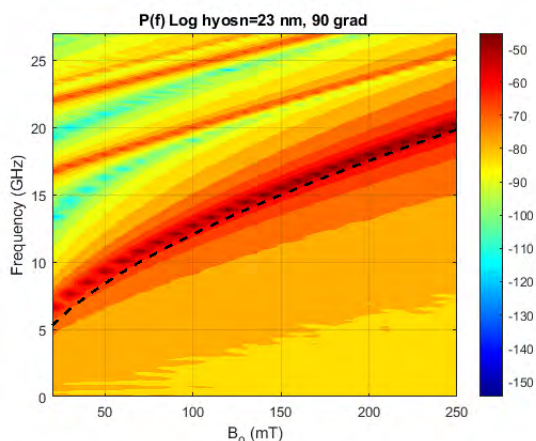


Рис. 3. Спектр широкополосного ФМР для меандровой структуры

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№20-79-10191).

Литература

1. С. А. Никитов, А. Р. Сафин, Д. В. Калябин, и др. // " УФН 190 1009–1040 (2020).

2. E. N. Beginin, A. V. Sadovnikov, A. Yu. Sharaevskaya, A. I. Stognij, and S. A. Nikitov Spin wave steering in three-dimensional magnonic networks *Appl. Phys. Lett.* 112, 122404 (2018).
3. V. K. Sakharov, E. N. Beginin, Y. V. Khivintsev, A. V. Sadovnikov, A. I. Stognij, Y. A. Filimonov, and S. A. Nikitov Spin waves in meander shaped YIG film: Toward 3D magnonics// *Appl. Phys. Lett.* 117, 022403 (2020).
4. V. Sakharov, Yu. Khivintsev, S. Vysotskii, A. Stognij, Yu. Filimonov, A. Sadovnikov, E. Beginin, S. Nikitov Spin wave filtration by resonances in the sidewalls of corrugated yttrium-iron garnet films // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 545, 168786 (2022).
5. G. Gubbiotti, A. Sadovnikov, E. Beginin, S. Nikitov, D. Wan, A. Gupta, S. Kundu, G. Talmelli, R. Carpenter, I. Asselberghs, I. P. Radu, C. Adelman, F. Ciubotaru Magnonic Band Structure in Vertical Meander-Shaped Co₄₀Fe₄₀B₂₀ Thin Films// *Phys. Rev. Applied.* 15, 014061 (2021).
6. G. Gubbiotti, A. Sadovnikov, E. Beginin, S. Sheshukova, S. Nikitov, G. Talmelli, I. Asselberghs, I. P. Radu, C. Adelman, F. Ciubotaru// Magnonic band structure in CoFeB/Ta/NiFe meander-shaped magnetic bilayers. *Appl. Phys. Lett.* 118, 162405 (2021).
7. A. V. Sadovnikov, G. Talmelli, G. Gubbiotti, E. N. Beginin, S. Sheshukova, S. A. Nikitov, C. Adelman, F. Ciubotaru, Reconfigurable 3D magnonic crystal: Tunable and localized spin-wave excitations in CoFeB meander-shaped film // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 544, 168670 (2022).
8. Beginin E.N., Kalyabin D.V., Popov P.A., Sadovnikov A.V., Sharaevskaya A.Yu., Stognij A.I. and Nikitov S.A. "3D Magnonic Crystals" In G. Gubbiotti (Eds) "Three-Dimensional Magnonics" CRC Press (Taylor&Francis), Jenny Stanford Publishing, New York.

Динамика спин-волнового сигнала в системе латеральных волноводов ЖИГ/FeRh

Е.И. Саломатова^{1, *}, С.А. Одинцов^{1, &}, А.А. Амиров², В.В. Родионова², В.К. Сахаров³, А.В. Садовников¹

¹ СГУ им. Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410026.

² БФУ им. И. Канта, ул. А. Невского, 14, Калининград, 236041.

³ Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зелёная, 38, Саратов, 410019.

* e.salomatova2016@yanex.ru, § odinoff@gmail.com

В работе продемонстрирована реализация режимов управления динамикой спиновых волн в композитной структуре ЖИГ/FeRh путем изменения параметров слоя FeRh. Изучено влияние антиферромагнетика FeRh на характеристики ЖИГ, а так же обнаружено, что изменяя геометрические размеры и намагниченность слоя FeRh существует возможность осуществлять управление амплитудой и фазой спиновых волн, распространяющихся вдоль латеральных волноводов из ЖИГ.

Введение

В настоящее время особую актуальность приобретают структуры, демонстрирующие основные достоинства магноники, такие как быстродействие и низкое энергопотребление [1-2]. Среди таких структур пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ), проявляющие рекордно низкие величины затухания сигнала. На основе ЖИГ имеет интерес система, представленная в виде латерально расположенных волноводов, используемая как альтернативный подход к методам частотной и волновой фильтрации в магнонных сетях, образованных системой ферромагнитных полосок.

Свойствами спиновых волн (СВ), распространяющихся в таких структурах, можно управлять с помощью внешнего воздействия. Одним из методов, рассматриваемого в ходе данной работы, является присоединение к системе антиферромагнитного материала железо-родия (FeRh) [3], который имеет высокую намагниченность насыщения в ферромагнитной фазе, а также обладает значительным магнитоэлектрическим, пьезоэлектрическим и пьезоэлектрическим эффектами, возникающими вблизи метамагнитного фазового перехода 1-го рода.

Методика эксперимента

Исследуемая структура, представленная на рис. 1, состоит из латеральных волноводов ЖИГ и расположенного над ними в центре слоя FeRh. Структура помещена во внешнее статическое магнитное поле $H_0=1200$ Э в направлении оси y для эффективного

возбуждения поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ).

Чтобы изучить динамику ПМСВ в такой системе было проведено микромагнитное моделирование (МММ) на основе численного интегрирования уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта (1):

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma [\mathbf{H}_{eff} \times \mathbf{M}] + \frac{\alpha}{M_{s1}} \left[\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right], \quad (1)$$

где \mathbf{M} – вектор намагниченности, $\gamma = 2.8$ МГц/Э – гиромагнитное отношение, $\alpha = 10^{-5}$ – параметр затухания, $M_{s1} = 139$ Гс - намагниченность насыщения ЖИГ, $H_{eff} = -\delta F/\delta \mathbf{M}$ – эффективное магнитное поле. МММ позволяет численно решить задачу о возбуждении и распространении СВ в нерегулярной магнитной микроструктуре.

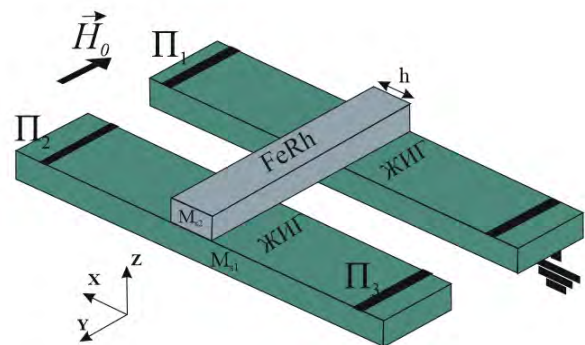


Рис. 1. Схематическое изображение структуры, состоящей из латеральных ЖИГ полосок и слоя FeRh, расположенного сверху

Далее, изменяя поочередно один из параметров слоя FeRh, проводили МММ и сравнивали полученные результаты.

Результаты и обсуждения

Первым из изменяемых параметров была намагниченность насыщения FeRh M_{s2} . На рисунке 2 показано, как преобразовывался вид амплитудно-частотная характеристики (АЧХ) СВ при различном значении M_{s2} . Остальные параметры были неизменны. На графиках наблюдается перераспределение СВ сигнала, что видно из изменения амплитуды сигнала на портах P_1, P_2, P_3 , это происходит за счет влияния FeRh на такие характеристики ЖИГ, как намагниченность и внутреннее поле.

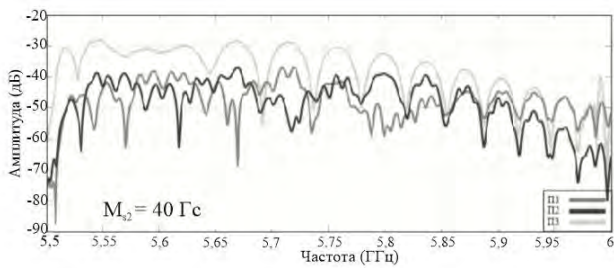
Вторым методом было изменение геометрических размеров слоя FeRh, а именно длины h . Остальные параметры были неизменны. Из рисунка 3, на котром также как и в первом случае изображена

АЧХ, видно, что с увеличением h на 100 мкм на портах P_2 и P_3 , значительно упала, а на P_1 практически не изменилась, что говорит о перенаправлении сигнала на последний указанный порт. При этом в работе также исследованы свойства невзаимности ПМСВ, распространяющихся влоль латеральных полосок ЖИГ с АФМ нагрузкой.

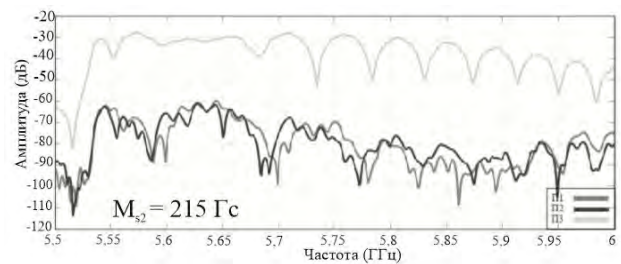
Заключение

Таким образом, в работе показано как с помощью изменения характеристик слоя из анферромагнитного материала возможно управление амплитудой и фазой СВ, а так же расширение функциональных возможностей структуры, которые позволяют использовать ее для устройств магнойной логики и обеспечивать перенаправление спин-волнового сигнала на разные выходы.

Работа выполнена в рамках проекта РФФ (№20-79-10191).

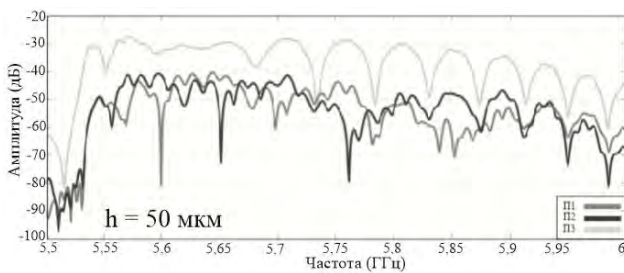


а

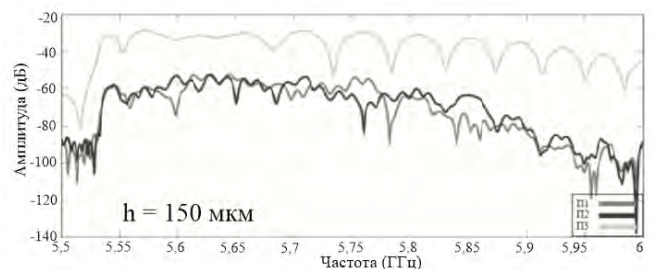


б

Рис. 2. Амплитудно-частотная характеристика. а) $M_{s2} = 40$ Гс, б) $M_{s2} = 215$ Гс



а



б

Рис. 2. Амплитудно-частотная характеристика. а) $h = 50$ мкм, б) $h = 150$ мкм

Литература

1. A. A. Bukharaev, A. K. Zvezdin, A. P. Pyatakov, Yu. K. Fetisov // *Phys. Usp.* 2018. Vol. 61, P. 1175–1212.
2. A. G. Gurevich, G. A. Melkov // *Magnetization Oscillations and Waves*. London: CRC Press, 1996.
3. A. A. Amirov, V. V. Rodionov, I. A. Starkov, A. S. Starkov, A. M. Aliev // *JMMM*, 2019 Vol. 470, P. 77-80.

Эффект Холла в туннельных контактах

М.В. Сапожников^{1,2*}, И.Ю. Пашенькин¹, Н.С. Гусев¹, А.А. Фраерман¹

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

В работе экспериментально исследован эффект Холла, возникающий при протекании тока через туннельный контакт. Контакт имеет структуру CoFeB(3nm)/MgO(1nm)/Pt(1-10nm). При этом магнитный слой CoFeB служит инжектором поляризованных по спину электронов, которые испытывают спин зависимое рассеяние за счет взаимодействия спина с орбитальным движением в электрическом поле приложенном к контакту. Величина приложенного поля достигает $\sim 10^9$ В/м, что по порядку величины близко к атомарным полям. Это и обуславливает заметную величину измеряемого эффекта. Возникающее в Pt-коллекторе нечетное по приложенному магнитному полю поперечное напряжение имеет нечетную и четную компоненты по приложенному к контакту электрическому полю. Нечетная компонента $U_{\text{Hall}} \sim E$ является проявлением аномального эффекта Холла в магнитном инжекторе, тогда как четная компонента $U_{\text{Hall}} \sim E^2$ обусловлена спин-орбитальным взаимодействием в туннельном промежутке. Наблюдаемые эффекты уменьшаются с увеличением толщины коллектора, что связано с релаксацией электронов с слое Pt.

Благодаря тому, что туннельные контакты имеют сверхтонкую толщину туннельного промежутка (несколько нанометров), приложение даже небольших напряжений позволяет создавать в них сильные электрические до 10^9 В/м что близко по величине к атомарному полю. Нами были проведены эксперименты по исследованию эффекта Холла в туннельном барьере, обусловленного спин-орбитальным взаимодействием, в данном случае взаимодействием между спином электрона и его орбитальным движением в сильном электрическом поле, приложенном к туннельному барьеру. Данный эффект должен быть квадратичен по величине приложенного поля поскольку $U_{\text{Hall}} \sim jE \sim T|E|^2$, где T - торонидный момент в распределении намагниченности. Этим данный эффект должен отличаться от любых других поперечных транспортных эффектов, возможных в системе (нормальный эффект Холла, аномальный эффект Холла, обратный спин-Холл эффект), для которых $U_{\text{Hall}} \sim j \sim E$, то есть должна выполняться линейная зависимость от протекающего тока, а значит и от приложенного к системе электрического поля.

Геометрическая схема образцов представлена на Рис. 1. Образец литографировался из многослойной структуры Ta(20)/CoFeB(5)/MgO(1.5)/Pt(1-10) (толщины указаны в нанометрах), которая была выращена методом магнетронного распыления на подложке Si/SiO₂(50)/Si₃N₄(100) (толщина указана в нм). Слой CoFeB играет роль инжектора спин-поляризованных носителей тока. На одной подложке в едином процессе изготавливалось несколько туннельных Холловских структур ("чип", Рис.2). Образцы подвергались термическому отжигу в ва-

кууме при температуре 330° С в течение 2 часов. Эта процедура необходима для рекристаллизации слоя CoFeB и получения высокой величины спиновой поляризации тока, инжектируемого в туннельный промежуток. Было изготовлено три серии туннельных контактов с различной толщиной коллекторного слоя Pt - 1,2 и 10 нм.

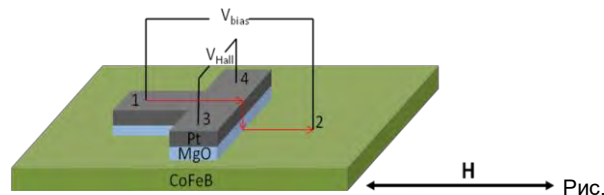


Рис. 1. Геометрическая схема образца и проведения эксперимента. Ток через систему пускался как в прямом, так и в обратном направлении



Рис. 2. Слева: изображение в оптическом микроскопе цепочки параллельных крестов Холла, литографированных на общем магнитном инжекторном слое, масштаб структуры легко определяется по длине CoFeB полоски, служащей магнитным инжектором (синяя полоска в центре, 700μм). Справа: фотография одиночного элемента, ширины CoFeB инжектора 22 μм

Измерения проводились следующим образом. На контакты 1-2 подавалось питающее напряжение. При этом сигнал измерялся на контактах 3-4 в зависимости от приложенного магнитного поля. За-

тем из сигнала выделялась холловская составляющая, которая является нечетной по магнитному полю частью сигнала и имеет характерную форму петли гистерезиса (Рис. 3). Заметим также, что платиновый электрод намеренно делался ультратонким с тем, чтоб не происходило шунтирования холловских контактов, и холловское напряжение, возникающее при протекании тока через туннельный промежуток, передавалось на измерительную аппаратуру.

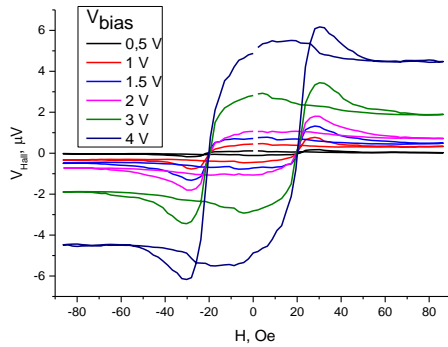


Рис. 3. Характерный вид холловских гистерезисов при разных величинах приложенного напряжения. Образец с толщиной Pt слоя 2 нм

При этом было обнаружено, что величина холловского сигнала, измеренного в насыщении, растет нелинейно по величине приложенного напряжения. Кроме того, оказалось, что изменение знака приложенного напряжения не меняет знака сигнала на Холловских контактах. Величина Холловского сигнала в зависимости от приложенного напряжения приведена на Рис. 4. Экспериментальные данные хорошо аппроксимируются выражением

$$V_{Hall} = \alpha V_{bias} + \beta V_{bias}^2$$

Экспериментально измеренные значения α и β для разных образцов приведены в Таблице 1. Видно, что в диапазоне $V_{bias} > 0.5V$ квадратичные по полю E вклад превышает линейный. При более низких приложенных напряжениях соотношение сигнал/шум уменьшаются, поэтому непосредственно измерить Холловский сигнал в области, где линейный вклад выше, не получается. Тем не менее, учитывая вид выражения (1), можно разделить петли Холловского гистерезиса на четную по приложенному полю E и нечетную ($\sim E^2$) части. Квадратичная часть представляет собой искомое проявление спин

-орбитального эффекта, связанного с приложенным к туннельному промежутку сильным электрическим полем, нечетная часть включает в себя все остальные возможные эффекты Холла, такие как аномальный эффект в магнитном электроде или обратный спин-холл эффект в платиновом электроде. Искомая нами четная часть сигнала практически совпадает с исходным сигналом (Рис. 3), так как она существенно превышает нечетную компоненту по величине.

d(Pt) (нм)	α	β (B-1)
1	$1.6 \times 10^{-7} \pm 0.3 \times 10^{-7}$	$4.6 \times 10^{-7} \pm 0.4 \times 10^{-7}$
2	$6.5 \times 10^{-8} \pm 0.3 \times 10^{-8}$	$3.4 \times 10^{-7} \pm 0.07 \times 10^{-7}$
10	$0.6 \times 10^{-8} \pm 10^{-8}$	$0.3 \times 10^{-7} \pm 0.04 \times 10^{-7}$

Таблица 1.

Исследование величины эффекта в зависимости от толщины платинового электрода как и ожидалось, показало существенное падение сигнала. Как уже было сказано выше это связано с закорачиванием измерительной цепи самим платиновым электродом, сопротивление которого падает при увеличении толщины.

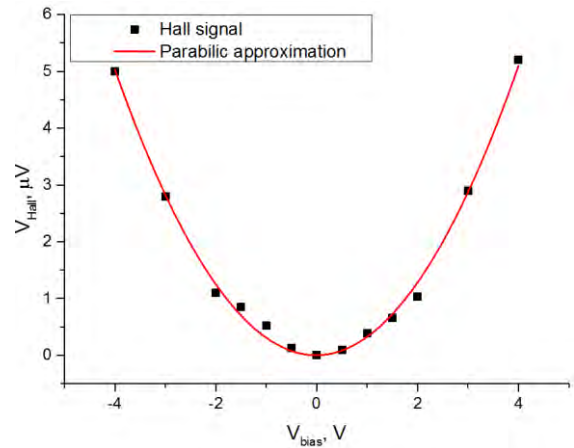


Рис. 4. Характерный вид зависимости Холловского напряжения от приложенного к туннельному контакту напряжения. Справа на графики отдельно приведены зависимости линейной и квадратичной части сигнала

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (Проект № 21-12-00271).

Распространение спиновых волн в магнетонных кристаллах с неоднородным распределением намагниченности по толщине

В.К. Сахаров^{1, *}, Ю.В. Хивинцев¹, Г.М. Дудко¹, А.С. Джумалиев¹, С.Л. Высоцкий¹,
А.И. Стогний², Ю.А. Филимонов¹

¹ СФирЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зелёная, 38, Саратов, 410019.

² ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению», ул. П. Бровки, 19, Белоруссия, Минск, 220072.

*valentin@sakharov.info

С помощью микромагнитного моделирования исследованы дисперсионные и амплитудно-частотные характеристики поверхностных магнетостатических волн, распространяющихся в магнетонных кристаллах на основе субмикронных плёнок железиттриевого граната с неоднородным распределением намагниченности по толщине.

Введение

Неоднородность распределения намагниченности ($4\pi M$) по толщине (d) магнетических плёнок может использоваться для управления дисперсионными свойствами магнетостатических волн (МСВ) [1, 2] и приводить к эффективному возбуждению обменных спиновых волн (ОСВ) [3]. В данной работе численно исследовано распространение поверхностных МСВ (ПМСВ) в магнетонном кристалле (МК) на основе субмикронной плёнки железиттриевого граната (ЖИГ) с линейным изменением $4\pi M(z)$ по толщине плёнки ($0 \leq z \leq d$).

Исследуемая структура и методика расчёта

Рассматривались плёнка ЖИГ с $d = 780$ нм, линейным изменением $4\pi M$ по толщине от 1700 Гс на границе с подложкой ($z=0$) до 2020 Гс при $z=d$ и МК, сформированный из вытравленных на поверхности данной плёнки канавок шириной 18 мкм, глубиной 60 нм и периодом $L = 36$ мкм (см. вставки к рис. 1а и 2а). Внешнее магнетическое поле $H=320$ Э направлялось вдоль оси Oy (вдоль канавок). Спиновые волны распространялись вдоль оси Ox . Обменная константа составляла $D_{ex} = 3.1 \times 10^{-9}$ Э \times см², а параметр затухания МСВ $\alpha=10^{-3}$.

Микромагнитное моделирование проводилось с помощью программы ООММФ [4] с последующей обработкой данных аналогично [5]. Протяжённость МК вдоль оси Ox составляла 520 мкм. Область возбуждения шириной 1 мкм располагалась при $x_{in} =$

260 мкм, а выходные данные анализировались от области шириной в 1 мкм при $x_{out} = 44$ мкм и 476 мкм. Для снижения роли отражений волн от торцов параметр α линейно увеличивался от 10^{-3} до 1 на участках от выходных «антенн» до торцов. Вдоль оси Oy применялись периодические граничные условия, а размер элементарной ячейки составлял $dx \times dy \times dz = 80 \times 15 \times 15$ нм³. МСВ и ОСВ возбуждались импульсом поля $h_z = A \cdot \text{sinc}(2\pi f_c [t - t_0])$, где $A=100$ А/м – амплитуда импульса; $f_c=5$ ГГц – частота; t – время; $t_0=50$ нс – смещение по времени. Распределения $4\pi M(x, y, z, t_i)$ по всей структуре сохранялись каждые $t_i = 100$ пс, а усреднённый сигнал под входной $h_{in}(t_i)$ и выходной $h_{out}(t_i)$ «антеннами» – каждые $t_i = 25$ пс. Для построения карт дисперсионных характеристик $f=f(k)$ далее использовалось двумерное преобразование Фурье по времени и пространству от набора $4\pi M(x, t_i)$ (по y и z проводилось усреднение), а для построения амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) – соотношение $S_{21} = 20 \lg(FFT[h_{out}]/FFT[h_{in}])$, где S_{21} – коэффициент прохождения, $FFT[h_{in}, h_{out}]$ – амплитуды Фурье-преобразования от $h_{in}(t)$ и $h_{out}(t)$.

Полученные результаты

Заданная неоднородность $4\pi M(z)$ в исходной плёнке ЖИГ приводит к невязанным дисперсиям и АЧХ для ПМСВ (рис. 1). При этом низкочастотная ветвь I демонстрирует характер, аналогичный «внутренней» ПМСВ [6]. Осцилляции в АЧХ отвечают резонансам ПМСВ с ОСВ с номерами $n = 1-8$.

На рисунке 2 приведены зависимости $f(k)$ и $S_{21,12}(f)$ для ПМСВ в МК на основе неоднородной плёнки. Точками отмечены частоты обобщенных резонансов Брэгга (РБ), определяемых условием $k_1 + k_2 = 2\pi N/\Lambda$, где $k_{1,2}$ – волновые числа падающей и отраженной ПМСВ, N – номер РБ. При этом РБ на частотах $f_{s12} < f < f_{s21}$ не формируются из-за наличия возможных состояний в $f(k)$ только для одного направления распространения ПМСВ. Изменения в $f(k)$ и $S_{21,12}$, связанные с РБ, менее выражены, чем на частотах резонансов ПМСВ и ОСВ (рис. 2). Однако отметим, что в сравнении с РБ в МК на основе плёнки ЖИГ с однородным распределением $4\pi M$, РБ демонстрируют аналогичный уровень затухания. Отсутствие РБ в $f(k)$ и $S_{21,12}(f)$ для ветви I обусловлено тем, что периодический рельеф оказывает на неё слабое воздействие, а также тем, что ПМСВ сильно затухают на частотах $f = 2.3-2.42$ ГГц.

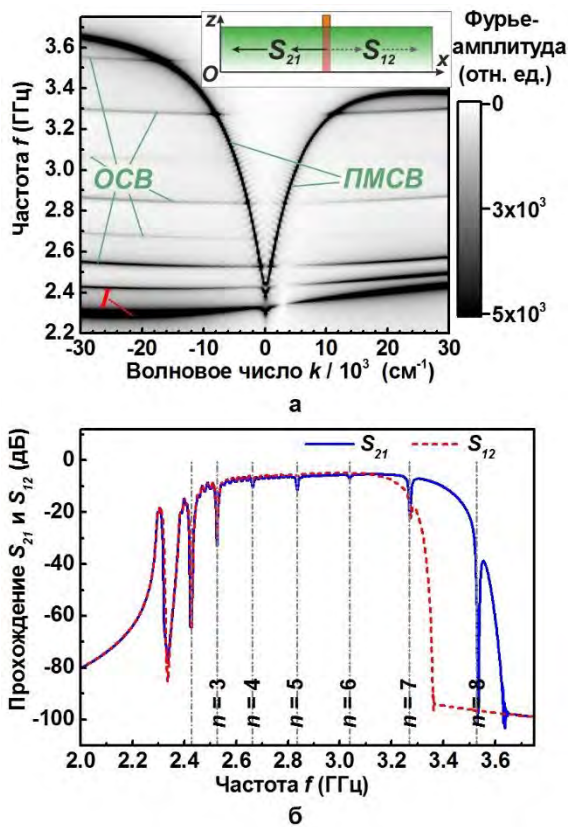


Рис. 1. Дисперсии (а) и АЧХ (б) спиновых волн в исходной плёнке ЖИГ

Отметим, что периодическое изменение толщины пленки приводит к появлению дополнительной сетки частот резонансов ОСВ, связанной с резонансами по толщине плёнки под канавками МК (рис. 2).

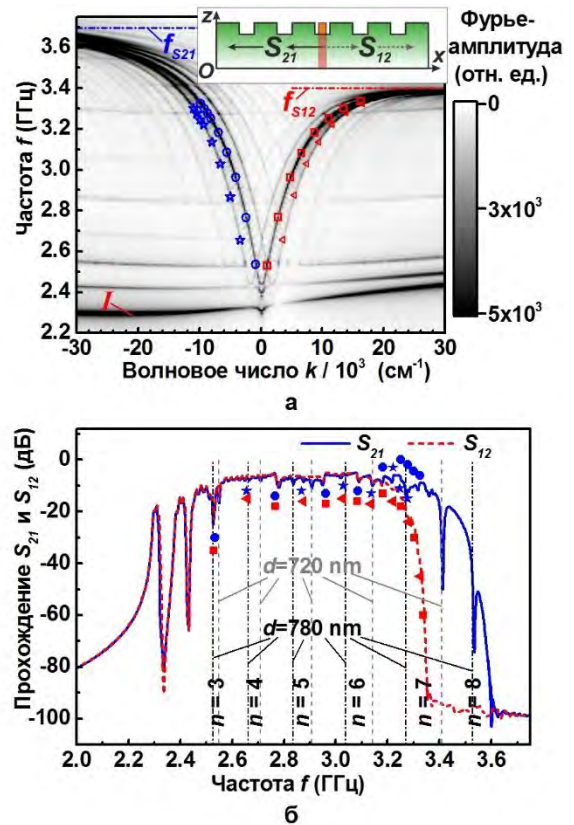


Рис. 2. Дисперсии (а) и АЧХ (б) для ПМСВ в МК на основе исследуемой плёнки. Символами показаны положения брэгговских резонансов, вертикальными линиями на (б) – дипольно-обменных резонансов

Работа выполнена в рамках государственного задания (проект «КУПЕР») и частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект РФФИ № 20-57-00008 Бел_a).

Литература

1. Л.В. Луцев, В.О. Щербакова, Г.Я. Федорова // ФТТ, Т. 35, № 8, 2208 (1993).
2. R.A. Gallardo, P. Alvarado-Seguel, T. Schneider *et al.* // New J. Phys., V. 21, 033026 (2019).
3. П.Е. Зильберман, А.Г. Темирязов, М.П. Тихомирова // УФН, Т. 165, 1219 (1995).
4. M.J. Donahue, D.G. Porter. OOMMF user's guide. Interagency Report NIST 6376 (1999).
5. M. Dvornik, Y. Au, V.V. Kruglyak. / Magnonics: From Fundamentals to Applications // V. 125, 101 (2013).
6. V.K. Sakharov, Y.V. Khivintsev, S.L. Vysotskii *et al.* // IEEE Mag. Let., V. 8, 3704105 (2017).

Особенности перемагничивания двухслойной пленочной структуры ЖИГ/FeNi

А.В. Свалов^{1,*}, В.Е. Иванов¹, В.Н. Лепаловский¹, А.А. Фещенко¹, А.Н. Горьковенко¹,
И.А. Макаровичкин¹, 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 магнитооптических и магнитометрических измерений, проведённых на двухслойных пленочных структурах ЖИГ/FeNi. Плёнки ЖИГ были выращены методом жидкофазной эпитаксии, а плёнки FeNi напылялись с помощью магнетронного распыления. Установлено, что в системе ЖИГ/FeNi межслойное магнитное взаимодействие имеет как обменную, так и магнитоэлектронную составляющие.

Методика эксперимента

Пленки легированного железоиттриевого граната (ЖИГ) толщиной 5 мкм были выращены методом жидкофазной эпитаксии на подложке гадолиний-галлиевого граната толщиной 500 мкм, поверхность которой совпадала с плоскостью (111). Пленки пермаллоя толщиной 10-40 нм были осаждены методом магнетронного распыления на стеклянные подложки и гранатовые образцы как непосредственно на пленку ЖИГ, так и через промежуточный слой Ta толщиной до 10 нм. Процесс напыления плёнок осуществлялся в присутствии постоянного магнитного поля напряжённостью 250 Э, ориентированного в плоскости подложек. Рентгенографические исследования образцов не выявили зависимости структурных особенностей слоёв FeNi от материала подложки и наличия подслоя Ta. Измерения магнитных свойств плёнок были проведены с помощью вибрационного магнетометра и Керр-микроскопа при комнатной температуре.

Результаты и обсуждение

Пленки ЖИГ, интерес к которым много лет назад был обусловлен их применением в технике магнитных цилиндрических доменов (ЦМД) [1], в настоящее время вновь являются предметом активного внимания как часть структур, используемых в устройствах магноники [2]. Как в ЦМД устройствах, так и в элементах СВЧ-электроники и спинтроники пленки ЖИГ могут находиться в контакте с ферромагнитными металлическими пленками, что приводит к возникновению магнитного взаимодействия

между ними [1,3-5]. Однако в литературе нет однозначного ответа относительно природы этой связи. Часть исследователей говорит о наличии прямого обменного взаимодействия в таких двухслойных структурах [1,3,4], другие объясняют межслойную связь магнитоэлектронным взаимодействием [5]. В настоящей работе исследованы особенности перемагничивания двухслойных пленочных структур ЖИГ/FeNi и ЖИГ/Ta/FeNi.

Плёнки ЖИГ обладали перпендикулярной магнитной анизотропией, но были изотропны в плоскости образца, о чём свидетельствует характерная лабиринтарная доменная структура (ДС) (Рис. 1,а). Плёнки FeNi, осаждённые на стеклянные подложки, характеризовались наведённой в плоскости магнитной анизотропией (Рис. 2,а), ось лёгкого намагничивания которой совпадала с направлением приложенного во время напыления технологического поля и вдоль которой, в основном, были ориентированы доменные границы (Рис. 1,б). Лабиринтарная ДС сохранялась в ЖИГ и в присутствии плоскостного технологического поля напряжённостью 250 Э, т.е. в процессе осаждения на ЖИГ плёнки FeNi, в которой после напыления наблюдалась модифицированная лабиринтарная ДС (Рис. 1,с).

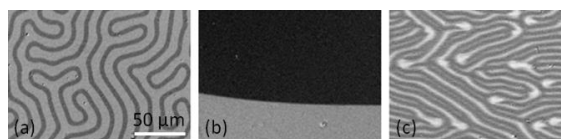


Рис. 1. Изображения ДС ЖИГ (а), плёнки FeNi на стеклянной подложке (б) и плёнки FeNi, напылённой на ЖИГ (с), полученные в геометрии полярного (а) и продольного (б,с) эффекта Керра

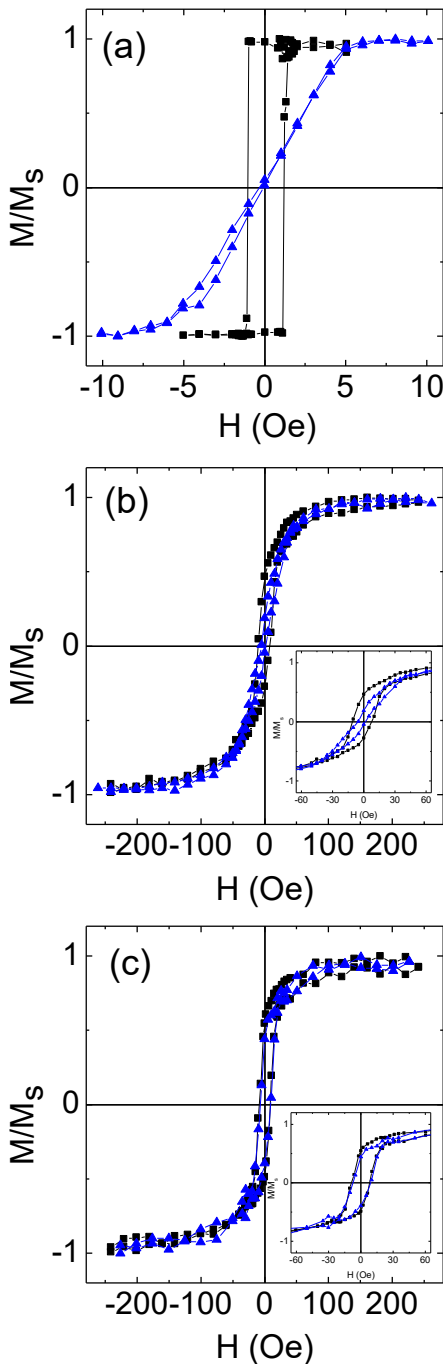


Рис. 2. Магнитооптические петли гистерезиса, измеренные в плоскости образца в геометрии продольного эффекта Керра вдоль (■) и перпендикулярно (▲) направлению технологического поля для плёнки FeNi(40 нм), осаждённой на стеклянную подложку (а), ЖИГ (б) и ЖИГ/Ta(10 нм) (с). На вставках показаны части петель в увеличенном масштабе

Коэрцитивная сила (H_c) и поле анизотропии плёнок FeNi на стеклянных подложках составляли примерно 1 Э и 5 Э, соответственно. Осаждение плёнок FeNi на ЖИГ сопровождается увеличением H_c пермаллоя до 9 Э. Кроме того, исчезает наведённая магнитная анизотропия в плоскости образца (Рис. 2,с). Введение прослойки Ta(10 нм) между FeNi и ЖИГ,

предотвращающей прямое обменное взаимодействие между слоями, снижает H_c пермаллоя до 7 Э и частично восстанавливает анизотропию в плоскости плёнки (Рис. 2,б). Различная степень анизотропии плёнки FeNi в составе систем ЖИГ/FeNi и ЖИГ/Ta/FeNi проявляется и в особенностях ДС, наблюдаемой в нулевом поле после намагничивания образцов до насыщения в направлении технологического поля и перпендикулярно ему (Рис. 3).

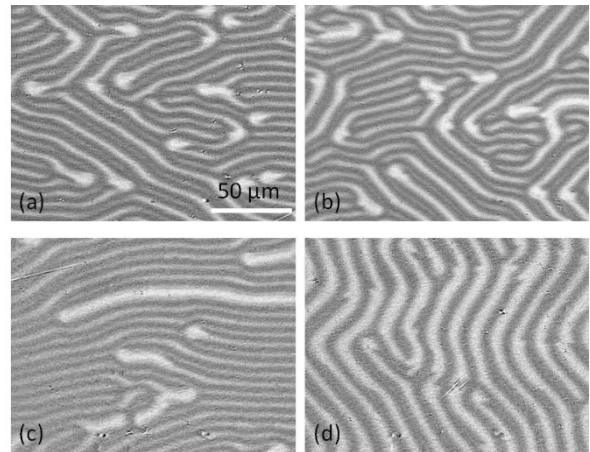


Рис. 3. Изображения ДС плёнки FeNi в составе систем ЖИГ/FeNi (а,б) и ЖИГ/Ta/FeNi (с,д), полученные в нулевом поле после намагничивания образцов до насыщения в направлении технологического поля (а,с) и перпендикулярно ему (б,д)

Полученные в работе данные показывают, что в системе ЖИГ/FeNi межслойное магнитное взаимодействие имеет как обменную, так и магнитоэлектронную составляющие. Сравнительный анализ полученных данных позволяет сделать вывод о вкладе магнитоэлектронного и обменного взаимодействия в формирование свойств двухслойной пленочной структуры ЖИГ/FeNi.

Литература

1. R. Suzuki, M. Takahashi, T. Kobayashit, Y. Sugita // *Appl. Phys. Lett.*, V. 26, 342 (1975).
2. С.А. Никитов, Д.В. Калябин, И.В. Лисенков и др. // *УФН*, т. 185, 1099 (2015).
3. Т.А. Шайхулов, Г.А. Овсянников, К.И. Константиан и др. // *ФТТ*, т. 62, 1488 (2020).
4. N. Vukadinovic, J. Ben Youssef, V. Castel, M. Labrune // *Phys. Rev. B*, V. 79, 184405 (2009).
5. M. Pashkevich, A. Stupakiewicz, A. Kirilyuk *et al.* // *J. Appl. Phys.* V. 111, 023913 (2012).

Влияние фокусировки спиновых волн на генерацию ЭДС в структурах Pt/YIG

М.Е. Селезнев^{1,2,*}, Ю.В. Никулин^{1,2}, В.К. Сахаров¹, Ю.В. Хивинцев^{1,2}, Г.М. Дудко¹,
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

В работе исследовано влияние фокусировки поверхностных магнитостатических волн на генерацию ЭДС за счет механизма обратного спинового эффекта Холла в интегральных тонкопленочных микроструктурах Pt/YIG. Проведено моделирование положения фокуса возбуждающей криволинейной антенны для ПМСВ в зависимости от частоты f . Показано, что на частотах СВЧ накачки f , на которых положение фокуса находится под Pt пленкой сигнал генерируемой ЭДС U увеличивается в 1.5-2 раза, что можно объяснить увеличением погонной плотности мощности ПМСВ и формированием каустик.

Введение

Исследование спин-волнового транспорта в структурах магнитный диэлектрик-металл представляет интерес для создания энергоэффективной элементной базы на принципах магноники и спинтроники [1-3]. Одной из задач данного направления является решение проблемы эффективного взаимного преобразования спинового и электрического тока на границе феррит-проводник. При этом инжекция спинового тока из пленки феррита в пленку проводника как правило осуществляется за счет возбуждения ферро-магнитного резонанса или бегущих спиновых волн [2,3]. В тоже время, распространение спиновых волн в условиях фокусировки ранее не обсуждалось. В данной работе показано влияние фокусировки поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) на генерацию ЭДС за счет механизма обратного спинового эффекта Холла в интегральных микроструктурах платина (Pt)/ железо-иттриевый гранат (YIG) и проведено моделирование положения фокуса возбуждающей антенны в зависимости от частоты СВЧ накачки f .

Методика эксперимента

Структура Pt($d=4$ нм)/YIG($d=3.9$ мкм, намагниченность насыщения $4\pi M=1750$ Гс, ширина линии ФМР $2\Delta H=0.6$ Э) создавалась методами фотолитографии, ионного травления и магнетронного распыления (рис.1 а). При проведении исследований структура размещалась в касательном к поверхности пленки YIG магнитном поле направленном перпендикулярно длине $L=620$ мкм платиновой микрополоски, что соответствовало геометрии возбуждения ПМСВ. Для генерации спиновой волны на медные криволинейную (1) и прямоугольную (2) антенны при помощи микрозондов подавался СВЧ сигнал мощностью $P_{in}=-20...5$ дБм и измерялись модуль и фаза коэффициента прохождения S_{12} в зависимости от частоты f и мощности P_{in} 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 возможного влияния нагрева Pt микрополоски входным СВЧ сигналом.

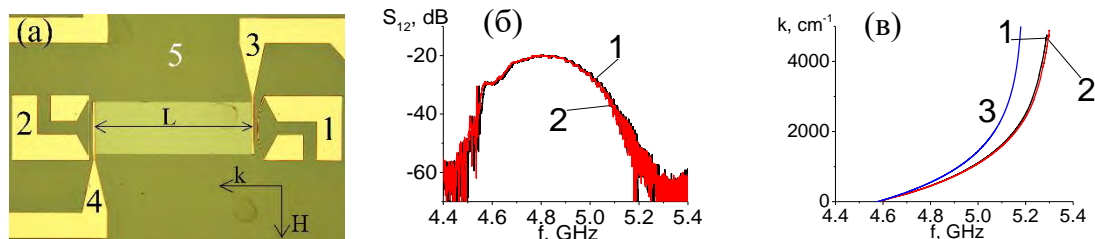


Рис. 1. (а) Изображение микроструктуры Pt/YIG, где 1 и 2 – медные индукционные криволинейная и прямоугольная антенны, 3 и 4 – медные площадки для измерения напряжения U , 5- пленка YIG; частотные зависимости коэффициента прохождения S_{12} (а) и построенные на основе ФЧХ дисперсионные зависимости (в), где цифрой 1 отмечены результаты генерации ПМСВ за счет криволинейной антенны, 2 – за счет прямоугольной, 3 – расчет для случая ПМСВ Деймона-Эшбаха. Измерения проводились при $P_{in}=-20$ дБм и $H=939$ Э

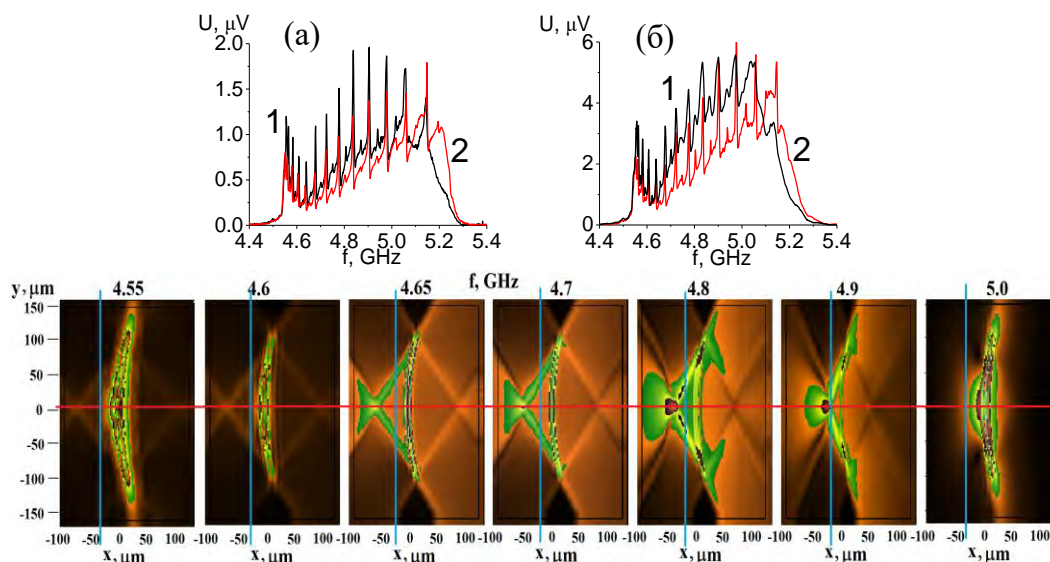


Рис. 2. Частотные зависимости ЭДС U , генерируемые за счет возбуждения ПМСВ антенной с фокусировкой (1) и без фокусировки (2) при мощности накачки P_{in} 0(а) и 5 (б) дБм. Моделирование положения фокуса возбуждающей антенны для ПМСВ антенне на различных частотах f . Синими линиями отмечены положение начала Pt микрополоски, красной линией – середина структуры

Результаты эксперимента

Из рисунков 1(б-в) видно, что влияние фокусировки ПМСВ на АЧХ и дисперсию, измеренных при $P_{in}=20$ дБм и $N=939$ Э, не обнаружено. При этом, отклонение рассчитанных на основе измеренных ФЧХ дисперсионных кривых 1 и 2 от 3 для случая ПМСВ Деймона-Эшбаха, рассчитанной по $f^2 = \gamma^2 H(H + 4\rho M_0) - \frac{P^2 M_0^2}{4}(1 - e^{-2ka})$ можно объяснить влиянием обменного взаимодействия и неточностью заданных параметров толщины пленки, намагниченности и внешнего магнитного поля.

На рис.2 показаны частотные зависимости ЭДС, генерируемые за счет возбуждения ПМСВ антенной с фокусировкой (1) и без (2) при мощности накачки $P_{in}=0$ (а) и 5 (б) дБм и результаты моделирования положения фокуса ПМСВ по отношению к возбуждающей антенне в зависимости от частоты. Расчет проводился с помощью программных пакетов OOMMF[4] при следующих параметрах: толщина YIG 3.9 мкм, плоскостные размеры 1.5×1.5 мм², касательное магнитное поле $H=940$ Э, криволинейная антенна толщиной 4 мкм и апертурой 200 мкм, представляющая собой сегмент окружности радиусом 300 мкм помещена в центральную часть.

Из рисунков 2(а-б) видно, что фокусировка ПМСВ приводит к увеличению сигнала ЭДС U в 1.5-2 раза на частотах СВЧ накачки P_{in} 4.6-5.1 ГГц. Результаты моделирования показали, что на данных частотах положение фокуса ПМСВ находится под Pt

микрополоской. Такое поведение генерируемой ЭДС мы связываем с увеличением погонной плотности мощности ПМСВ под Pt микрополоской и формированием каустик, увеличивающие плотность состояний магновов в приповерхностном слое YIG.

Также необходимо отметить осцилляции на частотных зависимостях ЭДС, которые мы связываем с дипольно-обменными резонансами – гибридацией дипольной ПМСВ с обменными модами. В работе [5] показано, что на частотах дипольно-обменных резонансов сигнал ЭДС U , генерируемый за счет обратного спинового эффекта Холла, увеличивается в несколько раз за счет усиления спинового тока обменными модами, распространяющиеся по толщине пленки YIG.

Работа выполнена в рамках государственного задания и частично поддержана РФФИ (проекты № 19-37-90099, 20-07-00968).

Литература

1. S.A. Nikitov, A.V. Sadovnikov, S.O. Demokritov et al. // Journal of Physics:Condensed Matter (2021).
2. C. Hahn, O. Klein, V.V. Naletov et al. // Physical review B, T. 87, P. 174417 (2013).
3. M. Balinsky, Mojtaba Ranjbar, M. Haidar et al. // IEEE Magnetics Letters, T. 6, 1-4 (2015)
4. Г.М. Дудко, Филимонов Ю.А., Хивинцев Ю.В. и др. // Известия ВУЗов ПНД, Т. 29, (2021).
5. М.Е. Селезнев, Ю.А. Филимонов, Ю.В. Никулин и др. // ЖТФ, Т. 91, 1508 (202

Генерация ЭДС обратными объемными магнитостатическими волнами в структурах Pt/YIG

М.Е. Селезнев^{1, 2, *}, Ю.В. Никулин^{1, 2}, В.К. Сахаров¹, Ю.В. Хивинцев^{1, 2}, Г.М. Дудко¹, 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

В работе исследовано распространение обратных объемных магнитостатических волн (ООМСВ) и генерация ЭДС (U) за счет механизма обратного спинового эффекта Холла в интегральных тонкопленочных структурах Pt/YIG. Рассмотрено влияние трехмагнанных (3М) и четырехмагнанных (4М) процессов параметрической ООМСВ на коэффициент передачи S_{12} и ЭДС. Показано, что при уровнях падающей мощности P_{in} выше пороговых значений 3М и 4М неустойчивости, величина ЭДС растет с P_{in} . Показана зависимость знака ЭДС от расположения контактов к Pt и направления распространения ООМСВ.

Введение

Эффекты спиновой накачки бегущими обратными объемными магнитостатическими волнами (ООМСВ) в структурах пленка железоиттриевого граната (YIG) – платина (Pt) представляют интерес для создания энергоэффективной элементной базы на принципах магноники и спинтроники [1]. Одним из преимуществ данного типа накачки является взаимность распространения ООМСВ, что позволяет упростить условия наблюдения эффектов конструктивной и деструктивной интерференции, играющих фундаментальную роль в разработке спиновой логики [2]. При этом следует отметить, что в случае ООМСВ генерируемый в Pt за счет обратного спинового эффекта Холла электрический ток I_c направлен перпендикулярно направлению магнитного поля H . Здесь показано, что следствием такого направления I_c является связь знака генерируемой на контактах к Pt ЭДС с расположением контактов и направлением распространения

ООМСВ. Кроме того, проведем сопоставление характера влияния трехмагнанных (3М) и четырехмагнанных (4М) процессов параметрической неустойчивости ООМСВ на величину обратного спинового эффекта Холла.

Образцы и результаты эксперимента

Эксперименты выполнялись со структурами Pt(4 нм)/YIG(3.9 мкм) с двумя видами геометрии подключения медных контактов к пленке платины рисунок 1 (а) и (б). Пленка YIG имела намагниченность насыщения $4\pi M=1800$ Гс, ширину линии ФМР $2\Delta H=0.6$ Э. Структуры изготавливались аналогично тому, как описано в [3]. Pt микрополоски имели длину $L=650$ мкм и ширину $W=500$ мкм. На рисунках 1(в) и 1(г) отмечены частотные зависимости сигнала ЭДС $U(f)$ в рассматриваемых структурах (рисунок 1 а и б, соответственно) при $P_{in}=5$ дБм и $H=939$ Э. Цифрами 1 и 2 отмечены $U(f)$ для случаев, когда ООМСВ возбуждается за счет

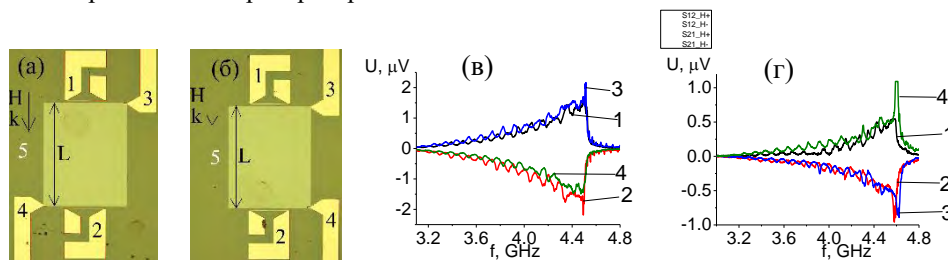


Рис. 1. Изображения микроструктуры Pt/YIG с диагональным (3) и односторонним расположением медных контактов 3 и 4 для измерения напряжения, где 1 и 2 – медные индукционные антенны для возбуждения ООМСВ; Частотные зависимости генерируемой ЭДС U , измеренные при $P_{in}=5$ дБм и $|H|=939$ Э для структур с диагональным (в) и односторонним (г) расположением медных контактов, где 1 и 2 отмечены для случая генерации ООМСВ за счет антенны 1 при направлениях поля H^+ и H^- соответственно. а 3 и 4 – для случая генерации ООМСВ за счет антенны 2 при направлениях поля H^+ и H^- соответственно

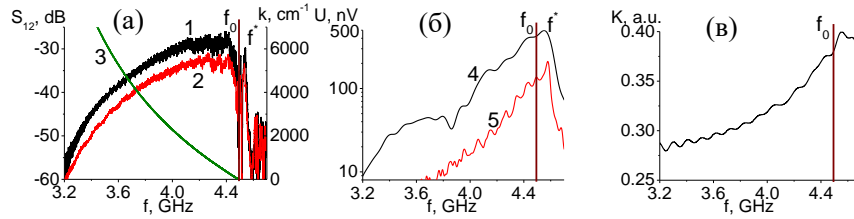


Рис. 2. (а) частотные зависимости коэффициента прохождения S_{12} при $P_{in}=-20(1)$ и $5(2)$ дБм и рассчитанная на основе ФЧХ дисперсия (3);(б) частотные зависимости генерируемой ЭДС при $P_{in}=5(4)$ и $0(5)$ дБм; (в) коэффициент преобразования входной мощности P_{in} в мощность ООМСВ, рассчитанный на основе коэффициентов отражения. Измерения проводились при $H=939$ Э

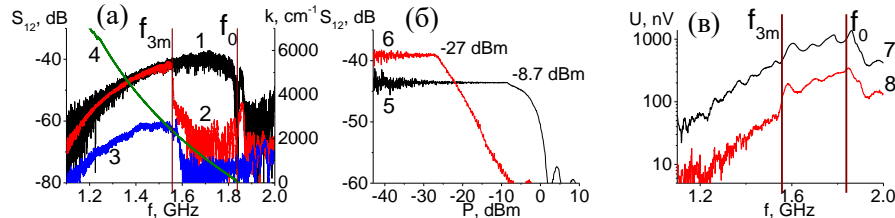


Рис. 3. (а) частотные зависимости коэффициента прохождения S_{12} при $P_{in}=-20(1)$, $-10(2)$ и $5(3)$ дБм и рассчитанная на основе ФЧХ дисперсия (4);(б) Зависимости коэффициента прохождения S_{12} от входной СВЧ мощности P_{in} на частотах $1.5(5)$ и $1.6(6)$ ГГц;(в) частотные зависимости генерируемой ЭДС при $P_{in}=5(7)$ и $0(8)$ дБм; Измерения проводились при $H=214$ Э

антенны 1 при направлениях поля подмагничивания H^+ и H^- , а 3 и 4 для случаев, когда ООМСВ возбуждается за счет антенны 2 при направлениях поля подмагничивания H^+ и H^- , соответственно, где направление H^+ указано на рисунке 1 (а) и (б), а H^- противоположно. Видно, что при одностороннем расположении контактов знак ЭДС определяется направлениями распространения ООМСВ и поля подмагничивания H , в то время как при диагональном расположении контактов знак ЭДС зависит только от направления поля H .

Исследование влияния параметрических процессов на распространение ООМСВ и эффективность спиновой накачки выполнялись в макете рис.1(б) при полях $H=939$. Исследование влияния 4М процессов на эффекты спиновой накачки и распространение ООМСВ в структуре YIG/Pt проводилось при величине поля подмагничивания $H=939$ Э, когда 3М процессы запрещены законами сохранения. На рисунке 2(а) цифрами 1 и 2 показаны частотные зависимости коэффициента прохождения S_{12} ООМСВ при $P_{in}=-20$ и 5 дБм. Здесь же кривой 3 показан закон дисперсии $k=k(f)$, полученный из результатов измерения фазового набега ООМСВ. Можно видеть, что возбуждаются и распространяются достаточно коротковолновые ООМСВ с длиной волны ≈ 5 мкм. Зависимости $U(f)$ показана на рисунке 2(б) при $P_{in}=0$ и 5 дБм. Видно, что $U(f)$ достигает максимума вблизи длинноволновой границы спектра f_0 . Пик в АЧХ и сигнал ЭДС на частоте $f^*>f_0$ можно связать с возбуждением мод ООМСВ с $n=1..4$. Чтобы оценить эффективность детектирования $S=U/P$ воспользуемся

подходом [1] и свяжем мощность ООМСВ P с падающей мощностью P_{in} с помощью соотношения $P=K \cdot P_{in}$, где K коэффициент преобразования падающей мощности в мощность ООМСВ. На рисунке 2(в) показана зависимость $K(f)$, рассчитанная для нашего случая аналогично [1]. Можно видеть, что значения $K(f)$ в полосе частот ООМСВ в нашем случае меняются с $K=0.4$ до $K=0.27$, тогда как $U(f)$ меняется почти в 50 раз. Такое поведение чувствительности $S(f)$ отражает частотную зависимость плотности состояний магнонов в спектре ООМСВ [4]. Из сравнения зависимостей $S_{12}(f)$ и $U(f)$ рисунок 2 можно увидеть, что развитие 4М неустойчивости сопровождается, с одной стороны, ростом ЭДС и, с другой, падением амплитуды S_{12} из-за роста нелинейного затухания ООМСВ.

Влияние 3М процессов на распространение ООМСВ и генерацию ЭДС иллюстрирует рисунок 3. На рисунке 3(а,в) вертикальной линией отмечена граничная частота f_{3m} , выше которой разрешены 3М процессы распада ООМСВ. Необходимо отметить, что значение из эксперимента $f_{3m} \sim 1.57$ ГГц расходится с теоретическим значением $f_{3m} = 2\gamma H = 1.2$ ГГц при $H=214$ Э, что связано с влиянием неоднородного обмена. На рисунке 3а показаны зависимости $S_{12}(f)$ при $P_{in}=-30(1)$, $-10(2)$ и $5(3)$ дБм при $H=214$ Э. Видно, что $P_{in} \geq -10$ дБм наблюдается характерное для 3М распадов «гашение» S_{12} на частотах $f > f_{3m}$. С дальнейшим ростом P_{in} наблюдается снижение уровня S_{12} и на частотах $f < f_{3m}$ за счет 4М процессов. Более наглядно это видно из рисунка 3(б), где кривыми 5 и 6 показаны зависимости

$S_{12}(P_{in})$ на частотах 1.5 ГГц и 1.6 ГГц. Отметим, что 3М процессы не влияют существенно на генерацию ЭДС, что показано на рисунке 3(в). При этом вид зависимости $U(f)$ также сохраняет вид аналогичный распределению плотности состояний спиновых волн в спектре ООМСВ.

Работа выполнена в рамках государственного задания и частично поддержана РФФИ (проекты № 19-37-90099, 20-07-00968).

Литература

1. A.V. Chumak, et al. Appl. Phys. Lett T100, 082405 (2012).
2. M. Balinsky, A. Khitun. Appl. Phys. Lett. T118, 242402 (2021).
3. М.Е. Селезнев, Ю.А. Филимонов, Ю.В. Никулин и др. ЖТФ, Т. 91, 1508 (2021).
4. R. Damon, J. Eshbach. J. Phys. Chem. Solids 19, 308–320, (1961).

Влияние параметрической неустойчивости на эффективность детектирования спиновых волн в структурах YIG-Pt и YIG-InSb

М.Е. Селезнев^{1, 2}, Ю.В. Никулин^{1, 2}, Ю.В. Хивинцев^{1, 2}, С.Л. Высоцкий^{1, 2},
Г.М. Дудко¹, А.В. Кожевников¹, В.К. Сахаров¹, Ю.А. Филимонов^{1, 2, *}

¹ СФирЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зелёная, 38, Саратов, 410019.

² СГУ им. Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 82, Саратов, 410019.

*yuri.a.filimonov@gmail.com,

Обсуждается влияние процессов параметрической неустойчивости первого (трехмагнотных) и второго (четыремагнотных) порядков на величину генерируемой ЭДС бегущими поверхностными спиновыми волнами в структурах YIG-Pt и YIG-InSb. Показано, что существенное различие во влиянии проявляется для трехмагнотных распадков ПМСВ, где детекторы YIG-Pt оказываются вне конкуренции.

Введение

Преобразование спинового тока в электрический в структурах на основе пленок магнитных изоляторов и проводников характеризуют отношением $S=U/P$ величины ЭДС (U) на контактах к пленке проводника к мощности P , затраченной на возбуждение спиновой подсистемы магнитной пленки. Для структур на основе пленок железоиттриевого граната (YIG) возможны два механизма генерации U при возбуждении спиновых волн (СВ). Первый, который можно назвать «интерфейсным», возникает в структурах типа YIG-платина (Pt) за счет обратного спин-Холл эффекта (ISHE) и связан с инжекцией спинового тока через интерфейс за счет рассеяния электронов Pt на магнонах в YIG при наличии обменного и спин-орбитального взаимодействий на границе YIG/Pt [1]. Второй механизм, который можно назвать «объемным», реализуется в структурах YIG-полупроводник (например n-InSb) и отражает увлечение электронов в n-InSb бегущими СВ за счет поглощения электронами проводимости энергии и импульса магнонов [2]. Причем во втором случае, взаимодействие электронов проводимости и СВ происходит в объеме полупроводника, определяемом глубиной скин-слоя. Факторы, влияющие на вольт-ваттную чувствительность S и линейность характеристики $U(P)$, определяют эффективность детекторов спинового тока. Здесь обсуждаются результаты экспериментов по исследованию влияния параметрической неустойчивости СВ первого и второго порядков на эффективность «интерфейсного» и «объемного» механизмов генерации ЭДС для случая

поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в структурах YIG/Pt и YIG/n-InSb.

Результаты

Эксперименты выполнялись с макетами линии задержки на ПМСВ на основе эпитаксиальных пленок YIG толщиной $d=0.9 \mu\text{m}$, рисунок 1. Медные π -образные преобразователи 1 и 2 имели длину $200 \mu\text{m}$, ширину $4 \mu\text{m}$ и толщину 300 nm . Пленки n-InSb ($d=350 \text{ nm}$) или Pt ($d=9 \text{ nm}$) длиной $L=200 \mu\text{m}$ и шириной $200 \mu\text{m}$ располагались между антеннами на расстоянии $\xi=20 \mu\text{m}$ от них. Контакты 3 и 4 к пленкам n-InSb(Pt) изготавливались из меди в одном цикле с антеннами 1 и 2. Магнитное поле $H=0.1-1.5 \text{ kOe}$ направлялось вдоль антенн, что отвечает геометрии ПМСВ.

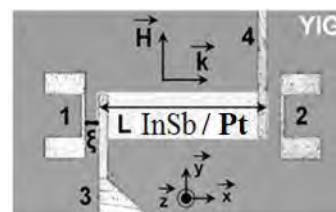


Рис. 1. Исследуемые структуры: на поверхности пленки YIG размещены антенны СВ 1 и 2, микрополоска длиной L из полупроводника (n-InSb) или парамагнитного металла (Pt) с медными контактами 3 и 4

Исследовалось поведение частотной зависимости сигнала ЭДС $U(f)$ с контактов 3 и 4 при возбуждении в структурах YIG/Pt и YIG/n-InSb ПМСВ в зависимости от величины поля подмагничивания H и падающей СВЧ мощности P_{in} .

Рисунок 2 иллюстрирует качественное отличие в зависимостях $U(f)$ для структур Pt/YIG (а) и n-InSb/YIG (б). Кривые 1 и 2 отвечают распространению ПМСВ, соответственно, вдоль поверхности граничащей с пленками Pt (n-InSb) или с подложкой ГТГ, что достигалось сменой направления поля H относительно направления оси Oy . Видно, что знак ЭДС в структуре Pt/YIG сменился при смене направления поля, а в структуре YIG/n-InSb остался прежним. Кроме того, характер осцилляций ЭДС на частотах дипольно-обменных резонансов в структурах также отличается – в структуре Pt(9nm)/YIG(0.9 μ m) наблюдается резонансный рост, а в структурах n-InSb(350 nm)/YIG(0.9 μ m), наоборот, наблюдаются минимумы. Такое различие можно объяснить, связав механизм спиновой накачки с электрон-магнонным рассеянием на интерфейсе в структуре Pt/YIG, который непосредственно связан с распределением по частоте плотностей состояний магнонов в спектре пленки YIG.

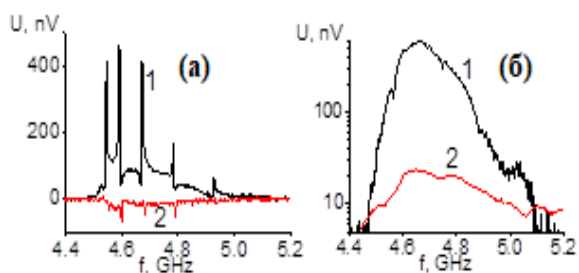


Рис. 2. Зависимости $U(f)$ при падающей мощности на входной антенне $P_{in} = -10$ dBm и двух направлениях поля $H=939$ Oe в структурах (а) Pt(9 nm)/YIG(0.9 μ m), (б) n-InSb(350 nm)/YIG(0.9 μ m). Кривые 1 и 2 отвечают направлениям H по и против оси Oy

На рисунке 3 приведен вид зависимостей $U(f)$, показанных кривыми 1 на рисунке 2, при $P_{in}=5$ dBm когда ПМСВ оказывается неустойчива по отношению к четырехмагнонным (4M) процессам. Из сравнения зависимостей $U(f)$, показанных на рисунках 3(а) и 3(б) и кривыми 1 на рисунках 2(а) и 2(б), можно видеть, что рост P_{in} сильнее меняет характер $U(f)$ в структуре Pt/YIG, чем в структуре YIG/n-InSb.

На рисунках 4 и 5 показаны зависимости $S_{12}(f)$ и $U(f)$ для структур, соответственно, Pt/YIG и n-InSb/YIG при значениях $H=428$ Oe (рисунки (а),(в)) и $H=214$ Oe ((б),(г)). Из сравнения кривых на рисунках 4(г) и 5(г) можно видеть, что в области 3M распад структуры YIG/Pt имеют более высокую чувствительность. S. При этом на характер зависимостей

$S_{12}(f)$ и $U(f)$ может оказывать влияние магнитная анизотропия пленок [3].

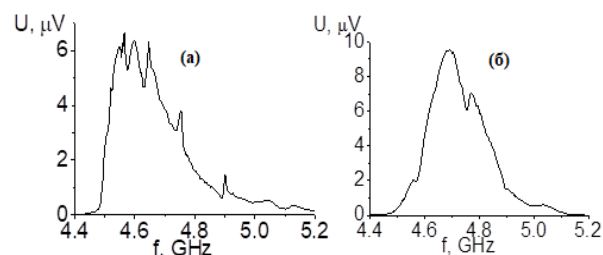


Рис. 3. Зависимости $U(f)$ при падающей мощности на входной антенне $P_{in} = 5$ dBm и $H=939$ Oe в структурах (а) Pt/YIG, (б) n-InSb/YIG. ПМСВ прижата к интерфейсу YIG/Pt и YIG/n-InSb

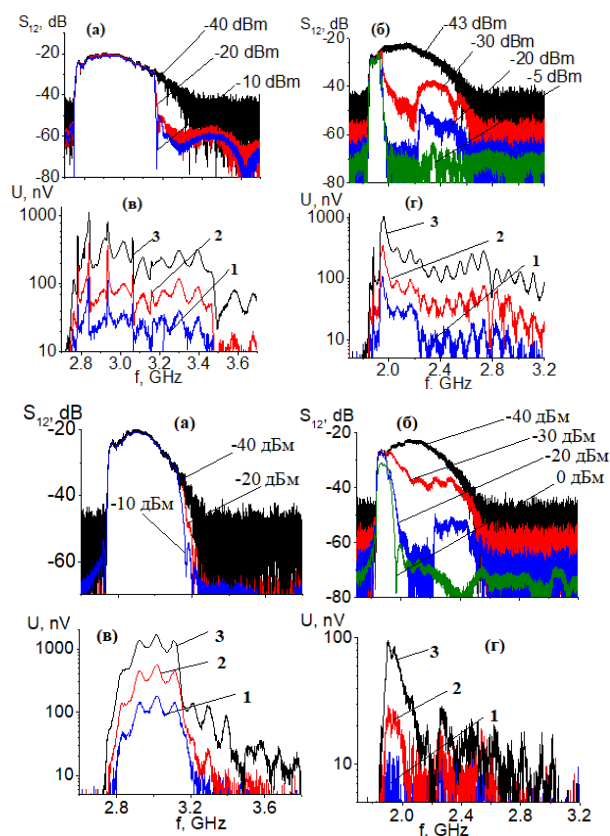


Рис. 4 и 5. Частотные зависимости: (а), (б) спектров передачи $S_{12}(f)$ и (в), (г) ЭДС в структурах Pt(9 nm)/YIG(0.9 μ m), (рисунке 4) n-InSb(350nm)/YIG(0.9 μ m) (рисунке 5). Рисунки (а) и (в) отвечают полю $H=428$ Oe, (б) и (г) $H=214$ Oe. Цифрами 1,2,3 обозначены кривые при уровнях $P_{in} = -15, -10, -5$ dBm, соответственно

Работа выполнена в рамках государственного задания и частично поддержана РФФИ (проекты № 19-37-90099, 20-07-00968).

Литература

1. A. Brataas, et al. *Physics Reports*, 885, 1-27 (2020).
2. Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман. *РЭ*, 23, 897 (1978).
3. П.Е. Зильберман и др. *ЖЭТФ*, 99, 1566 (1991).

Новые структуры стрейнтроники: синтез слоев $Y_3Fe_5O_{12}$ на сегнетоэлектрических подложках $PbZr_{0.45}Ti_{0.55}O_3$, $Ba_{0.4}Sr_{0.6}TiO_3$, $LiNbO_3$

А.И. Серокурова^{1,*}, С.А. Шарко¹, Н.Н. Новицкий¹, В.А. Кецко², А.И. Стогний¹

¹ Научно-практический центр Национальной академии наук Беларуси по материаловедению, ул. П. Бровки, 19, 220072, Минск, Беларусь.

² Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова Российской академии наук, Ленинский пр-т, 31, Москва, 119991 Россия.

*aleksa.serokurova@yandex.by

Работа посвящена формированию и исследованию свойств СВЧ структур на основе пленок ферритгранатов на коммерчески доступных сегнетоэлектрических керамических подложках $PbZr_{0.45}Ti_{0.55}O_3$ (PZT) и $Ba_{0.4}Sr_{0.6}TiO_3$ (BST) и монокристаллической подложке $LiNbO_3$. В работе впервые получены гетероструктуры YIG/PZT и YIG/ $LiNbO_3$. Гетероструктуры получены осаждением слоев расчетного стехиометрического катионного состава на холодную подложку методом ионно-лучевого осаждения-распыления и быстрым отжигом. Нами разработаны процессы и определены оптимальные условия кристаллизации слоя $Y_3Fe_5O_{12}$ (YIG), которые обеспечивают высокую адгезию слоев на стадии осаждения к подложке и позволяют формировать гетероструктуры с термостабильным плоскопараллельным интерфейсом и получать структуры с объемоподобными магнитными, магнитооптическими и СВЧ характеристиками.

Введение

В последние годы магнотроника – новое направление в электронике – привлекает широкое внимание исследователей. В устройствах магнотроники для передачи сигнала используются спиновые волны [1,2]. Работы в данной области являются чрезвычайно актуальными, поскольку в перспективе позволят разработать новое поколение приборов и устройств передачи и обработки данных, с характеристиками, которые невозможно было получить ранее. Наиболее перспективными ферромагнитными материалами для задач магнотроники являются пленки железиттриевого граната в связи с предельно низкими СВЧ потерями и слабой магнитной анизотропией. Для реализации электрического управления в структурах на основе ферромагнитных пленок используют сегнетоэлектрические и пьезоэлектрические слои. Деформация в пьезоэлектрике приводит к изменению внутреннего магнитного поля в ферромагнитной пленке с магнитострикцией. Такие структуры легли в основу нового направления микро- и нанозлектроники – стрейнтроники [3]. Это предоставляет значительные преимущества в миниатюризации, скорости обработки информации и стоимости производства СВЧ интегральных схем.

Однако единого научного подхода к формированию таких гетероструктур не существует из-за отсутствия пары материалов с близкими кристаллострук-

турными параметрами и физико-химическими свойствами. Вместе с тем необходимость использования технологии жидкофазной эпитаксии существенно ограничивает возможности как интеграции таких структур с полупроводниковыми технологиями, так и создания монокристаллических структур. Для использования в СВЧ-устройствах необходимы пленки YIG с однородными по площади физико-химическими свойствами и минимальными магнитными потерями в условиях, далёких от реализации эпитаксиального роста, но при этом позволяющих обеспечить востребованные функциональные характеристики.

Синтез гетероструктур методом ионно-лучевого распыления-осаждения

Нами разработаны процессы и определены оптимальные условия кристаллизации слоя $Y_3Fe_5O_{12}$ на сегнетоэлектрических подложках PZT (рис. 1) и $LiNbO_3$ (рис. 2) с применением аморфного барьерного слоя TiO_2 толщиной 0,2 мкм и предварительным формированием зародышеобразующего слоя, что впервые позволило синтезировать методом ионно-лучевого распыления – осаждения гетероструктуры YIG/PZT и YIG/ $LiNbO_3$. Структуры получены методом ионно-лучевого распыления-осаждения пучками низкоэнергетичных ионов кислорода с энергиями до 600 эВ и плотностью тока до 0,25 мА/см² который позволяет формировать гетеро-

структуры с перспективными и новыми характеристиками на коммерчески доступных подложках как сегнетоэлектрической керамики, так и на монокристаллических сегнетоэлектрических подложках.

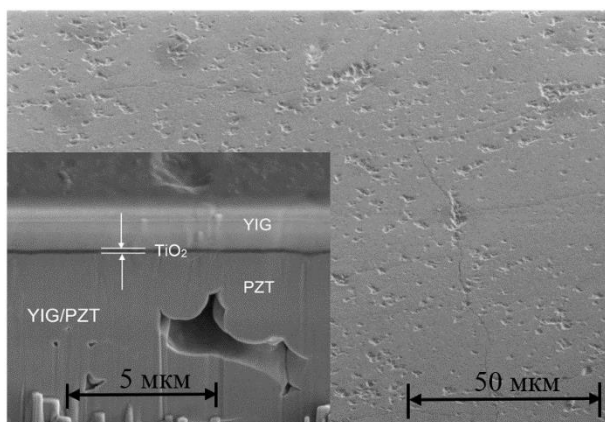


Рис. 1. Слой $Y_3Fe_5O_{12}$ на подложке сегнетоэлектрической керамики PZT

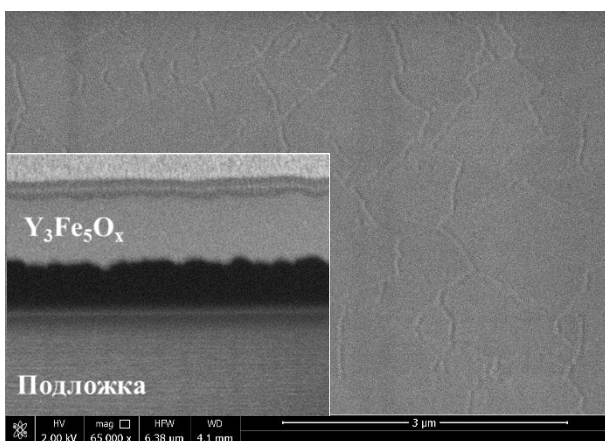


Рис. 2. Слой $Y_3Fe_5O_{12}$ на сегнетоэлектрической монокристаллической подложке $LiNbO_3$

Как видно из рисунков 1 и 2 полученные пленки поликристаллические, однако латеральные размеры однородных участков достаточны для формирования на них структур магнитной микроэлектроники.

Поскольку материал подложки и слоя рассогласованы между собой, то одним из условий получения такой гетероструктуры является создание аморфного барьерного слоя оксида титана и возникает необходимость оценить его оптимальную толщину при которой происходит кристаллизация пленки, а барьерный слой сохраняется в аморфном состоянии.

На основе изменения энергии Гиббса была рассчитана оптимальная толщина аморфного барьерного слоя TiO_2 , которая составила 10 нм. Диоксид титана входит в состав керамики PZT, поэтому при построении отжиге он не образует каких-либо посторонних фаз с подложкой в виде химических соединений и препятствует их образованию между слоем и подложкой. При формировании структуры отсутствует диффузионный обмен, поэтому полученные структуры характеризуются плоскопараллельными интерфейсными границами и стабильными свойствами.

Дальнейшее развитие метода предполагает формирование слоев YIG на монокристаллической подложке $LiNbO_3$. Нами предложен метод формирования слоев $Y_3Fe_5O_{12}$, заключающийся в процессе повторного зарождения пленок феррит-гранатов на подложках с предварительно сформированным зародышеобразующим слоем соответствующего состава. В данной работе предложен метод повторного зарождения пленок, за счёт создания переходного слоя, родственного по химическим свойствам YIG. Это позволит предотвратить взаимодействие ферромагнитного слоя с сегнетоэлектрической подложкой и обеспечить хорошую адгезию слоя YIG к поверхности подложки.

Совокупность полученных данных позволила подойти к разработке подходов, которые позволят формировать 3D стрейнтронные структуры на основе многослойных гетероструктур $Y_3Fe_5O_{12}/Ba_{0.4}Sr_{0.6}TiO_3$ [4].

Работа выполнена в рамках проектов РФФИ-БРФФИ Ф20Р-115 и грантов РФФИ № 19-08-00643 и 18-29-11026.

Литература

1. A.V. Chumak *et al.* // Nature Physics. - V. 11. (2015) - P. 453.
2. M. Krawczyk, D. Grundler // J.Phys.: Condens. Matter. -V. 26.(2014) - P. 123202.
3. A.A. Bukharaev *et al.* Phys.-Usp. **61** (2018) 1175.
4. A.I. Stognij *et al.* // Inorganic Materials, 2012, Vol. 48, No. 6, pp. 619–621.

Аномальная релаксация резистивных состояний мемристивных структур на основе нанокompозита $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$

А.В. Ситников^{1,2}, А.В. Емельянов^{1,3}, А.Е. Никонов², К.Э. Никируй¹, К.Ю. Черноглазов¹, Д.В. Ичѐткин^{1,4}, А.И. Ильясов^{1,5}, С.Н. Николаев¹, В.А. Демин¹, А.С. Веденев⁶, Ю.Е. Калинин³, В.В. Рыльков^{1,6,*}

1 Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, 123182.

2 Воронежский Государственный Технический Университет, Воронеж, 394026.

3 Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская обл., 141700.

4 Московский Институт Электронной Техники Факультет, Москва, 124498.

5 Физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, 119991.

6 Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, Московская обл., 141190.

*vrylkov@mail.ru; rylkov_vv@nrcki.ru

Исследована релаксация проводящих состояний, возникающих при резистивном переключении (РП) в структурах металл/нанокompозит/металл (М/НК/М) на основе НК $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ ($x \approx 15$ ат.%). Установлено, что релаксация проводимости структур в данных состояниях носит ярко выраженный дисперсионный характер и имеет две составляющие, одна из которых описывается «растянутой» экспонентой, $G \propto \exp[-(t/\tau_1)^\beta]$, а вторая степенной зависимостью, $G \propto [\tau_2/(\tau_2+t)]^\alpha$, с показателями степени $\beta, \alpha < 1$. Вклад первой составляющей мы связываем с ионизацией и диффузией вакансий кислорода за счет термической активации с них электронов в примесную зону вблизи уровня Ферми. Вторая компонента релаксации $G(t)$, вероятно, связана с электронным транспортом в примесной зоне. Из экспериментальных значений τ_1 найдена оценка энергии активации $E_a \approx 0.62$ эВ, которая согласуется с величиной $E_a = 0.67-0.68$ эВ, полученной недавно для LiNbO_3 из исследований диэлектрических потерь.

Введение

Структуры, демонстрирующие мемристивный эффект, являются перспективными элементами при построении нового типа энергонезависимой памяти типа RRAM и нейроморфных вычислительных систем (НВС), поскольку могут обладать малым энергопотреблением при записи/считывании информации, а также многоуровневым характером резистивного переключения (РП) и потому способны эмулировать ключевые элементы НВС – синапсы [1]. Важной особенностью последних является пластичность, т.е. способность принимать произвольное резистивное состояние в окне сопротивлений ($R_{\text{off}}-R_{\text{on}}$) между низкоомным (включенным) и высокоомным (выключенным) состояниями. В идеале также необходимо, чтобы мемристивный синапс мог позволить реализовывать две основные динамические формы пластичности: кратковременную пластичность (STP) и долгосрочную пластичность (LTP), в которых проводящие состояния (ПС) обычно хранятся от миллисекунд до нескольких секунд и от нескольких минут до нескольких дней, соответственно [1, 2]. Для поиска такого рода мемристоров весьма актуальными являются исследования механизмов хранения или релаксации

ПС. Однако, работы в данном направлении носят единичный характер, хотя имеется значительное количество статей по изучению времени РП мемристоров, что связано, по-видимому, с трудностями проведения соответствующих экспериментов при относительно высокой стабильности их параметров.

В наших недавних исследованиях структур металл-нанокompозит-металл (М/НК/М) на основе НК $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ наблюдался эффект РП с отношением $R_{\text{off}}/R_{\text{on}} \sim 100$ и числом устойчивых циклов РП $> 10^6$ при значениях x , близких к оптимальным $x = x_{\text{opt}} \approx 11-15$ ат.% ниже порога перколяции НК [3, 4]. Примечательно, что синтезированные структуры М/НК/М обладали высокой степенью пластичности (плавным характером задания ПС в окне $R_{\text{off}}-R_{\text{on}}$), что позволило эмулировать важные свойства биологических синапсов [3, 4]. Однако, механизм релаксации ПС в наших работах не исследовался.

Образцы и результаты исследований

Релаксация ПС исследовалась нами в мемристивных структурах М/НК/М с тонкой прослойкой аморфного LiNbO_3 , формируемой самоорганизованным образом у нижнего электрода в процессе синтеза НК [5]. Та-

кие структуры примечательны тем, что обладают повышенной устойчивостью к РП при температурах ≤ 100 °С. Кроме того, в определенных режимах РП релаксация крайних ПС в таких структурах протекает за относительно короткие времена $< 10^4$ с, что позволяет в течение дня получить необходимый для анализа набор релаксационных кривых кондактанса $G(t)$ при разных температурах. Кондактанс определялся по силе тока через структуру $I(t)$ при постоянном напряжении ($U=0.2$ В) после ее РП при напряжении ≈ 5 В ($G=I/U$). Типичные релаксационные кривые нормированного кондактанса $G^*(t)=G(t)/G(0)$ после РП структуры в высокопроводящее состояние (ВПС) представлены на рис. 1. Анализ полученных зависимостей $G(t)$ показывает, что кондактанс структуры стремится с течением времени к промежуточному стационарному состоянию G_s . При этом релаксация носит ярко выраженный дисперсионный характер и имеет две составляющие, одна из которых описыва-

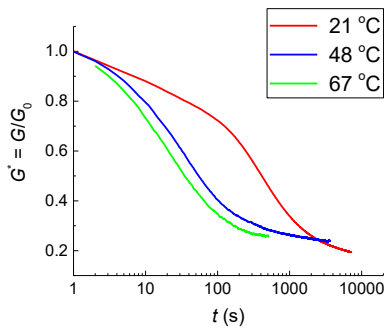


Рис. 1. Кинетика релаксации нормированного кондактанса $G^*(t)$ структуры М/НК/М после ее РП в высокопроводящее состояние при различных температурах

ется «растянутой» экспонентой, $G_1 \propto \exp[-(t/\tau_1)^\beta]$, а вторая - степенной зависимостью, $G_2 \propto [\tau_2/(\tau_2+t)]^\alpha$, с показателями степени $\beta, \alpha < 1$. Показатель α несложно оценить по зависимостям $\Delta G^*(t)=[G(t)-G_s]/G(0)$ в двойном логарифмическом масштабе (рис. 2а). Видно, что на больших временах данные зависимости описываются линейной функцией с наклоном $\alpha=0.65-0.8$, слабо зависящим от температуры, что характерно для дисперсионного прыжкового транспорта электронов. В свою очередь показатель β можно определить из анализа зависимости $\ln\{\ln[\Delta G^*(0)/\Delta G^*(t)]\}$ от $\ln t$ (рис. 2б). В этом случае $\beta = 0.43-0.74$, что хорошо коррелирует с данными по диффузии атомов Н в гидрированном a -Si:H [6]. Анализ зависимостей рис. 2б позволяет также найти значения τ_1 и оценить энергию активации вакансий кислорода $E_a \approx 0.62$ эВ, которая согласуется с величиной $E_a = 0.67-0.68$ эВ, полученной недавно для LiNbO₃ из исследований диэлектрических потерь [7]. Таким образом, в релак-

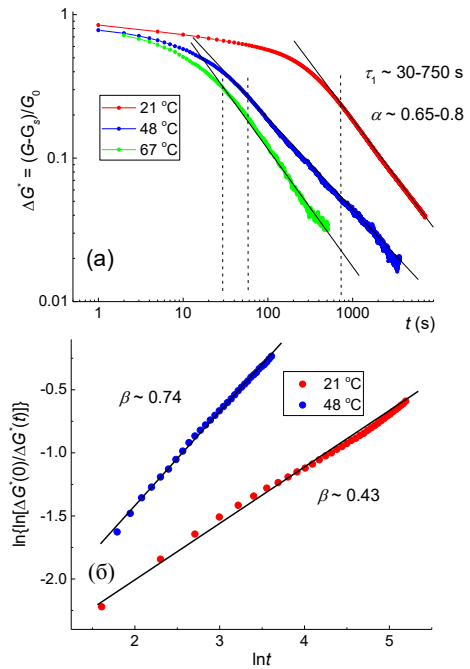


Рис. 2. Зависимости: $\Delta G^*(t)=[G(t)-G_s]/G_0$ в двойном логарифмическом масштабе (а) и $\ln\{\ln[\Delta G^*(0)/\Delta G^*(t)]\}$ от $\ln t$ (б)

сации $G(t)$ существенную роль играет термическая активации электронов с нейтральных вакансий в примесную зону и прыжковый перенос в ней зарядов. Поэтому для обеспечения длительных времен хранения ПС НК структур важна плотность электронных состояний дефектов в оксидной прослойке на уровне Ферми. Последняя может существенно контролироваться температурой синтеза НК структуры (или последующего ее отжига).

Работа выполнена при поддержке проектов РФФИ (№№ 19-29-03022, 18-29-19047) и РНФ (№18-79-10253), а также государственного задания.

Литература

1. J. Zhu *et al.* // Appl. Phys. Rev. 7, 011312 (2020).
2. Y. Zhang *et al.* // Appl. Phys. Lett. **113**, 203102 (2018).
3. K.E. Nikiruy *et al.* // AIP Advances 9, 065116 (2019).
4. A.V. Emelyanov *et al.* // Nanotechnology 31, 045201 (2020).
5. M.N. Martyshev *et al.* // Phys. Rev. Applied 14, 034016 (2020).
6. J. Kakalios *et al.* // Phys. Rev. Lett. 59, 1037 (1987).
7. C. Wang *et al.* // J. Am. Ceram. Soc. 102, 6705 (2019).

Исследование эффекта Холла и доменной структуры в тонких пленках CoPt

М.В. Степушкин^{1,*}, А.В. Здравейцев², Е.Н. Миргородская¹,
М.П. Темиряева¹, А.Г. Темиряев¹

¹ Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, 141190.

² ИНИФИТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*sokpoveheu@yandex.ru

Исследованы пленки CoPt толщиной 8 нм с соотношением толщин металлов 3/5, обладающие одноосной анизотропией и высокой остаточной намагниченностью. Проведено одновременное измерение эффекта Холла и МСМ регистрация доменной структуры. Продемонстрирована возможность детектирования с помощью эффекта Холла отдельных скирмионов при относительно больших площадях (5×5 мкм²) измерительной ячейки. Показана возможность изменения площади ячейки с помощью нанолитографии, выполненной зондом атомно-силового микроскопа.

Введение

Важным этапом в изготовлении устройств, основанных на использовании скирмионов, является возможность их детектирования электрическими методами, например, при помощи эффекта Холла.

Исследовались пленки CoPt толщиной 8 нм, полученные последовательным напылением 10 бислоев Co (0.3 нм) и Pt (0.5 нм) методом электронно-лучевого испарения. Подобные пленки являются перспективным материалом для спинтроники и создания элементов памяти. Некоторые магнитные и магнитооптические свойства пленок данного состава были представлены в работах [1-3]. В частности, была продемонстрирована возможность зарождения в них круговых магнитных доменов, которые могут представлять собой скирмионы.

Методика эксперимента

Для проведения экспериментов были изготовлены мезоструктуры (холловские мостики) с помощью литографии и последующего плазменного травления. Ширина канала составила 5 мкм, две пары потенциальных отводов, располагались на расстоянии 15 мкм друг от друга. Такая топология позволяет при помощи атомно-силового микроскопа проводить модификацию поверхности и/или магнитной текстуры одного креста и сравнивать его поведение со вторым, контрольным.

На одном из крестов были сделаны прорезы, уменьшившие рабочую область с 5×5 мкм² до 0.5×0.5 мкм², как показано на рисунке 1. Из сравнения холловской кривой для прорезанной ячейки (сплошные линии) с кривой для контрольного креста (пунктирная), приве-

денных на рисунке 2, видно, что характеристика прорезанной ячейки обладает ступенями. Ступени не повторяются ни для разных направлений поля, ни для различных экспериментов. Вероятно, они соответствуют перемагничиванию отдельных доменов.

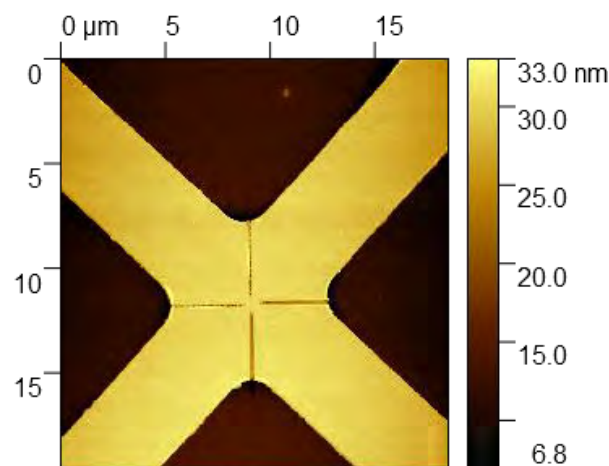


Рис. 1. АСМ изображение прорезанного креста

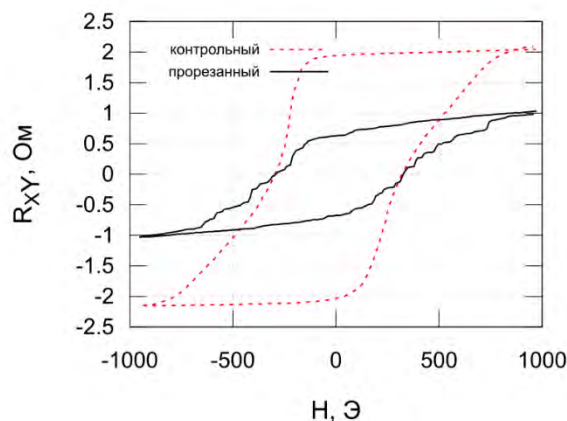


Рис. 2. Зависимость эффекта Холла для контрольного (пунктирная линия) и прорезанного (сплошная) крестов

Следует отметить различие формы и абсолютной величины холловской характеристики двух ячеек. Этот вопрос требует дальнейшего изучения.

Были проведены эксперименты по измерению электрических характеристик контрольного (непрорезанного) образца при воздействии на него магнитной иглой атомно-силового микроскопа. На рисунке 2 показано два МСМ-изображения, снятых до и после уничтожения скирмиона, выделенного белым кружком. Изменение холловского сопротивления составило при этом 1 мОм.

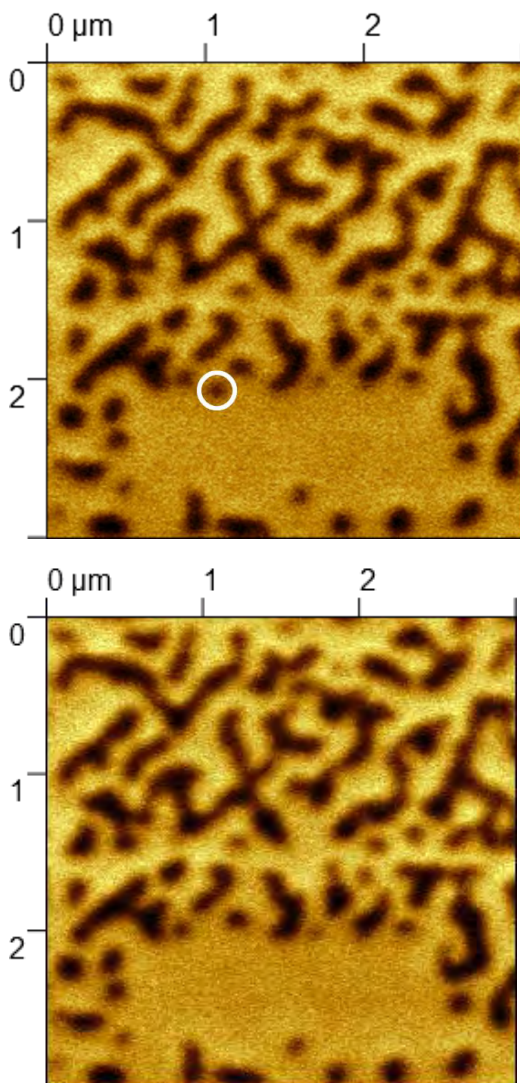


Рис. 3. МСМ-изображения до и после уничтожения скирмиона

Подобные измерения показали, что создание или уничтожение одного домена соответствует изменению эффекта Холла приблизительно на 0,6 — 1 мОм, для данного образца. Расчет, выполненный исходя из соотношения изменения эффекта Холла, вызванного отдельным скирмионом, к полному размаху петли, позволяет оценить его площадь приблизительно в 6000 нм², то есть диаметр скирмиона составляет около 87 нм, что по порядку величины соответствует прямым МСМ-измерениям.

Заключение

Пленки CoPt толщиной 8 нм с соотношением толщин металлов 3/5 обладают величиной эффекта Холла, достаточной для детектирования отдельных доменов на рабочей области 5x5 мкм². При этом точность можно повысить путем уменьшения размеров ячейки и соответственно увеличения доли, занимаемой отдельным скирмионом.

Продемонстрирована возможность одновременного проведения электрических и магнитно-силовых измерений. Это открывает новые возможности для исследования гальваномагнитных эффектов в тонких пленках.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №21-79-20186).

Литература

1. А.В. Здоровейщев, М.В. Дорохин, О.В. Вихрова, П.Б. Демина, А.В. Кудрин, А.Г. Темирязов, М.П. Темирязева // ФТТ 58, 2186 (2016).
2. А.Г. Темирязов, М.П. Темирязева, А.В. Здоровейщев, О.В. Вихрова, М.В. Дорохин, П.Б. Демина, А.В. Кудрин // ФТТ 60, 2158 (2018).
3. А.В. Здоровейщев, О.В. Вихрова, П.Б. Демина, М.В. Дорохин, А.В. Кудрин, А.Г. Темирязов, М.П. Темирязева // ФТТ, 61, 1628 (2019).

Обменное смещение в плёнках Pd/Co с оксидированным магнитным слоем

Е.В. Тарасов^{1,2,*}, Г.С. Суслин¹, А.В. Герасименко², И.А. Ткаченко^{2,***}, А.Г. Козлов^{1,**}

¹ Дальневосточный федеральный университет, ул. Суханова, 8, Владивосток 690091, Россия.

² Институт химии Дальневосточного отделения РАН, проспект 100-летия Владивостока, 159, Владивосток 690022, Россия.

* tarasov.ev@dvfu.ru, ** kozlov.ag@dvfu.ru, *** tkachenko@ich.dvo.ru

Изучено обменное смещение в эпитаксиальных плёнках [Pd/Co/CoO]_n с различной глубиной оксидирования и с различным числом повторений (n), полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии и характеризующихся перпендикулярной магнитной анизотропией. Установлено, что обменное смещение зависит от параметров оксидирования и от количества бислоев. Обнаружено, что температура Нееля зависит от толщины оксида Co и не зависит от числа повторений.

Введение

Обменное смещение возникающее при охлаждении наноструктур типа ферромагнетик (ФМ)/ антиферромагнетик (АФМ) в присутствии постоянного магнитного поля до температуры $T < T_N$, причём $T_N < T_C$, проявляет себя, как правило, в смещении петли магнитного гистерезиса в противоположном направлении относительно приложенного при охлаждении поля [1,3]. Следовательно, такие структуры, в которых проявляется эффект обменного смещения, представляют интерес в качестве материалов применяемых для создания устройств магнитной памяти с высокой плотностью записи. Особенно интересны системы ультратонких эпитаксиальных плёнок с обменным смещением направленным перпендикулярно поверхности раздела ферромагнетик/антиферромагнетик так как они менее восприимчивы к тепловому шуму и хорошо подходят для большого класса устройств спинтроники [2].

Использование, метода молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) для получения подобных структур, позволит вырастить сверхтонкие, особо чистые пленки с резкими межфазными границами.

В данной работе были изучены структура и магнитные свойства, в том числе, обменное смещение в ультратонких эпитаксиальных плёнках Pd/Co/CoO с различным временем оксидирования Co и [Pd/Co/CoO]_n, где n число повторений. В качестве подложки использовались пластины монокристаллического кремния (111).

Плёнки получены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на сверхвысоковакуумном комплексе Omicron с базовым давлением 3×10^{-11} Торр.

Данные о структуре образцов получены при помощи дифракции быстрых электронов во время напыления образца.

Магнитные свойства образцов изучались экспериментально при помощи SQUID-магнитометра, PPMS и VSM. В эксперименте на SQUID и PPMS внешнее магнитное поле было приложено перпендикулярно плоскости образца.

Результаты

Методом МЛЭ были получены плёнки Pd(2нм)/Co(1нм), после чего проводилась процедура контролируемого окисления в сухом кислороде. В процессе окисления толщина CoO увеличивалась за счёт уменьшения толщины кобальта. В результате анализа, петель магнитного гистерезиса, полученных при температурах 300, 100, (70К для многослойных систем), 50 и 4К, были определены, значения обменного смещения HEb (рис. 1) для образцов с различной толщиной кобальта. Установлено, что обменное смещение, зависит от степени окисления Co и оно начинает проявляться при температуре равной или ниже 100К для образца с временем окисления 5 минут и растёт с уменьшением температуры.

Образец с остаточной толщиной кобальта равной 0.55нм был выбран базовым для получения серии образцов с различным числом повторений (n) Pd/Co/CoO. Изученные, при разных температурах, зависимости намагниченности от внешнего магнитного поля образцов с n=1, 2, 3 позволили установить, что обменное смещение начинает себя проявлять при температурах ниже 100 К, а уменьшение температуры приводит к росту обменного смещения (рис. 2).

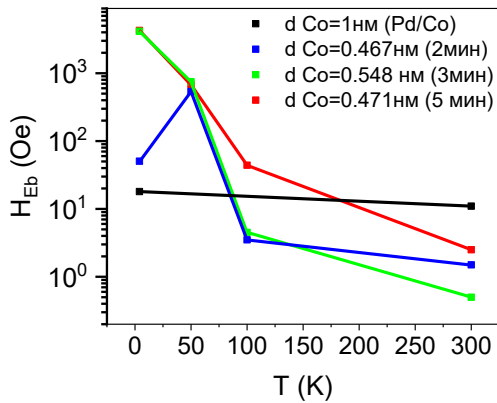


Рис. 1. Зависимости обменного смещения от температуры для образцов с разным временем оксидирования Co

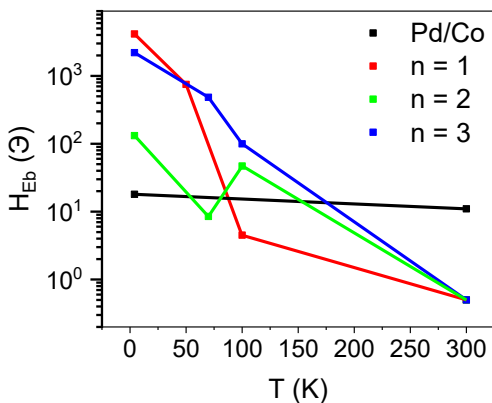


Рис. 2. Зависимости обменного смещения от температуры для образцов с различным числом повторений Pd/Co/CoO (n)

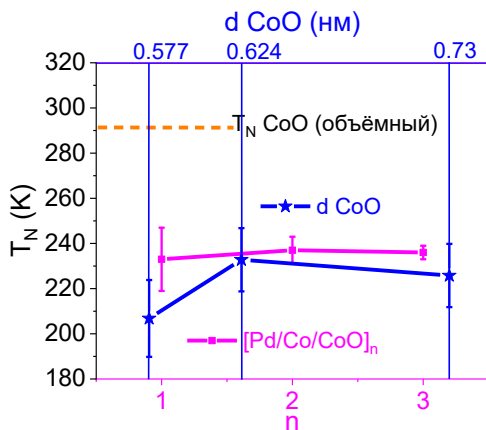


Рис. 3. Зависимость температуры Нееля от толщины CoO (d) и числа повторений (n)

Известно, что размерный фактор существенно влияет на магнитные свойства вещества, например, на температуру перехода в магнитоупорядоченное состояние. В связи с этим было бы разумно изучить влияние глубины окисления на магнитные характеристики подобных структур с изменением температуры. Для этого нами были исследованы температурные зависимости намагниченности всех изготовленных образцов. На основании полученных данных установлено, что температура Нееля зависит от толщины оксида кобальта и не зависит от числа бислоёв (Рис. 3).

Заключение

В результате проделанной работы, показано возможность существования обменного смещения перпендикулярно плоскости плёнки в эпитаксиальных структурах Pd/Co/CoO с различной степенью окисления Co и [Pd/Co/CoO]_n характеризующихся перпендикулярной магнитной анизотропией. Установлено, что обменное смещение зависит от параметров оксидирования и от количества бислоёв. Обнаружено, что температура Нееля зависит от толщины оксида Co и не зависит от числа повторений.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФГБУН Института химии ДВО РАН № 0205-2021-0001.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Государственное задание № 0657-2020-0013).

Литература

1. T.J. Moran, J.M. Gallego and I.K. Schuller Increased exchange anisotropy due to disorder at permalloy/CoO interfaces// J. Appl. Phys. – 1995. – Vol.78. – No.3. – P.1887-1891.
2. Kim, Gideok, et al. Physical Review Materials 3.8 (2019): 084420.
3. Nogués J., Schuller I. K. Exchange bias // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 1999. – T. 192. – №. 2. – С. 203-232.

Киральные состояния в многослойных плёнках Co/Pt

Д.А. Татарский^{1,2,*}, А.Л. Chuvilin³, Н.С. Гусев¹, С.А. Гусев¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. академическая, д.7, Афонино, Нижегородская область, Кстовский район, 603087, Россия.

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

³ CIC nanoGUNE, Tolosa Hiribidea, 76, San Sebastian, E-20018, Spain.

*tatarsky@ipmras.ru

В системах без центра инверсии, типа плёнок с интерфейсами ферромагнетик-металл, возможно возникновение дополнительного антисимметричного обменного взаимодействия – поверхностно-индуцированного взаимодействия Дзялошинско-Мория (пВДМ). Данное взаимодействие стабилизирует неелевские монокиральные доменные стенки и, в некоторых случаях, неелевские изолированные скирмионы в тонких многослойных плёнках со слоями кобальта. В таких плёнках используется три материала: кобальт, платина и какой-либо другой металл с сильным спин-орбитальным взаимодействием (палладий, иридий, вольфрам, рутений и др.).

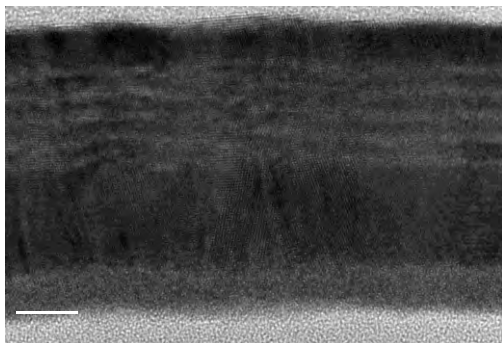


Рис. 1. Светлопольная микрофотография поперечного среза многослойной структуры Co/Pt

Благодаря этому, пВДМ на разных интерфейсах даёт одинаковый вклад и в целом во всей плёнке пВДМ усиливается. Представляется, что в случае симметричных интерфейсов, например, Co-on-Pt и Pt-on-Co пВДМ на каждой границе компенсируются и суммарное взаимодействие будет равняться нулю. В нашей работе мы исследовали многослойные структуры Co/Pt, полученные магнетронным

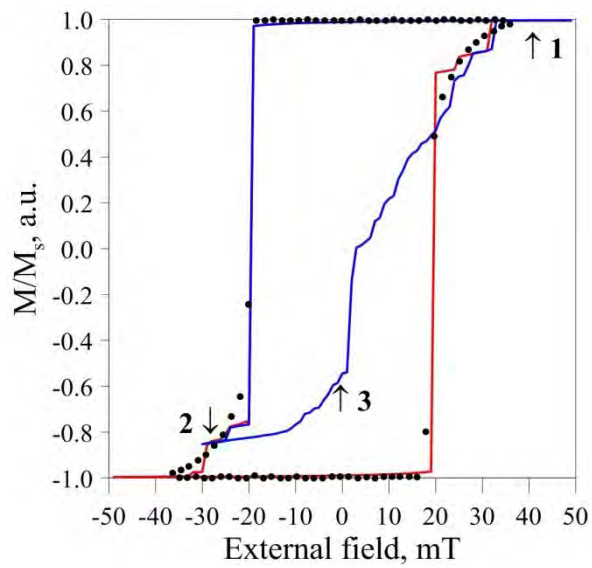
распылением. На подложках монокристаллического кремния (001) и аморфного нитрида кремния толщиной 30 нм методом магнетронного распыления получены многослойные структуры Ta(10 нм)/Pt(10 нм)/[Co(0.5 нм)/Pt(1.0 нм)] \times 5/Pt(2 нм). Исследования кристаллической структуры и магнитных распределений проводилось на просвечивающих микроскопах Carl Zeiss LIBRA 200MC и FEI TITAN 80-300 с коррекцией сферических аберраций. На поперечном срезе структуры хорошо различима периодическая система слоёв кобальта и платины (Рис. 1)

На рис.2а приведена петля перемагничивания, полученная измерением полярного эффекта Керра. Данные лоренцевой микроскопии (Рис. 1б-г) однозначно свидетельствуют, что в исходной плёнке достаточно сильное пВДМ, которые стабилизирует неелевские доменные стенки.

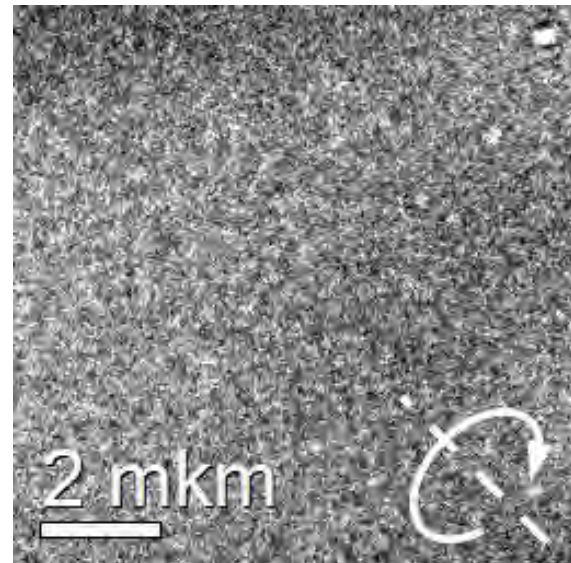
Из этого следует вывод, что, в силу разницы интерфейсов Co-on-Pt и Pt-on-Co, обусловленных магнетронным распылением, в таких многослойных плёнках присутствует пВДМ. Очевидно, что в случае эпитаксиального роста в таких плёнках пВДМ отсутствует.

Таким образом, многослойные структуры на основе Co/Pt являются перспективным материалом с пВДМ, который в дальнейшем может быть использован в исследованиях по высокочастотным свойствам структур ферромагнетик–тяжёлый металл.

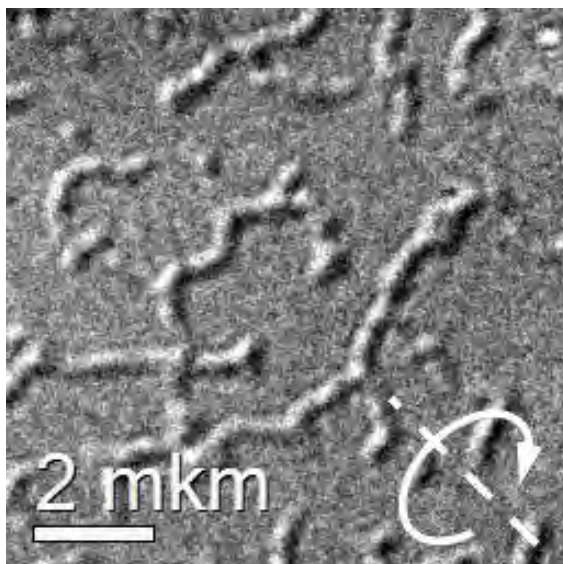
Работа выполнена при поддержке НЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2020-906.



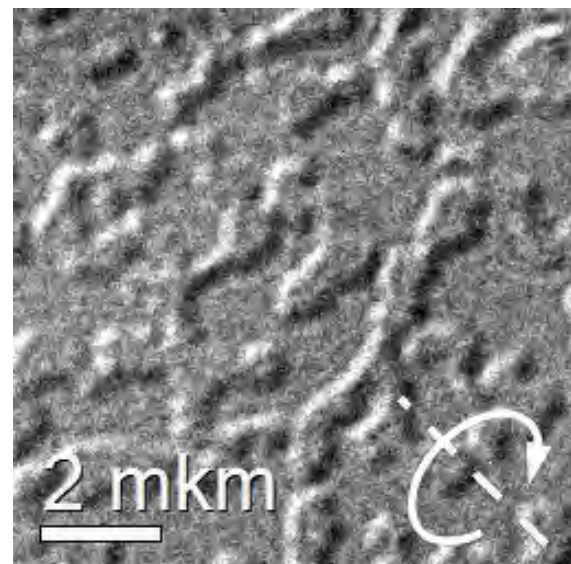
(a)



(б)



(в)



(г)

Рис. 2. Петля перемагничивания, измеренная с помощью магнито-оптического эффекта Керра (а); Френелевский контраст, полученный в соответствующих полях, обозначенных на петле перемагничивания (б)-(г)

Метастабильные состояния в обменно-связанных ферромагнитных дисках

Д.А. Татарский^{1, 2, *}, А.Н. Орлова^{1, 2}, И.Ю. Пашенькин¹, Е.В. Скороходов¹, С.А. Гусев¹

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

² ННГУ им. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*tatarsky@ipmras.ru

Низкочастотные колебания магнитных вихрей представляют интерес в связи с перспективами их использования в спин-трансферных вихревых наносцилляторах. Объединение самих вихрей в массивы позволит существенно увеличить генерируемую мощность. Поэтому важным является вопрос о частоте генерации, которая связана с метастабильной конфигурацией намагниченности в перекрывающихся массивах обменно-связанных дисков, а также возможностью менять это состояние с помощью приложения внешних магнитных полей. В данной работе представлены результаты исследований метастабильных состояний в системе обменно-связанных магнитных вихрей методами лоренцевой просвечивающей электронной микроскопии (ЛПЭМ) и компьютерного моделирования.

Массивы перекрывающихся ферромагнитных дисков были изготовлены методом электронной литографии и ионного травления из пленки пермаллоя, осажденной на мембране нитрида кремния толщиной 50 нм магнетронным напылением. Массив состоял из двойных дисков номинального диаметра 1 мкм и перекрытий от -10% до 80%. Для каждого перекрытия было изготовлено по 40 пар дисков. При этом 20 пар были развёрнуты на 90° относительно других 20 пар. ЛПЭМ измерения проводились в просвечивающем электронном микроскопе Carl Zeiss LIBRA 200MC с ускоряющим напряжением 200 кВ в режиме малых увеличений и адаптированном для работы во френелевском режиме. Геометрия массива позволила прикладывать внешнее однородное поле как вдоль линии, соединяющей центры дисков, так и перпендикулярно ей, путём наклона образца в колонне микроскопа и слабого возбуждения объективной линзы.

Микромагнитное моделирование выполнялось с помощью симулятора MuMax3 на сетке размером 512×256×1 с шагом сетки 4.2×4.2×38 нм. В двойном диске с различным перекрытием устанавливались

различные начальные распределения намагниченности и, после релаксации намагниченности к равновесной, вычислялась полная магнитная энергия системы. Таким образом получалась энергетическая диаграмма метастабильных состояний.

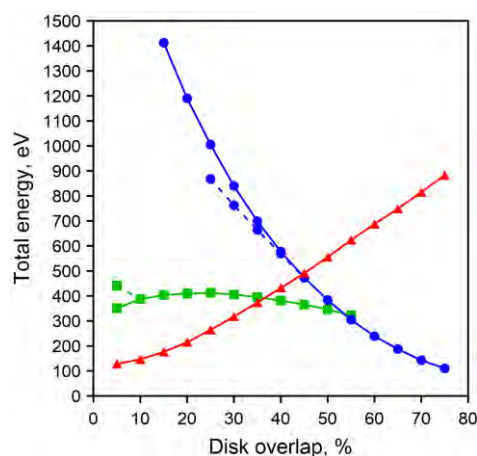


Рис. 1. Энергетическая диаграмма метастабильных состояний в двойных дисках в зависимости от перекрытия. Каждая кривая соответствует состоянию. Красная – VV, зелёная сплошная – VAV, зелёная пунктирная – sVV, синяя сплошная – SV и синяя пунктирная – VC

Известно, что основным состоянием в мезоскопическом ферромагнитном диске является магнитный вихрь. Вихрь состоит из центральной области, где намагниченность направлена перпендикулярно плоскости диска (ядра) и внешней части, где намагниченность лежит в плоскости (оболочки). Ориентация ядра определяет полярность вихря ($p = \pm 1$), тогда как закрученность оболочки по/против часовой стрелки, определяет завихренность ($c = \pm 1$).

В двойном перекрывающемся диске реализуются несколько метастабильных состояний. Эти состояния могут содержать как один, так и два магнитных вихря. Состояния с одним вихрём бывают двух типов. В одном случае ядро вихря локализуется в

геометрическом центре перекрывающихся дисков и формируется супервихрь (SV). Ясно, что при небольших перекрытиях такое состояние является неустойчивым и при бесконечно малом влиянии внешнего поля оно переходит во второй тип одно-вихревого состояния, когда вихрь локализуется в одном из дисков, а во втором диске при этом реализуется С-состояние (VC).

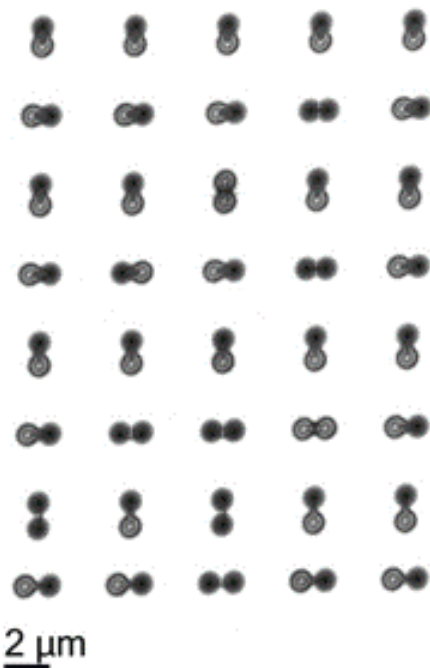


Рис. 2. Микрофотография части массива перекрывающихся дисков с френелевским контрастом

Состояния из двух вихрей бывают трёх типов. Во-первых, когда оболочки вихрей закручены в разные стороны, формируется состояние с ромбическим доменом между дисками (VV). Оно является основным для небольших перекрытий. Во-вторых, если оболочки вихрей закручены в одну сторону, реализуется два варианта. В одном случае между дисками возникает особенность и формируется антивихрь (VAV), в другом случае оба вихря смещают и антивихрь выходит из дисков (sVV). Отметим, что при больших перекрытиях VAV и sVV являются неустойчивыми и переходят в SV. Энергетическая диаграмма всех состояний приведена на рис. 1. На рис. 2 приведён фрагмента массива двойных дисков после перемагничивания полем объективной линзы. Опираясь на френелевский контраст на микрофотографиях, нами был выполнен подсчёт состояний в двойных дисках в зависимости и от величины перекрытия, и в зависимости от направления приложения магнитного поля.

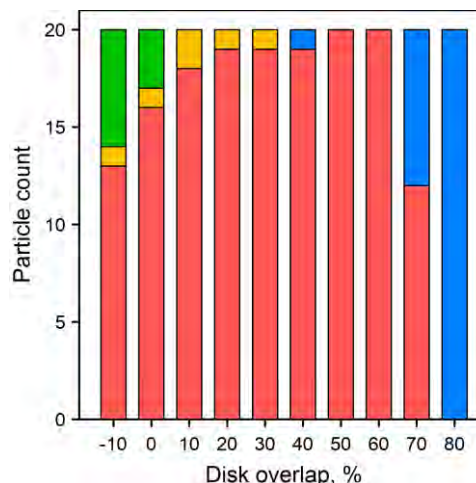


Рис. 3. Статистика метастабильных состояний после перемагничивания перпендикулярно линии, соединяющей центры дисков. Красный – VV, жёлтый – VAV, зелёный sVV, синий – SV

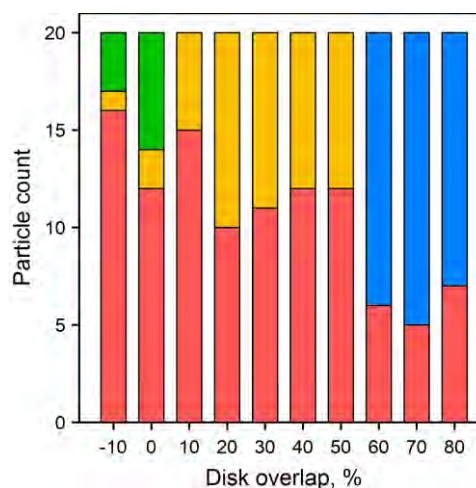


Рис. 4. Статистика метастабильных состояний после перемагничивания вдоль линии, соединяющей центры дисков. Красный – VV, жёлтый – VAV, зелёный sVV, синий – SV

Нами было установлено, что при намагничивании перпендикулярно линии, соединяющей центры дисков в основном формируется состояние VV вплоть до перекрытий 60% (Рис. 3). При намагничивании же вдоль линии, соединяющей центры дисков состояния VV и VAV формируются с равной вероятностью вплоть до перекрытий 50%. Таким образом, нами показано, что возможно менять состояние в двойных перекрывающихся дисках, прикладывая соответствующим образом внешнее поле.

Работа выполняется при поддержке Российского научного фонда (проект № 21-72-10176).

Исследование процессов перемагничивания в пленках гранатов, легированных висмутом

М.П. Темиряева^{1,*}, А.Г. Темиряев¹, Т.В. Мурзина²

¹ Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино, 141190.

² МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Ленинские горы, 1, Москва, 119991.

*mtemiryazeva@gmail.com

С помощью магнитооптических методов и метода магнитно-силовой микроскопии (МСМ) были детально изучены процессы перемагничивания в пленках состава $(\text{LuBi})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ в широком диапазоне магнитных полей. Проведены эксперименты по возбуждению спин-волнового резонанса. Показано, что параметры пленки, скорее всего, одноосная анизотропия меняются по толщине.

Введение

Исследовались пленки состава $(\text{LuBi})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, выращенные методом жидкофазной эпитаксии на подложке гадолиний-галлиевого граната. Данный состав может рассматриваться как основа для интегрированных планарных устройств. Пленки обладают

малыми потерями на СВЧ (ширина линии ферромагнитного резонанса порядка эрстеда), что могло бы позволить использовать их в качестве волноводов для спиновых возбуждений [1]. Наличие висмута обеспечивает достаточно большой угол фарадеевского вращения, что делает пленки перспективными для построения магнитооптических устройств.

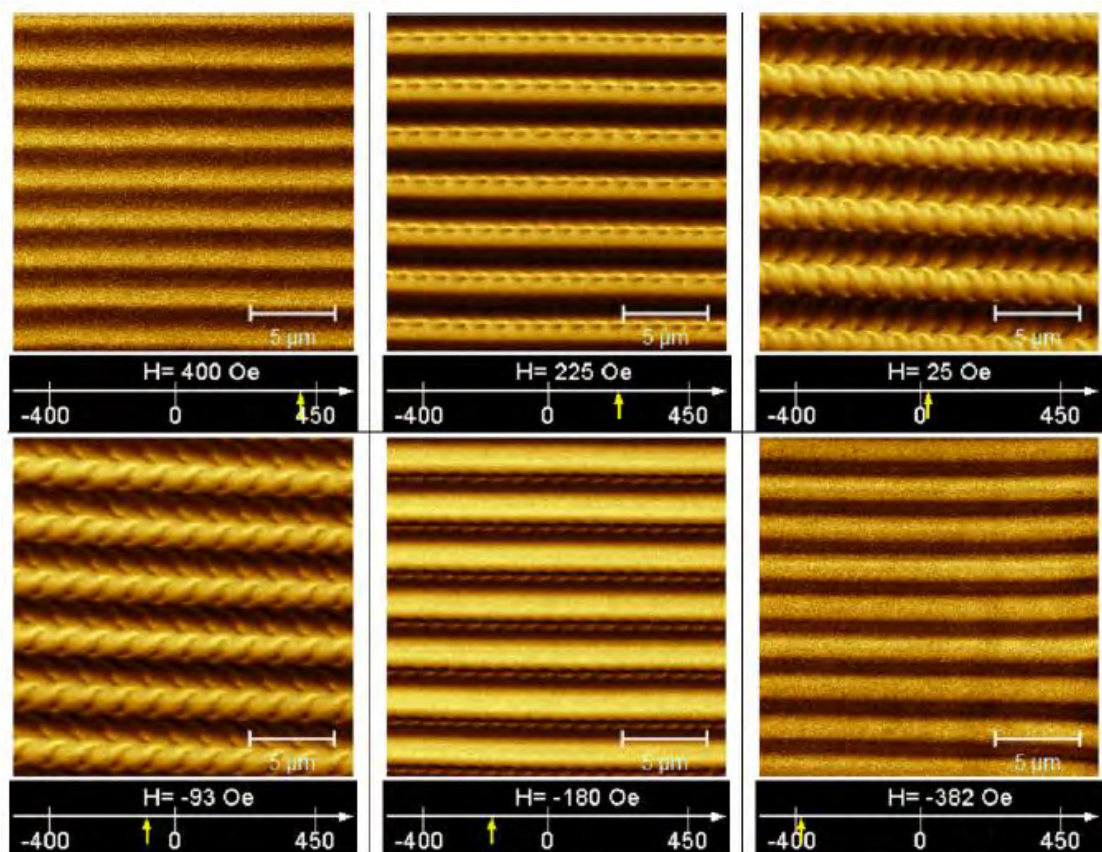


Рис. 1. Перестройка доменной структуры во внешнем магнитном поле, приложенном в плоскости образца

Результаты и обсуждение

В данном докладе приведем результаты, полученные на одной из таких пленок. Толщина пленки составляла 10 нм. В поляризованном свете, за счет

эффекта Фарадея, в образце видна полосовая доменная структура (ДС) с периодом порядка 3 нм. Существенно более сложную магнитную структуру позволяет выявить исследование с помощью маг-

нитно-силовой микроскопии. В первой серии экспериментов мы использовали данный метод для изучения перестройки ДС во внешнем магнитном поле, приложенном в плоскости образца. Было снято несколько сот МСМ изображений при изменении поля в диапазоне от -400 до 400 Э и смонтирован фильм, подробно показывающий процессы перемагничивания. Отдельные магнитные изображения из фильма представлены на рисунке 1. Видно, что в некоторых диапазонах магнитных полей в приповерхностном слое существуют упорядоченные матрицы субмикронных несквозных доменов.

Отметим, что МСМ позволяет регистрировать распределение полей рассеяния, создаваемых намагниченностью верхнего слоя пленки на границе с воздухом. О доменной структуре во внутреннем объеме пленки можно судить лишь по магнитооптическим изображениям. Некоторое представление о распределении намагниченности по толщине может дать МСМ исследование, выполненное на торце пленки. Вторая серия экспериментов была проведена на торце образца в магнитном поле, направленном по нормали к поверхности пленки. Полученные МСМ изображения свидетельствуют о том, что и на торце пленка имеет неоднородное распределение намагниченности. Видимо, это связано с тем, что параметры пленки, скорее всего, одноосная анизотропия, меняются по толщине. Это положение подтверждают и проведенные нами эксперименты по возбуждению спин-волнового резонанса (СВР). Полученный спектр характерен для пленок с изменяющейся одноосной анизотропией по толщине [2].

Эксперименты по генерации второй гармоники (ВГ) были выполнены в схеме на пропускание, при использовании в качестве накачки излучения титан-сапфирового лазера (длительность импульса 40 фс, длина волны 800 нм), магнитное поле было приложено в поперечной геометрии, угол падения составлял 35 градусов (вставка на рис. 2). Зависимость интенсивности ВГ от магнитного поля приведена на рис. 2; поле насыщения составляет около 300 Гс, тогда как в полярной геометрии оно превышает 2 кГс. Можно отметить сложную форму петли магнитного

гистерезиса, связанную, по-видимому, с неоднородной по толщине структурой пленки граната. Измерения экваториального эффекта Керра на частоте ВГ показали низкие значения магнитного контраста, в отличие от значительной величины в геометрии на пропускание, что требует дальнейших исследований.

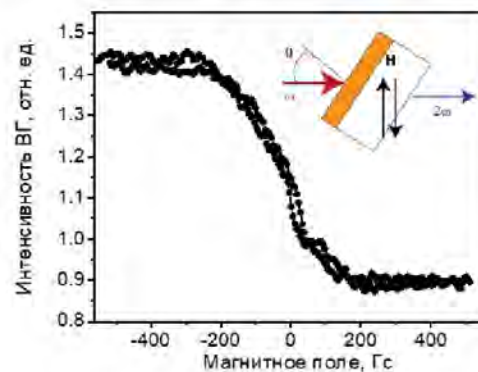


Рис. 2. Зависимость интенсивности ВГ от напряженности поперечного магнитного поля в схеме на пропускание

Таким образом, домены в подобных пленках представляют из себя трехмерные объекты достаточно сложной формы, которые весьма условно описываются моделью полосовой ДС, а процессы перемагничивания происходят сложным образом с образованием периодических строго упорядоченных субмикронных несквозных доменов.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 19-72-20103, с использованием оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» ИФМ РАН. Исследования доменной структуры методами МСМ выполнены при частичной поддержке РФФИ, грант № 19-29-03049-мк.

Литература

1. I. I. Syvorotka, I. Syvorotka, S. Ubizskii // *Solid State Phenomena* // V. 200, 256 (2013).
2. A. G. Temiryazev, M. P. Tikhomirova, P. E. Zilberman // *JAP*, V. 76, 5586 (1994).

Особые точки связанных магнонных гетероструктур ФМ/ТМ

О.С. Темная^{1*}, А.Р. Сафин^{1,2}, Д.В. Калябин^{1,3}, С.А. Никитов^{1,3}

¹ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, д. 11к7, Москва, 125009.

² Московский энергетический институт (национальный исследовательский университет), ул. Красноказарменная, д. 14, Москва, 111250.

³ Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), пер. Институтский, д. 9, Долгопрудный, 141701.

*ostemnaya@gmail.com

Исследованы связанные магнонные структуры ферромагнетик/тяжелый металл, в которых с помощью приложенного к металлу постоянного тока уменьшалось и увеличивалось эффективное затухание спиновых волн. Показано, что эта система является РТ-симметричной, также представлена ее дисперсионная зависимость, в которой при определенных условиях наблюдается особая точка.

Введение

В последнее время интерес вызывают так называемые РТ-симметричные магнонные системы, т.е. системы, обладающие пространственно-временной симметрией, следствием которой является фазовый переход, при котором нормальные моды вырождаются. В 1998 году Бендер и Боттчер показали [1], что существует ряд физических систем, описываемых псевдоэрмитовыми гамильтонианами \hat{H} , при этом они обладают вещественным спектром собственных значений. РТ-симметричность гамильтониана означает, что он коммутирует с операторами обращения времени \hat{T} и пространственной инверсии \hat{P} , т.е. $\hat{P}\hat{T}\hat{H} = \hat{H}\hat{P}\hat{T}$. Переход системы в фазу нарушенной РТ-симметрии происходит в т.н. особой точке спектра. В особой точке спектр системы перестает быть вещественным и становится частично комплексным, при этом собственные векторы и собственные значения гамильтониана вырождаются. Наблюдение такого перехода возможно в структурах со сбалансированными усилением и затуханием. Интерес к РТ-симметричным магнонным системам обусловлен возможностью реализации на их основе новых механизмов управления затуханием и частотами связанных мод. Связь нормальных мод магнонной РТ-симметричной системы имеет природу магнитодипольного и обменного взаимодействия. Управление усилением и затуханием в этом контексте до сих пор не изучалось в планарных связанных магнитодипольных взаимодействием структурах, более простых в изготовлении, чем многослойные структуры [2] и широко применяющихся при создании элементов функциональной электроники.

В данной работе мы описываем РТ-симметричную систему связанных магнитодипольным взаимодействием структур ферромагнетик-тяжелый металл,

обладающий сильным спин-орбитальным взаимодействием. К тонкому слою металла подводится постоянный ток, в зависимости от его полярности на границе раздела ФМ/ТМ наблюдается усиление или затухание магнонов, возникающее из-за эффекта переноса спина. Мы демонстрируем возможность смещения положения особой точки путём изменения расстояния между волноводами.

Математическая модель

Исследуемая система связанных магнонных волноводов представлена на рисунке 1а. При пропускании через металл постоянного электрического тока I_{dc} благодаря спиновому эффекту Холла возникает спиновый ток. В случае, когда поляризация спинового тока $\mathbf{\sigma}$ коллинеарна стационарному направлению намагниченности $\mathbf{M}_0 = M_s \boldsymbol{\mu}$, путем изменения направления и величины I_{dc} можно управлять затуханием на границе ФМ/ТМ, частично его компенсируя или усиливая [3]. Вектор поляризации и направление стационарного намагничивания должны быть параллельными для компенсации затухания спиновых волн и антипараллельными для создания дополнительного положительного эффективного затухания. В рассматриваемом случае намагниченность находится в плоскости образца, причем магнитное поле \mathbf{H} направлено перпендикулярно волновому вектору \mathbf{k} , что соответствует случаю распространения в структуре поверхностных магнитостатических спиновых волн. Входной сигнал $P_{in} = Ae^{i\omega t}$ подается на один волновод, выходные сигналы P_{out1} и P_{out2} снимаются с обоих волноводов.

Динамика намагниченности в ферромагнитном образце описывается уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта.

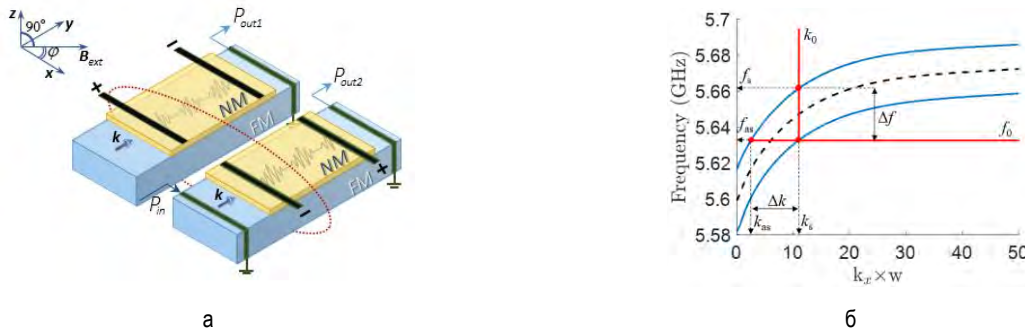


Рис. 1. а) Исследуемая система двух связанных структур ФМ/ТМ. б) Дисперсионная характеристика поверхностных магнито-статических спиновых волн.

После линеаризации и учета крутящего момента для описания динамики намагниченности в связанной структуре ФМ/ТМ уравнение можно записать в виде

$$\dot{\mathbf{m}}_{k,p} = -\boldsymbol{\mu} \times \sum_q \hat{\Omega}_{k,pq} \cdot \mathbf{m}_{p,q} + \alpha_G M_S^{-1} (\boldsymbol{\mu} \times \dot{\mathbf{m}}_p) + C \frac{\gamma J_s}{M_S T} \text{sgn}(-\boldsymbol{\mu} \cdot \boldsymbol{\sigma}) \mathbf{m}_p, \quad (\text{ф1})$$

где $\omega_H = \gamma \mu_0 H_0$, $\omega_M = \gamma \mu_0 M_s$, d_{vv} – расстояние между центрами волноводов, λ – обменная длина, $\delta_{vv'}$ – символ Кронекера, $\hat{\mathbf{I}}$ – единичная матрица, $\hat{\Omega}_{vv'} = (\omega_H + \omega_M \lambda^2 (k^2 + \kappa^2)) \delta_{vv'} \hat{\mathbf{I}} + \omega_M \hat{\mathbf{F}}_k(d_{vv'})$, $\hat{\mathbf{F}}_k(d_{vv'})$ представляет собой тензор размагничивающих коэффициентов, состоящий из собственного размагничивающего тензора и тензора магнитодипольной связи. Дисперсионная зависимость системы с учетом $\Gamma_1 = \text{sgn}(-\boldsymbol{\mu} \cdot \boldsymbol{\sigma}) \cdot C \gamma J_s (M_S T)^{-1}$ описывается выражением $\omega_0(k_y) = \omega' + i\omega''$, где $\omega' = (\Omega_{xx} \Omega_{zz})^{1/2}$, $\omega'' = (0.5 \alpha_G (\Omega_{xx} + \Omega_{zz}) - \Gamma_1)^{1/2}$. Дисперсионная характеристика поверхностных магнитостатических спиновых волн представлена на рисунке 1б. Из уравнения для комплексных амплитуд связанных спиновых волн

$$c'_v + \kappa_v c_v + i\Omega v_g^{-1} c_v = 0 \quad (\text{ф2})$$

с учетом $\kappa_v = (\Omega_0 - i\Gamma_v) / v_g$ следует условие на возникновение особой точки из решения характеристического уравнения $\lambda_{1,2} = \omega_0 - i\Gamma_0 \pm (\Omega_c^2 - \Delta\Gamma^2)^{1/2}$.

Литература

1. C. M. Bender and S. Boettcher // Physical Review Letters, V. 80, 5243 (1998).

Результаты

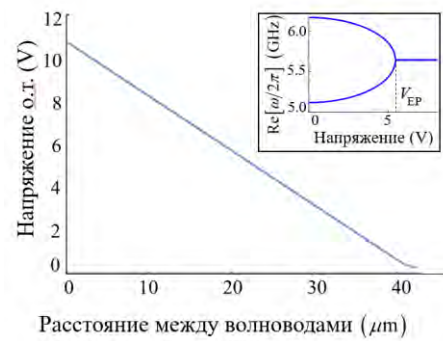


Рис. 2. Зависимость напряжения особой точки от расстояния между волноводами. На вставке показана зависимость частоты от напряжения.

Зависимости напряжения особой точки от расстояния между волноводами представлена на рисунке 2, на внутренней части рисунка также представлена зависимость действительной части частоты от напряжения. Видно, что увеличение расстояния между волноводами уменьшает пороговое значения напряжения особой точки, при этом также уменьшается магнитодипольная связь между ними. При определенном значении напряжения происходит вырождение нормальных мод в системе, что соответствует появлению особой точки.

2. X. Wang, Xi-guang Wang, G. Guo, and J. Berakdar // Nature Communications, V. 11, 5663 (2020).
 3. Q. Wang, P. Pirro, et al. // Science Advances, V. 4, 1701517 (2018).

Вероятностные характеристики спонтанных и вынужденных переключений бистабильной ячейки памяти STT-MRAM

А.М. Тузиков^{1, *}, А.В. Половинкин^{1, §}

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр-кт Гагарина, 23, Нижний Новгород, 123321.

*alex.tuzikov21@gmail.com, §a.v.polovinkin@mail.ru

Исследовались стохастические переключения модели ячейки памяти STT-MRAM, нормированный вектор намагниченности свободного слоя которой описывается уравнением Ландау-Лифшица с добавочным слагаемым Слончевского-Берже. В работе изучается как зависимость от параметров задачи скорости накопления ошибок записи вследствие спонтанных переключений, обусловленных тепловым шумом магнитного поля, так и вероятность возникновения ошибки при переключении магнитной ячейки под совместным влиянием флуктуаций магнитного поля и спин-поляризованного токового сигнала.

Магниторезистивная оперативная память (MRAM) стала объектом большого количества исследований, так как обладает рядом преимуществ, такими как высокая плотность размещения элементов на микросхеме, сравнимая с DRAM, высокое быстродействие превосходящее быстродействие памяти SRAM, неограниченная долговечность, низкое энергопотребление [1]. При дальнейшей коммерциализации одним из главных вопросов является влияние шумов на операции чтения/записи и то, какими характеристиками должна обладать ячейка памяти для минимизации влияния этих шумов. Изучению этого вопроса, а также поиску переключающего импульса, минимизирующего ошибку записи информации, посвящена данная работа.

Динамика магнитного момента

Изучается структура, состоящая из двух ферромагнитных слоев, разделенных немагнитным слоем (см. рис. 1). Управление намагниченностью реализуется в более тонком свободном слое F_1 ($d \ll d_F$). Слой F_2 называется фиксированным, его намагниченность предполагается постоянной.

Предполагается, что движение магнитного момента ячейки может быть описано уравнением Ландау-Лифшица с добавочным слагаемым Слончевского-Берже в безразмерных переменных в виде [2]:

$$\frac{d\mathbf{m}}{d\tau} = T_C + T_L + T_S \quad (1)$$

Здесь $\tau = |\gamma| M_S t$ – безразмерное время, γ – гиромагнитное отношение электрона, M_S – величина намагниченности насыщения, $\mathbf{m} = \mathbf{M}/|M_S|$ – единичный вектор, указывающий направление вектора намагниченности свободного слоя, $T_C =$

$-\left[\mathbf{m}, \left(\mathbf{h}_{eff} + \tilde{\mathbf{h}}(\tau)\right)\right]$ – слагаемое, отвечающее за прецессию, $T_L = -\lambda[\mathbf{m}, [\mathbf{m}, \mathbf{h}_{eff}]]$ отвечает за наличие диссипативных сил в системе, а $T_S = -j_s P[\mathbf{m}, [\mathbf{m}, \mathbf{m}_F]]/(1 + \varepsilon(\mathbf{m}, \mathbf{n}))$ описывает влияние спинового тока на вектор намагниченности [2], j_s – параметр, пропорциональный плотности спин-поляризованного тока,

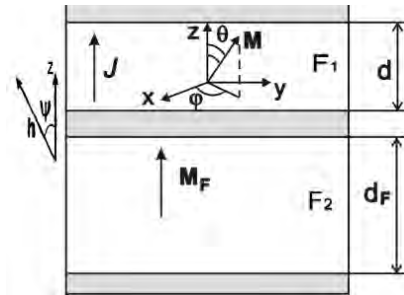


Рис. 1. Рассматриваемая структура

$\varepsilon = P^2$ – определяет асимметрию спинового момента, P – коэффициент спиновой поляризации [3]. $\mathbf{h}_{eff} = (k - 1)(\mathbf{m}, \mathbf{n})\mathbf{n}$ – нормированная на M_S детерминированная составляющая эффективного поля, обусловленная магнитной анизотропией среды и полем размагничивания, k – коэффициент магнитной анизотропии, $\tilde{\mathbf{h}}(\tau)$ – относительные белошумовые флуктуации магнитного поля [4].

Результаты и обсуждения

Шумоиндуцированные переключения

Аналогично тому, как это было сделано в работе [5] при нахождении среднего времени выхода через окрестность состояния равновесия типа «седло», нами было получено асимптотическое выражение для среднего времени первого достижения грани-

цы, совпадающей на поверхности сферы с линией неустойчивых состояний равновесия $\theta = \pi/2$:

$$T_1 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi D_h}{\lambda^3 (k-1)^{3/2}}} \exp\left(\frac{\lambda(k-1)}{D_h}\right) \quad (2)$$

На рис. 2 представлены: оценка логарифма времени первого достижения границы $\theta = \pi/2$, полученная с использованием выражения (2) (сплошная линия), и результаты, полученные путем численного моделирования системы (маркеры), в зависимости от интенсивности шума. Параметры системы: $k = 16$, $\lambda = 0.03$ (CoFeB), $M_s = 1000$, количество реализаций $N_r = 10^3$. Переключение происходило из состояния равновесия $\theta = \pi$ в состояние равновесия $\theta = 0$.

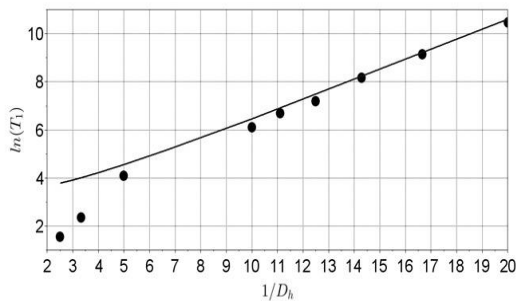


Рис. 2. Асимптотическая зависимость логарифма среднего времени первого достижения границы от интенсивности шума (линия —) и результаты численного моделирования (маркеры ●)

Из найденных зависимостей видно, что данные, полученные при помощи формулы (2), хорошо согласуются с результатами численного счёта.

Переключение вектора намагниченности под воздействием спинового тока

При подаче токового сигнала отрицательной полярности равновесное направление $\theta = \pi$ вектора намагниченности становится неустойчивым и изображающая точка, характеризующая направление вектора намагниченности, начинает движение к другому состоянию равновесия $\theta = 0$. В качестве критерия надежного переключения примем переход через границу $\theta = \pi/12$ (см., например, [6]).

Для фиксированного времени наблюдения 2 нс была построена зависимость логарифма вероятности непереключения ячейки памяти $1 - P$ от таких параметров прямоугольного спин-поляризованного

сигнала, как энергия сигнала $E_s = \int_0^T A^2 d\tau = A^2 T$ и длительность T , (см. рис. 3). Черной линией изображена зависимость длительности сигнала, при которой достигается минимум вероятности непереключения, от безразмерной энергии сигнала E_s .

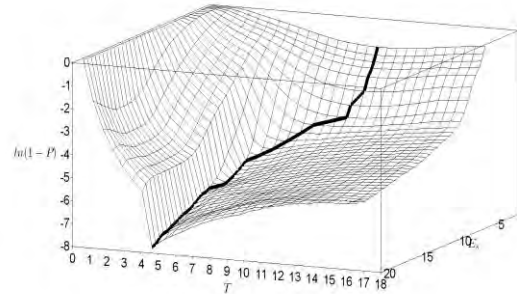


Рис. 3. Зависимость вероятности непереключения от параметров сигнала

Из построенной зависимости видно, что при фиксированной энергии сигнала переключения для любого интервала времени между началом переключения и моментом считывания информации существует оптимальная длительность сигнала, обеспечивающая минимальную ошибку записи. Можно отметить, что оптимальная длительность уменьшается при увеличении энергии сигнала.

Работа выполнена в рамках Программы развития регионального научно-образовательного математического центра “Математика технологий будущего”, проект #075-02-2020-1483/1.

Литература

1. D. Apalkov *et al.* // ACMJ. Emerg. Technol. Comput. Syst., V. 9, PP. 1–35 (2013).
2. J. Slonczewski // J. Magn. Magn. Mater., V. 159, PP. L1–L7 (1996).
3. G. Siracusano, R. Tomasello // IEEE TRANS. ON MAGN., V. 54, PP. 1-18 (2018).
4. W.F. Brown // Phys. Rev., V. 130, PP. 1677–1686 (1963).
5. P. Talkner // Z. Phys. B-Condensed Matter., V. 68, PP. 201-207 (1987).
6. B.J. Chen., K. Cai, G.C. Han, S.T. Lim, M.A. Tran // IEEE TRANS. ON MAGN., V. 51, N. 11 (2015).

Электрически заряженные скирмионы в пленках фазово-расслоенных магнитных оксидов

О.Г. Удалов^{1, 2, *}, И.С. Белобородов²

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая 45, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский р-н, 6030876 Россия.

² California State University Northridge, 18111 Nordhoff st., Northridge, CA, 91330, USA.

*udalov@ipmras.ru

В работе теоретически рассмотрена устойчивость скирмионов в пленке магнитного оксида с сильным спин-орбитальным взаимодействием Рашба. При этом исследован случай фазового расслоения пленки магнитного оксида, в котором пленка разбивается на проводящие ферромагнитные кластеры разделенные непроводящими антиферромагнитными областями. Показано, что в ферромагнитных кластерах могут существовать одиночные скирмион. При этом сами кластеры имеют ненулевой электрический заряд.

Введение

Скирмионы – это магнитные текстуры, имеющие ненулевой топологический заряд. Такие магнитные структуры наблюдают в тонких многослойных магнитных пленках с чередующимися слоями магнитного металла и тяжелого металла.

Скирмионы стабилизируются поверхностным взаимодействием Дзялошинского-Мория (пВДМ), возникающим на интерфейсе ферромагнетик-тяжелый металл. Недавно пВДМ значительной величины был также получен на границах раздела многослойных пленок магнитных оксидов, например, SrIrO₃/SrRuO₃. Более того, магнитные скирмионы были наблюдаемы в таких пленках [1]. Были выполнены также и теоретические работы, в которых предсказывается существование регулярных решеток скирмионов в таких многослойных структурах [2].

Теоретически была рассмотрена ситуация с высокой концентрацией электронов. В этом пределе электронная плотность является однородной и не возникает корреляций между магнитной структурой и распределением электрического заряда. В данной работе мы рассмотрели предел малых электронных концентраций. В этом пределе может возникать так называемое фазовое расслоение, при котором намагниченность коррелирует с электронной плотностью.

Мы показали, что при этом в пленке магнитного оксида могут формироваться заряженные кластеры с магнитным скирмионом, окруженные непроводящими антиферромагнитными областями.

Модель

В работе рассмотрена пленка магнитного оксида толщиной t . Пленка представляет собой кристалл. В каждой ячейке кристалла имеется магнитный момент направленный вдоль вектора m_i . Между соседними ячейками действует обменное взаимодействие, описываемое энергией $-J(m_i m_j)$. Обменное взаимодействие антиферромагнитное ($J < 0$). Также в кристалле существует одноосная магнитная анизотропия перпендикулярно плоскости пленки $-K m_{iz}^2$ (ось z направлена поперек плоскости пленки). Такая анизотропия может возникнуть на границе пленки с другим материалом. Мы рассматриваем тонкую пленку оксида и считаем, что анизотропия (несмотря на поверхностную природу) одинакова по всей толщине пленки. Кроме того, магнитные моменты испытывают магнито-дипольное взаимодействие. Кроме локализованных магнитных моментов в пленке также существуют электроны проводимости. Мы считаем, что концентрация этих электронов n_0 невысока и их взаимодействием можно пренебречь. Электроны описываются в рамках модели сильной связи. В этом случае одноэлектронный гамильтониан принимает вид

$$H_{el} = E_k - J_{sd}(\sigma m_i) + H_{so}.$$

Первое слагаемое здесь это кинетическая энергия электронов. Второе слагаемое – взаимодействие электронов с локализованными магнитными моментами. Мы считаем, что обменное взаимодействие с локализованными электронами велико и спин свободного электрона всегда сонаправлен со спином

локализованных электронов. Эффективно, это обменное взаимодействие влияет на матричный элемент прыжка электрона t_0 из одной ячейки кристалла в другую и определяет величину эффективной массы. В случае ФМ упорядочение магнитных моментов вероятность прыжка высока и электроны свободны. В случае АФМ упорядочения электроны локализованы. Наличие кинетической энергии, заисящей от взаимной ориентации локальных магнитных моментов, приводит к возникновению эффективного ферромагнитного обменного взаимодействия между ними. Третье слагаемое – это спин-орбитальное взаимодействие Рашбы. Оно характеризуется константой α Мы считаем, что из-за наличия границы с другим материалом в системе нарушена симметрия по отношению к инверсии пространства, и возникает взаимодействие Рашбы. Это слагаемое приводит к возникновению эффективного взаимодействия Дзялошинского-Мория (ВДМ) для локализованных магнитных моментов. Важно отметить, что и эффективное ФМ взаимодействие и ВДМ взаимодействие зависят от электронной концентрации. Это приводит к тому, что при возникновении электронных кластеров с повышенной концентрацией в них может возникать ФМ состояние со скирмионом.

Результаты и обсуждение

В системе может возникать несколько различных состояний: 1) однородное состояние с подкошенной ФМ магнитной структурой, состоящей из двух подрешеток. В таком состоянии электронная плотность однородна и кинетическая энергия электронов зависит от угла скоса подрешеток. ВДМ в этом случае не играет роли. 2) фазово-расслоенное состояние с ферромагнитными кластерами внутри антиферромагнитной матрицы. Все электроны проводимости находятся в кластерах. Поэтому электронная концентрация (а значит и ФМ обмен) возрастает. Такие кластеры несут электрический заряд. 3) фазово-расслоенное состояние с квазиферромагнитными кластерами внутри антиферромагнитной матрицы. В отличие от состояния 2 здесь внутри кластера возникает скирмион. Считается, что размер доменной стенки скирмиона велик по сравнению с параметром решетки. Поэтому локально внутри кластера состояние почти ферромагнитное. В таком состоянии энергия ВДМ (возникающая из-за взаимодействия Рашбы для электронов) стабилизирует скирмион (совместно с магнито-дипольной энергией).

В работе проведено сравнение этих трех типов магнитных состояний в зависимости от параметров системы, таких как \tilde{n}_0 , \tilde{J} , $K_{eff} = (K - 4\pi M_s^2 \Delta^3)/t_0$ и $\tilde{\alpha}$ ($\tilde{n}_0 = n_0 \Delta^3$ – число электронов на 1 ячейку, Δ – параметр решетки; $\tilde{J} = J/t_0$ – нормированный обмен, K_{eff} – константа анизотропии, учитывающая размагничивающий фактор, $\tilde{\alpha} = \alpha/t_0$).

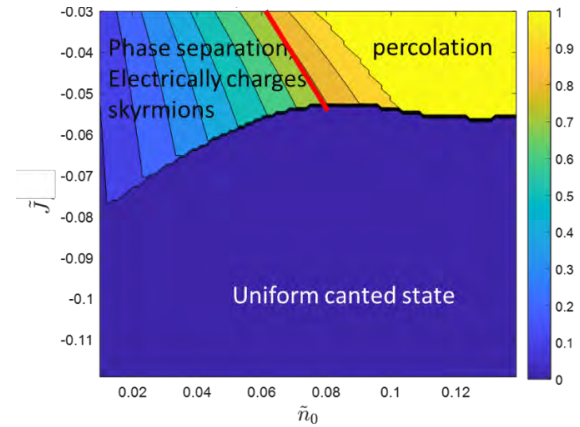


Рис. 1. Диаграмма состояний магнитного оксида. Цвет в верхней части показывает отношение площади кластеров к площади всего образца

На рис. 1. Приведена диаграмма состояний пленки магнитного оксида в координатах \tilde{n}_0 и \tilde{J} . Диаграмма приведена для константы анизотропии $K/t_0 = 0.08$. На диаграмме показана область параметров, в которой возникает состояние 1 (однородное состояние). Это однотонная область внизу диаграммы. В верхней части диаграммы расположена область, в которой возникает фазовое расслоение. Цвет показывает отношение площади кластеров к площади всего образца η . При $\eta > 0.6$ наступает перколяция и отдельные кластеры не могут существовать. При малых площадях существуют отдельные кластеры. При этом при больших значениях константы спин-орбитального взаимодействия Рашбы (α) в таких кластерах зарождается скирмион. Таким образом, в пленке магнитного оксида возникают электрически заряженные кластеры, которые несут также и магнитный топологический заряд.

Работа выполнена при поддержке госконтракта 0030-2021-0021.

Литература

1. Keng-Yuan Meng, Adam S. Ahmed, Mirko Baćani, et al. // Nano Lett. **19**, 3169 (2019)
2. Narayan Mohanta, Elbio Dagotto, and Satoshi Okamoto // Phys. Rev. B **100**, 064429 (2019)

Состав тонких слоев полупроводников $(A^{III}, Fe)B^V$

И.А. Федотов^{1,*}, Д.Е. Николичев^{1,2}, С.Ю. Зубков^{1,2}, Р.Н. Крюков^{1,2},
А.В. Кудрин^{1,2}, В.П. Лесников²

1 ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

2 НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*fedotov.ilya.alekseevich@gmail.com

Было установлено, что концентрация Fe при формировании слоев GaFeAs методом импульсного лазерного нанесения, определяет профили распределения химических элементов и химических связей. Выращивание слоев GaFeAs при температуре 200 °C предотвращает появление химической связи Fe-Fe.

Введение

Активные исследования структур, в которых носители заряда преимущественно поляризованы по спине, обусловлены развитием спинтроники. К одним из наиболее перспективных материалов относятся полупроводники $A^{III}B^V$, сильно легированные атомами Fe. Интерес к ним обусловлен их ферромагнитными свойствами, проявляющимися вплоть до комнатной температуры [1, 2]. Это определяет актуальность исследования свойств таких систем, которые зависят от толщины слоев, распределения в них химического состава, и изучения корреляции этих свойств с параметрами создания структур.

Методика эксперимента

Слой разбавленного магнитного полупроводника GaAs:Fe толщиной ~40 нм выращивался методом импульсного лазерного нанесения на подложке GaAs. Температура роста составляла 200 °C, технологическая концентрация Fe в слоях составляла 25 и 13 %.

Контроль концентраций химических элементов и химических связей осуществлялся с использованием метода рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии, реализованного на базе сверхвысоковакуумного комплекса Omicron Multiprobe RM. Эмиссия электронов происходила под воздействием характеристического рентгеновского излучения Al K α с энергией 1486,7 эВ. В ходе экспериментов регистрировались Ga 3d, As 3d, Fe 2p_{3/2}, O 1s и C 1s фотоэлектронные линии. Для послойного анализа образцов производилось ионное распыление материала с поверхности структуры с помощью источника ионов Ar⁺: ускоряющее напряжение 1 кВ, диаметр пучка ~20 нм, угол наклона оси ис-

точника к нормали образца 45°, ток ионов 4 мкА. Идентификация химических элементов, присутствующих в анализируемой структуре производилась по положению фотоэлектронных пиков на спектре с использованием атласов эталонных спектров [3]. Для расчета концентрации элементов применялся уточненный метод факторов относительной чувствительности.

Результаты

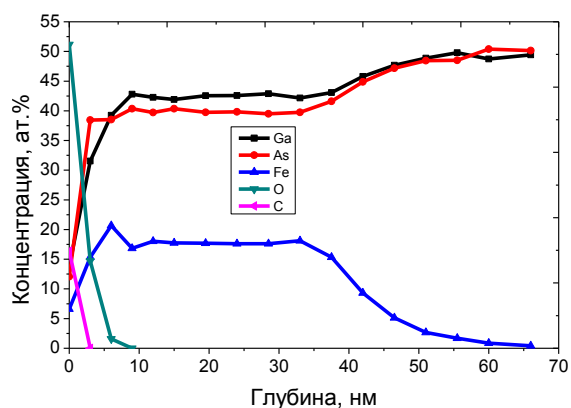
Для слоя GaAs:Fe проведён химический и элементный анализ. Результатом являются профили распределения по глубине структуры концентрации элементов и их химических состояний (рис. 1). Из рисунка видно, что при любой концентрации Fe происходит сегрегация его атомов поверхности, где происходит окисление железа. Также стоит указать, что низкая температура роста не приводит к значительной диффузии Fe в подложку GaAs.

Изменение концентрации Fe наиболее явным образом повлияло на профили распределения Ga и As. В случае 25 % содержания железа профили Ga и As на протяжении всей проанализированной толщины слоя следуют параллельно (рис. 1а), что не наблюдается во втором случае (13% железа), где произошло пространственное разделение центра масс кривых, соответствующих профилям Ga и As (рис. 1б). Этот факт может являться косвенным подтверждением наличия в системе концентрационно зависимых процессов при формировании слоев.

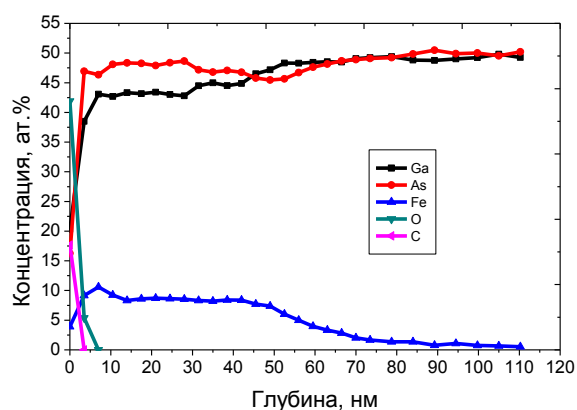
Детальный анализ фотоэлектронных линий в рамках методики [4] позволил установить, что в исследованной системе отсутствуют химические связи Fe-Fe, либо концентрация ниже предела чувствительности метода (< 1 %), что не позволяет их

найти. Это дает возможность утверждать, что регистрируемые в ходе исследований [1] магнитные характеристики определяются исключительно синтезируемыми соединениями, представляющим комбинацию химических связей As-Feи Ga-Fe (ри-

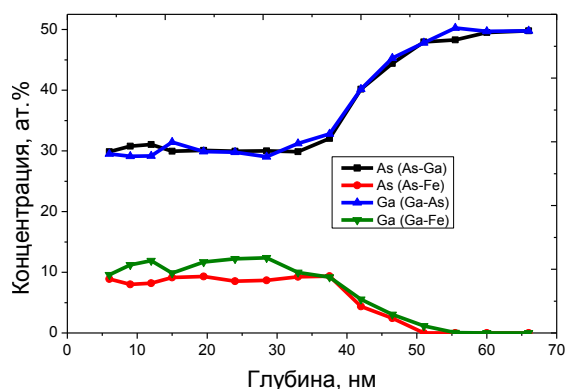
сунок 1 в,г). Изменение концентрации Гепровоцирует не только изменение профилей распределения галлия и мышьяка, но и профилей концентрации соединений As-Feи Ga-Fe.



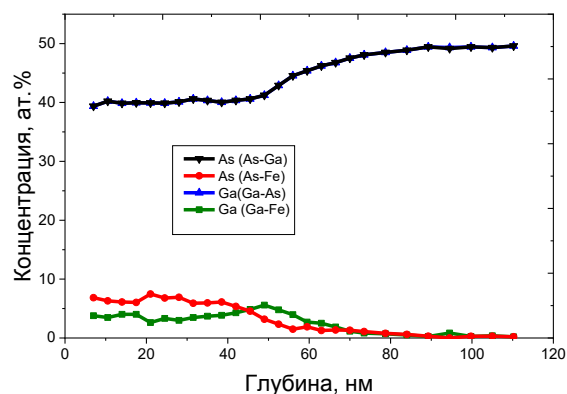
(a)



(б)



(в)



(г)

Рис. 1. Профили распределения химических элементов по глубине в слоях GaFeAs при технологически заложенной концентрации Feа) 25 %, б) 13% и профили распределения химических связей для системы при содержании Feв) 25 %, г) 13%

Таким образом, концентрация Feявляется важным параметром роста слоев GaFeAs, влияющим на распределения и динамику формирования химических связей.

Литература

1. A.V. Kudrin et al., *J. Appl. Phys.*, **122**. 183901 (2017).
2. A.V. Kudrin et al., *Semicond. Sci. Technol.*, **35** 125032(2020).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 18-79-10088.

3. B.V. Crist, XPS International Inc., V. 1-2, Ames, Iowa (1999).
4. A.V. Boryakov, S.I. Surodin, R.N. Kryukov and et al.// *J. of Elect.Spectr. and Related Phen.*, V. 50, 1443 (2018).

Нелинейный магнитоэлектрический эффект в композитных двухслойных периодических гетероструктурах Ni-ЦТС

Ф.А. Федулов*, Д.В. Чашин, Л.Ю. Фетисов, Ю.К. Фетисов

МИРЭА – Российский технологический университет (РТУ МИРЭА), Проспект Вернадского, 78, Москва, 119454.

*ostsilograf@ya.ru

В данной работе исследован нелинейный магнитоэлектрический эффект в композитной гетероструктуре, в которой ферромагнитный слой представлял собой решётку из полосок электролитически осаждённого никеля (Ni) толщиной $d = 10$ мкм и шириной $w = 100$ мкм, отделённых друг от друга зазором $T = 20$ мкм. Никель осаждали на диск из пьезокерамики $\text{PbZr}_{0.52}\text{Ti}_{0.48}\text{O}_3$ (ЦТС) диаметром 23 мм и толщиной 240 мкм. Экспериментально исследованы спектры генерируемого МЭ напряжения при удвоении частоты, а также зависимости напряжения второй гармоники от величины и ориентации магнитного поля.

Введение

В последние годы ведётся активное исследование линейных и нелинейных магнитоэлектрических (МЭ) эффектов в гетероструктурах, содержащих ферромагнитные (ФМ) и пьезоэлектрические (ПЭ) слои, ввиду перспектив их использования для создания перспективных устройств микроэлектроники. 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 проблемой при разработке МЭ устройств является уменьшение их размеров. Для 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, и исследовано влияние анизотропии на характеристики нелинейного 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 фо-

тошаблона, представляющий собой периодическую структуру из прозрачных и непрозрачных полос. В качестве фоторезиста использовали позитивный фоточувствительный лак КОНТАКТ СЕМЕ POSITIV 20/200. На очищенные после проявления фоторезиста участки ЦТС диска электролитически осаждали Ni толщиной $d \approx 10$ мкм. На Рисунке 1 представлен схематический вид изготовленной периодической структуры с полосками Ni.

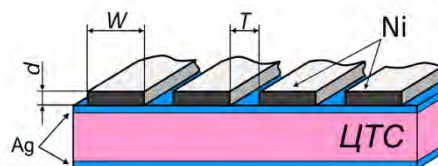


Рис. 1. Схематический вид изготовленной периодической структуры с полосками Ni

Блок-схема измерительной установки представлена на Рисунке 2. Изготовленный образец располагали между катушками Гельмгольца, которые устанавливали между полюсами электромагнита. Катушки Гельмгольца, возбуждаемые при помощи функционального генератора Agilent 33210A, создавали переменное магнитное поле $h \cos(2\pi ft)$ в диапазоне частот $f = 0 - 10$ кГц и амплитудой переменного поля h до 4.3 Э. Постоянное магнитное поле в диапазоне $H = 0 - 1$ кЭ создавали при помощи электромагнита, питаемых от источника TDK Lambda GENH600-1.3. Для изменения ориентации образца в плоскости относительно линий магнитного поля использовали специальный подвижный держатель. Выходное МЭ напряжение измеряли вольтметром АК ИП 2401 со входным импедансом 10 МОм. Напряжённость магнитного поля внутри катушек измеряли при помощи гауссметра Lake Shore 421.

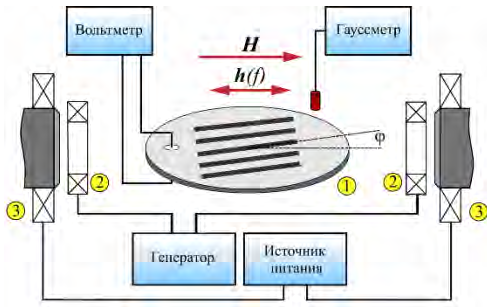


Рис. 2. Блок-схема измерительной установки: 1 – периодическая структура Ni-ЦТС, 2 – катушки Гельмгольца, 3 – катушки электромагнита

Результаты измерений

В композитных структурах ФМ-ПЭ нелинейная зависимость магнитострикционной деформации ФМ слоя от постоянного поля $\lambda(H)$ приводит к различным нелинейным эффектам, в том числе к генерации напряжения с удвоенной частотой [3]. На Рисунке 3 показан спектр частот МЭ напряжения при возбуждении структуры с расстоянием между полосками $T = 20$ мкм магнитным полем с амплитудой $h = 4.3$ Э и частотой $f_0/2 = 1.37$ кГц при $H = 0$.

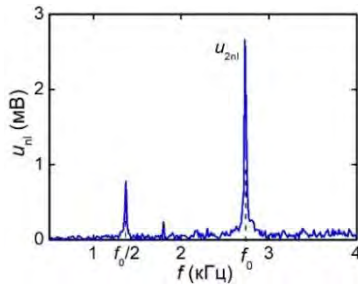


Рис. 3. Спектр частот МЭ напряжения при удвоении частоты при намагничивании вдоль полосок

Пик напряжения вблизи частоты 1.37 кГц возникает из-за прямой электромагнитной наводки на частоте возбуждающего поля, а пик с частотой f_0 и амплитудой u_{2nl} соответствует генерации напряжения с удвоенной частотой $f_0 = 2.74$ кГц, равной частоте резонанса. На Рисунке 4 показана измеренная зависимость u_{2nl} от поля смещения H при намагничивании структуры вдоль Ni-полосок ($\varphi = 0$) и амплитуде возбуждающего поля $h = 4.3$ Э. Зависимость имеет характерный вид: напряжение максимально в отсутствие поля $u_{2nl}(H=0) \approx 1.8$ мВ при $H = 0$, затем с ростом поля обращается в ноль при характерном поле $H_m \approx 100$ Э проходит второй максимум и стремится к нулю по мере насыщения ФМ слоя структуры.

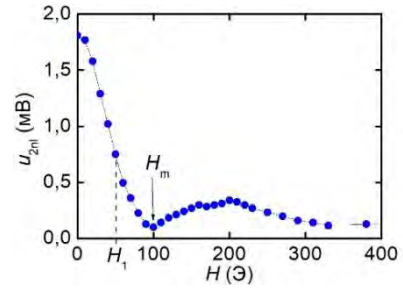


Рис. 4. Зависимость напряжения второй гармоники u_{2nl} от поля H для структуры с $T = 20$ мкм при ее намагничивании вдоль Ni-полосок

Обнаружено, что структурирование пленки Ni приводит к анизотропии нелинейных МЭ эффектов. Для демонстрации на Рисунке 5 показаны измеренные угловые зависимости амплитуды второй гармоники u_{2nl} для структуры с $T = 20$ мкм при $h = 4.3$ Э и величине постоянного поля $H = 0, 50, 100$ Э. На всех кривых видно, что напряжение u_{2nl} максимально при ориентации возбуждающего поля вдоль оси полосок ($\varphi = 0$) и падает в несколько раз при повороте поля перпендикулярно к полоскам ($\varphi = 90^\circ$). Описанные результаты демонстрируют широкие возможности управления анизотропией МЭ эффектов путем структурирования ФМ слоя.

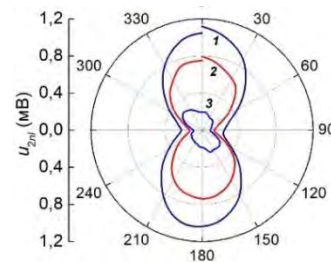


Рис. 4. Зависимости амплитуды второй гармоники u_{2nl} от ориентации магнитного поля для Ni-ЦТС структуры с $T=20$ мкм при: 1 - $H = 0$, 2 - $H = 50$ Э, 3 - $H = 100$ Э

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда, грант №19-79-10128. Измерения частично выполнены на оборудовании Объединённого учебно-научного ЦКП РТУ МИРЭА.

Литература

1. H. Palneedi *et al.* // *Actuators*, V. 5, P. 9 (2016).
2. P. Hayes *et al.* // *Scientific Reports*, V. 9, No. 1 (2019).
3. L. Fetisov *et al.* // *Journal of Applied Physics*, V. 113, P. 116101 (2013).

Магнитострикционные свойства композитов на основе никелевых микропроводов

Л.Ю. Фетисов, Д.В. Савельев*, В.И. Мусатов, М.В. Джапаридзе

НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства» РТУ МИРЭА, пр. Вернадского, 78, Москва, 114454.

*dimsav94@gmail.com

Разработан новый тип магнитострикционного материала – магнитострикционный волоконный композит, и исследованы его магнитострикционные свойства. Показано, что магнитострикция такой структуры сопоставима по величине с пластиной никеля и обладает анизотропией относительно направления магнитного поля. Рассмотрено влияние периода проволок и температуры на магнитострикцию.

Введение

Различные магнитострикционные материалы широко используются для создания композитных магнитоэлектрических структур. В настоящее время в данной области интерес представляет переход к гибким материалам. Развитие технологий создания гибких материалов и устройств приводит к поиску новых магнитострикционных материалов, обладающих сильной анизотропией [1]. В качестве одного из перспективных материалов может быть использован магнитострикционный волоконный композит (МВК). Он представляет собой проволоки (волокна) ферромагнетика, помещенные в полимерную матрицу и расположенные параллельно друг другу. Преимуществом таких структур является возможность управления их свойствами путем подбора диаметра и материала проволок, расстояния между ними, материала матрицы. МВК могут быть использованы в качестве ферромагнитных слоев чувствительных элементов датчиков магнитных полей на основе магнитоэлектрического эффекта, чувствительных к направлению магнитного поля [2].

Материалы и методы исследования

Для создания МВК никелевую проволоку диаметром 100, 150 и 200 мкм наматывали на специальную оснастку, после чего покрывали клеем БФ-2, изготовленным на основе фенолформальдегидной смолы. Полученные заготовки помещали в печь при температуре 60 °С на 30 минут для полимеризации матрицы. Фотография структуры приведена на рисунке 1. Было изготовлено две серии образцов. В первой серии проволоки были намотаны вплотную друг к другу, но имели разные диаметры (100, 150 или 200 мкм). Во второй – изменяли расстояние между проволоками одинакового диаметра (200 мкм) от 150 до 1200 мкм.

Магнитострикционные образцы измеряли с помощью тензометрического метода в магнитном поле до 1 кЭ [3].

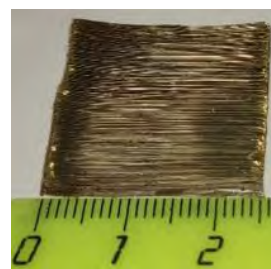


Рис. 1. Фотография МВК с диаметром проволоки никеля 200 мкм

Результаты измерений

На рисунке 2 приведены угловые диаграммы магнитострикции исследованных МВК серии 1 с различным диаметром проволоки. Видно, что при намагничивании структур параллельно проволокам, увеличение диаметра проволоки приводит к увеличению магнитострикции насыщения от $\lambda \approx 23 \cdot 10^{-6}$ до $\lambda \approx 35 \cdot 10^{-6}$, что сопоставимо с магнитострикцией пластины никеля сравнимой толщины. При этом все исследованные образцы обладают сильной анизотропией к направлению магнитного поля, обусловленной влиянием размагничивающего фактора МВК.

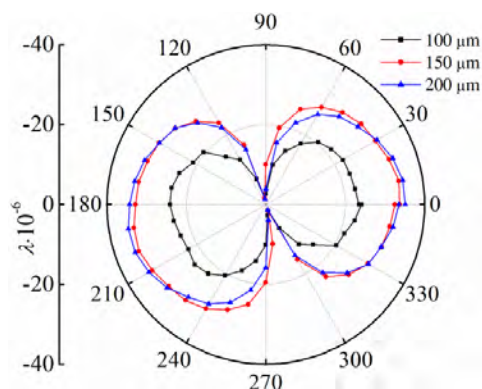


Рис. 2. Угловая диаграмма магнитострикции МВК различного диаметра

На рисунке 3 показаны зависимости магнитострикции образцов МВК 2 серии. Видно, что увеличение расстояния между проволоками приводит к уменьшению магнитострикции МВК. При этом поле насыщения не изменяется. Величина магнитострикции для проволок, намотанных вплотную превышала на 38% таковую для МВК с периодом 1200 мкм. Уменьшение магнитострикции может быть обусловлено упругими напряжениями со стороны матрицы.

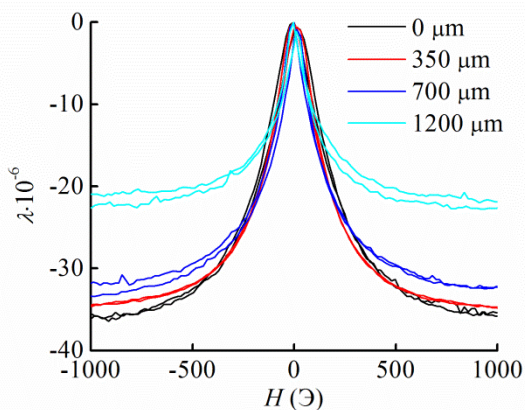


Рис. 3. Измеренные зависимости магнитострикции от магнитного поля при различном периоде между проволоками

На рисунке 4 приведены измеренные зависимости магнитострикции МВК, изготовленного из проволок диаметром 200 мкм и намотанных вплотную, при различных температурах. Измерения проводили в температурном диапазоне от 15 до 75 °С с шагом 5 °С. Видно, что при увеличении температуры магнитострикция насыщения уменьшается, что характерно для большинства ферромагнетиков. Следует отметить, что деполимеризации матрицы при нагреве не происходило.

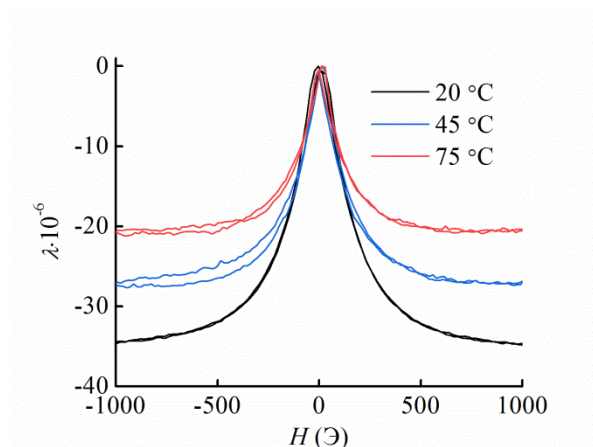


Рис. 4. Зависимости магнитострикции от магнитного поля, измеренные при различной температуре

Таким образом, были изготовлены магнитострикционные волоконные композиты и исследованы их магнитострикционные свойства. Показано, что магнитострикция подобных структур сопоставима с магнитострикцией объемных материалов. Увеличение диаметра проволок, как и уменьшение расстояния между ними приводило к увеличению магнитострикции.

Работа выполнена в рамках гранта РФФИ 20-32-90190.

Литература

1. X. Liang, A. Matyushov, P. Hayes *et al.* // IEEE Interactions on Magnetics, V. 57(8), 400157 (2021).
2. Y.K. Fetisov, D.V. Chashin, D.V. Saveliev *et al.* Materials, V. 12, 3228 (2019).
3. D.V. Chashin, D.A. Burdin, L.Y. Fetisov *et al.* Journal of Siberian Federal University. Mathematics. & Physics, V. 11(1), 30-34 (2018)

Управление магнитными свойствами нанопроволок из металлов группы железа

Д.Р. Хайретдинова^{1,2,*}, С.А. Луккарева², И.М. Долуденко¹, Л.В. Панина²

¹ ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Ленинский пр-т, 59, Москва, 119333.

² НИТУ «МИСИС», Ленинский пр-т, 4, Москва, 119049.

*hairetdr@gmail.com

В работе рассматривается зависимость магнитных свойств ферромагнитных нанопроволок из твердых растворов составов Fe_xCo_{1-x} и $Fe_{0,24}Ni_{0,76}$, полученных методом электрохимического осаждения в поры трековой мембраны, от их состава и геометрических параметров. Получены нанопроволоки с высокой по сравнению с объемным материалом коэрцитивной силой, что может быть связано с возросшим влиянием магнитной анизотропии формы.

Введение

Известно, что ферромагнитные нанопроволоки (НП) являются перспективным материалом для устройств магнитной записи, сенсоров и спинтроники [1]. Такие материалы могут увеличить компактность приборов, а также использоваться в устройствах гибкой нанозлектроники. Твердые растворы на основе металлов железной подгруппы (железо, кобальт, никель) обладают высокими значениями намагниченности насыщения [2] и в объемном виде являются магнитомягкими. Получение этих сплавов в виде массива одномерных проволок позволяет увеличить в несколько раз коэрцитивную силу (H_c), при сохранении высокой намагниченности насыщения, за счет увеличения вклада анизотропии формы в общую магнитную анизотропию.

Материалы и методы исследования

В работе НП были получены методом матричного синтеза в порах мембран из ПЭТФ с различными характеристиками. Образцы железоникелевых НП были получены с постоянным составом ($Fe_{0,24}Ni_{0,76}$), а диаметр пор варьировался от 30 до 100 нм, при плотности пор 10^9 пор/см². Для образцов железокобальтовых НП диаметр пор составлял 100 нм при плотности пор 10^8 пор/см². Состав этих НП варьировался: для получения различных составов твердого раствора Fe_xCo_{1-x} изменялись концентрации ионов металлов в электролите. Кроме этого, так же были выращены образцы состава $Fe_{0,3}Co_{0,7}$ с различным диаметром пор: от 30 до 100 нм. Кривые магнитного гистерезиса для НП были получены с помощью вибрационного магнитометра VM-07.

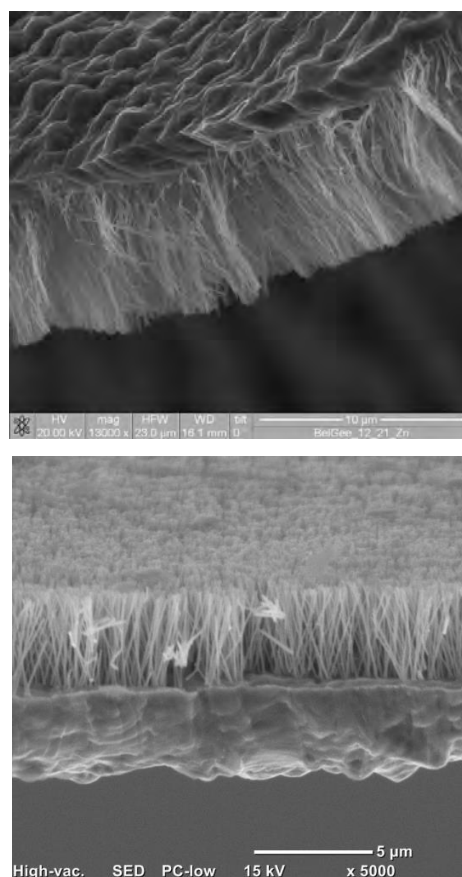


Рис. 1. Микрофотографии $Fe_{0,24}Ni_{0,76}$ НП

Результаты

Зависимость магнитных свойств системы Fe_xCo_{1-x} от состава

НП из сплавов системы Fe_xCo_{1-x} имеет нелинейную зависимость H_c от содержания железа в составе. Наибольшие значения H_c наблюдались для составов $Fe_{0,46}Co_{0,54}$ (355 Э) и $Fe_{0,07}Co_{0,93}$ (335 Э), при поле, приложенном перпендикулярно пленке. Однако наибольший коэффициент прямоугольности наблюдался в сплаве, содержащем 30 атм. % Fe.

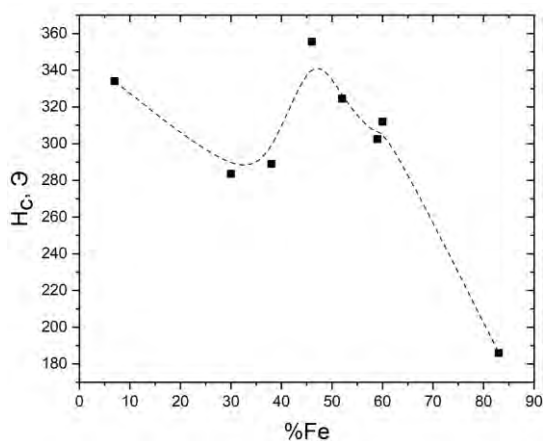


Рис. 2. Зависимость величины H_c от содержания Fe в НП состава Fe_xCo_{1-x}

Зависимость магнитных свойств от диаметра НП

Уменьшение диаметра НП $Fe_{0,24}Ni_{0,76}$ с 200 нм до 30 нм привело к увеличению H_c от 45 Э до 700 Э.

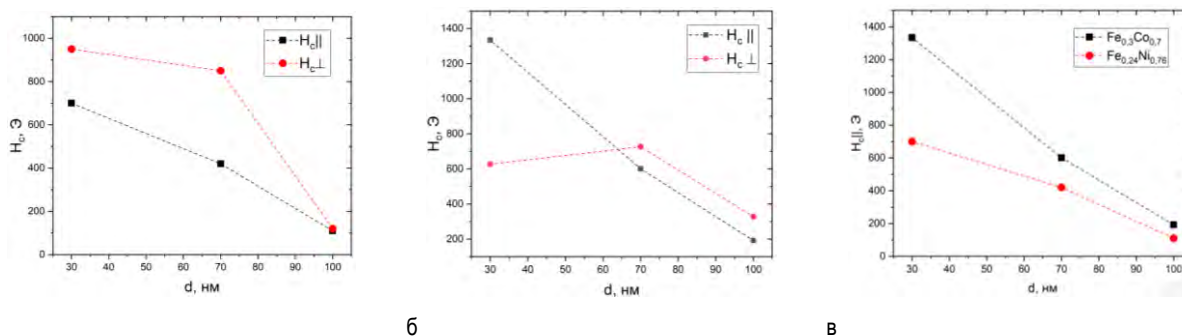


Рис. 3. Зависимость величины H_c от диаметра для а) НП состава $Fe_{0,24}Ni_{0,76}$; б) НП состава $Fe_{0,3}Co_{0,7}$; в) сравнение H_c для двух типов НП при поле, приложенном вдоль оси НП

Выводы

Показано, что H_c железоникелевых и железокобальтовых НП максимальна при минимальном диаметре исследуемых образцов, причем наблюдается увеличение коэрцитивной силы более чем в 5 раз. H_c НП состава системы Fe_xCo_{1-x} нелинейно зависит от концентрации железа, причем присутствует два максимума в составах $Fe_{0,07}Co_{0,93}$ и $Fe_{0,46}Co_{0,54}$. Данные результаты показывают, что магнитными свойствами НП можно управлять, изменяя их состав и геометрию.

Благодарности

Работа выполнена на базе НИТУ «МИСИС» и при поддержке Госзадания ФНИЦ «Кристаллография и

Такое увеличение H_c может быть объяснено увеличением вклада магнитной анизотропии формы в общую магнитную анизотропию, преимущественной ориентацией оси кристаллитов вдоль оси роста НП, а также доминированием процесса когерентного вращения намагниченности.

Также исследована аналогичная зависимость для НП состава $Fe_{0,3}Co_{0,7}$. Для НП этого состава также наблюдается практически линейное увеличение коэрцитивной силы при уменьшении диаметра НП, однако значения коэрцитивной силы для минимального диаметра достигают 1300 Э. В отличие от результатов для железоникелевых НП, в которых значения коэрцитивной силы больше при поле, приложенном перпендикулярно оси НП, в образце $Fe_{0,3}Co_{0,7}$ с диаметром 30 нм наблюдается обратное: H_c при поле, приложенном вдоль НП, практически в 2 раза больше H_c при поле, приложенном перпендикулярно оси НП.

фотоника» РАН. Подготовка мембран к осаждению структур была выполнена в рамках гранта РФФИ №22-22-00983 (И. М. Долуденко). Авторы выражают благодарность В. В. Артемову за помощь в проведении электронной микроскопии.

Литература

1. N. Lupu *Electrodeposited Nanowires and their Applications* // IntechOpen, 144–16 (2010)
2. Barmak K., Coffey K. *Metallic Films for Electronic, Optical and Magnetic Applications* // Woodhead Publishing., 454–546 (2014)

Микромагнитное моделирование композитов $\text{Fe}_3\text{O}_4 - \text{Fe}_{3-x}\text{Ti}_x\text{O}_4$

П.В. Харитонский¹, Н.А. Золотов^{1, 2, *}, Ю.А. Аникиева^{1, *}, К.Г. Гареев¹, А.Ю. Ралин³

1 СПбГЭТУ «ЛЭТИ», ул. Профессора Попова, 5, Санкт-Петербург, Россия.

2 Институт геологии и геохронологии докембрия РАН, Санкт-Петербург, Россия.

3 Дальневосточный Федеральный Университет, Владивосток, Россия.

* y.anikieva111@gmail.com, nikita13300@yandex.ru

Методом «магнитных прямоугольников» проведено моделирование гистерезисных характеристик ансамбля двухфазных частиц $\text{Fe}_3\text{O}_4 - \text{Fe}_{3-x}\text{Ti}_x\text{O}_4$, полученных золь-гель методом с последующей гидротермальной обработкой. Для двухфазной частицы с бесконечно тонкой границей между фазами и характерным размером, варьируемым в диапазоне от 20 до 80 нм, рассчитаны поля перемагничивания и число частиц в различных магнитных состояниях. Получены согласованные с экспериментальными данными значения намагниченностей и коэрцитивной силы ансамбля магнитоэлектростатически взаимодействующих частиц.

В теоретических работах, посвященных изучению совокупностей малых ферромагнитных частиц, часто используется приближение «невзаимодействующих частиц» и предположение об их химической однородности. В работах авторов [1, 2] исследовались синтезированные композиты $\text{Fe}_3\text{O}_4 - \text{Fe}_{3-x}\text{Ti}_x\text{O}_4$ и было показано, что невозможно согласовать их магнитные свойства без учета гетерофазности отдельных частиц и магнитоэлектростатического взаимодействия между ними.

Теоретическое моделирование

Для моделируемых образцов согласно магнитной granulometрии, данным сканирующей электронной микроскопии и Мёссбауэровской спектроскопии предполагалось присутствие трёх групп частиц: 1) фракция химически неоднородных двухфазных частиц состава «магнетит/маггемит – титаномагнетит», 2) слабомагнитная фракция (гематит) и 3) суперпарамагнитные частицы первых двух фракций [1, 2]. Так как спонтанная намагниченность I_{s1} первой фракции на два порядка выше, чем слабомагнитной (I_{s2}), то основной вклад в остаточную намагниченность насыщения M_{rs} образцов должны давать двухфазные частицы.

Рассмотрим кубическую химически неоднородную двухфазную частицу с бесконечно тонкой границей между фазами [3]. Для упрощения оценок будем считать, что каждая фаза представляет собой однородно намагниченный кристаллографически одноосный ферромагнетик состава «магнетит/маггемит» и «титаномагнетит». Межфазная граница параллельна плоскости XZ и делит частицу на два параллелепипеда объемами $a^3(1-\varepsilon)$ – первая фаза и $a^3\varepsilon$ – вторая фаза (a – характерный размер частицы, ε – относительная толщина фазы). Характерный размер варьировался в диапазоне от 20 до 80 нм, а толщина второй фазы от 0,05 до 0,20 фазы).

Для нахождения магнитных состояний и полей перемагничивания минимизировалась свободная энергия, включающая обменную, магнитокристаллическую, магнитоэлектростатическую и Зеемановскую энергии. Магнитоэлектростатическая энергия рассчитывалась с учётом постоянства поверхностных плотностей магнитных зарядов взаимно параллельных и взаимно перпендикулярных прямоугольников – метод «магнитных прямоугольников» [4]. В этом случае рассматриваемая двухфазная частица может находиться в четырех состояниях (индексы 1 и 2 нумеруют фазы): 1) $\theta_1 = 0, \theta_2 = 0$; 2) $\theta_1 = \pi, \theta_2 = \pi$; 3) $\theta_1 = 0, \theta_2 = \pi$; 4) $\theta_1 = \pi, \theta_2 = 0$. Наложение внешнего магнитного поля H (параллельно оси Z) не приводит к появлению дополнительных состояний, а лишь изменяет их относительные доли.

Определив критические поля перемагничивания двухфазного зерна, можно рассчитать намагниченность ансамбля одинаковых частиц в заданном внешнем поле [3]. В случае невзаимодействующих частиц при отсутствии внешнего поля можно определить их относительное число в m -м состоянии:

$$n_m|_{H=0} = A \exp(-E_m/(kT)), \quad (1)$$

где A находится из условия нормировки, при котором сумма n_m равна единице. Тогда намагниченность ансамбля двухфазных ферромагнитных частиц равна:

$$M(q, \varepsilon, H) = C_1 [I_{s\ sm}(1 - \varepsilon)(n_1 - n_2 + n_3 - n_4) + I_{s\ wm}\varepsilon(n_1 - n_2 - n_3 + n_4)]. \quad (2)$$

Здесь $C_1 = N \cdot v/V$ – объёмная концентрация первой фракции (N и v – число и средний объём двухфазных частиц, V – объём образца), а $I_{s\ sm}$ и $I_{s\ wm}$ – эффективные спонтанные намагниченности первой и второй фаз соответственно.

Намагниченности $I_{s\ sm}$ и $I_{s\ wm}$ могут иметь значения меньше, чем I_s соответствующих минералов, т.к. кроме химической неоднородности возможна неоднородность распределения магнитных моментов фаз (возникновение завихрений, доменных стенок и т.д.).

Влияние случайного поля магнитостатического взаимодействия H_i на магнитный момент частицы можно учесть путём смещения полей перемагничивания на величину $-H_i$. Предположим, что поле взаимодействия H_i равномерно распределено в интервале от $-H_{max}$ до $+H_{max}$. Тогда расчёт намагниченности фракции двухфазных частиц с одинаковыми q и ε в первом приближении сводится к случаю невзаимодействующих частиц со сдвигом критических полей на $-H_{max}$ [3].

Согласно данным магнитной гранулометрии ($M_{rs}/M_s = 0,106 - 0,175$ и $H_{cr}/H_c = 2,09 - 2,66$) в образцах T05L, T10L, T20L и T05H [1, 2] преобладают однодоменные и псевдооднодоменные частицы [5]. Для них результаты моделирования лучше согласуются с экспериментом при $a = 60$ нм. Толщина титаномагнетитовой фазы ε увеличивалась от 0,05 до 0,20 при увеличении количества диспергируемого в раствор порошка TiO₂.

Образец T05R [2], имеющий отношения $M_{rs}/M_s = 0,012$ и $H_{cr}/H_c = 3,73$, скорее всего содержит в основном суперпарамагнитные частицы. Поэтому средний размер частицы этого образца $a = 30$ нм (для магнетитового зерна сферической формы размер однодоменности составляет 29 – 36 нм [6]). При этом мы учитываем вклад в намагниченность насыщения всех частиц, а в остаточную – только заблокированных за счёт магнитостатического взаимодействия частиц.

Результаты и обсуждение

Наиболее подходящие значения объемной концентрации сильномагнитной фракции C_1 , согласованные с экспериментальными значениями намагниченности насыщения $M_{s\ exp}$ и остаточной намагниченности насыщения $M_{rs\ exp}$, находятся в диапазоне 0,03 – 0,11. Лучшее согласие с экспериментальными данными было получено при варьировании концентраций слабомагнитной фракции и ансамбля суперпарамагнитных частиц в диапазонах $C_2 = 0,16 - 0,40$ и $C_{sp} = 0,02 - 0,34$. При этом теоретическое значение общей концентрации ферромагнетика во всех образцах близко к 0,5.

Эффективные спонтанные намагниченности двухфазного зерна близки к значениям, соответствующим магнетиту/маггемиту – 400 кА/м и титаномагнетиту с малым содержанием титана – 380 кА/м. Спонтанная намагниченность слабомагнитной фракции близка к значению для гематита – 3 кА/м.

В таблице 1 приведено сравнение экспериментальных и теоретически рассчитанных значений намагниченностей.

Таблица 1. Намагниченности образцов

1	2	3	4	5
Образцы	$M_{s\ exp} = M_{s1} + M_{s2} + M_{s\ sp}$, А·м ² /кг		$M_{rs\ exp} = M_{rs1} + M_{rs2}$, А·м ² /кг	
T05L	26,37	10,07 + 0,26+	2,95	2,89 + 0,06
T10L	19,53	7,26 + 0,24 +	2,06	2,02 + 0,04
T20L	14,11	6,20 + 0,30 +	1,92	1,84 + 0,08
T05H	23,79	22,14 + 0,60+	4,15	3,79 + 0,36
Образцы	$M_{s\ exp} = M_{s1\ b} + M_{s2\ b} + M_{s\ nb}$, А·м ² /кг		$M_{rs\ exp} = M_{rs1\ b} + M_{rs2\ b}$, А·м ² /кг	
T05R	28,95	23,74 + 0,51 +	0,35	0,23 + 0,12

В столбцах 2 и 4 представлены экспериментальные значения $M_{s\ exp}$ и $M_{rs\ exp}$ образцов. В столбцах 3 и 5 приведены суммы теоретически рассчитанных значений намагниченностей насыщения (M_{s1} , M_{s2} , $M_{s\ sp}$) и остаточных намагниченностей насыщения (M_{rs1} , M_{rs2}) соответствующих трех фракций. В случае образца T05R намагниченности $M_{s1\ b}$ и $M_{s2\ b}$ соответствуют заблокированным частицам первой и второй фракций, $M_{s\ nb}$ – незаблокированным частицам обеих фракций, $M_{rs1\ b}$ и $M_{rs2\ b}$ – заблокированным частицам, дающим вклад в M_{rs} . Теоретические значения H_c и H_{cr} образцов с хорошей точностью согласуются с экспериментальными данными.

Использованная модель двухфазных взаимодействующих частиц позволила впервые теоретически рассчитать поля перемагничивания исследуемых композитов, а также показать, что основной вклад в остаточную намагниченность вносят химически неоднородные частицы. Кроме того, продемонстрирована возможность применения данной модели для образцов, содержащих суперпарамагнитные частицы.

Литература

1. Kharitonskii P., Kirillova S., Gareev K. *et al.* // IEEE Transactions on Magnetics. V. 56, № 2, 7200209 (2020).
2. П.В. Харитонский, А.А. Костеров, А.К. Гурылев и др. // Физика твердого тела. Т. 62, 1691 (2020).
3. Л.Л. Афремов, А.Ю. Ралин, П.В. Харитонский // Физика земли. № 6, 80 (1995).
4. П.В. Харитонский, А.М. Фролов // Известия вузов. Физика. №3/2, 197 (2010).
5. J. L. Kirschvink *et al.* // Magnetite Biomineralization and Magnetoreception in Organisms. A New Biomagnetism (New York: Plenum Press, 1985).
6. D.J. Dunlop // J. Geophys. Res., V. 78, 1780 (1973).

Управление режимами распространения спиновых волн в массивах ЖИГ микроволноводов при варьировании латеральной и вертикальной связи

А.Б. Хутиева^{1,*}, Е.Н. Бегинин¹, Э.Г. Локк², А.В. Садовников¹

¹ Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

² Фрязинский филиал ИРЭ РАН, пр. Введенского, 1, Фрязино, Московская обл., 141190.

* any788782@gmail.com

С помощью численного микромагнитного моделирования и интегрирования системы уравнений связанных волн проведено исследование влияния геометрических параметров, изменения величины дипольной спин-волновой связи и вариации угла намагничивания в системе, состоящей из ЖИГ микроволноводов. Результаты микромагнитного моделирования и феноменологического рассмотрения распространения спин-волнового сигнала находятся в хорошем соответствии друг с другом.

Введение

Магноны, являющиеся квантами спин-волновых возбуждений, могут являться носителями сигнала, в случае, когда реализуется режим распространения спиновых волн в ферро- или ферримагнитных пленках и структурах. Основным преимуществом такого подхода можно выделить диапазон существования спиновых волн - частоты от нескольких ГГц до сотен ГГц [1] и длины волн от десятков нанометров до единиц миллиметров. При этом комбинация магнетических элементов позволяет создавать магнетические сети (МС), состоящие из связанных спин-волновых элементов. В качестве простейшего элемента может выступать полоска ферромагнетика ограниченного в двух направлениях и представляющая собой волновод спиновых волн или с электродинамической точки зрения – волновод с гиротропной средой. Свойства гиротропии при этом задаются направлением внешнего магнетического поля, вдоль которого в ферромагнетике выстраивается направление намагниченности при достаточных для насыщения величинах магнетического поля. В качестве материалов для волноводов спиновых волн в настоящее время рассматриваются пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ), которые могут использоваться для обработки информации и в то же время обеспечивать технологическую интеграцию с существующей полупроводниковой архитектурой [1-2]. Недавно было показано, что трехмерный (3D) магнетический кристалл в форме меандра [3-4] может обеспечивать вертикальный перенос спиновых волн за счет использования вертикальных участков магнетического волновода.

При этом было также экспериментально продемонстрировано что создание многослойных топологий трехмерных структур с нарушением трансляционной симметрии позволяет рассматривать создаваемые элементы как узлы межсоединений для вертикально интегрированных топологий МС. Стоит отметить также, что использование диэлектрических пленок ЖИГ дает больше преимуществ по сравнению с металлическими пленками из-за значительно меньших потерь на распространение спиновых волн в ЖИГ.

Основная часть

В настоящей работе рассмотрены дипольные поля рассеяния магнетических полосок для выполнения вертикального и латерального переноса спиновых волн и передачи сигнала между магнетическими полосками в двух взаимно ортогональных направлениях. Каждая полоска изготовлена из тонких пленок ЖИГ. Для исследования динамики распространения спиновых волн в системе связанных волноводов ЖИГ использовалось численное моделирование на основе метода конечных элементов (МКЭ) и микромагнитного (ММ) моделирования с временным и частотным разрешением. При этом было проведено исследование режимов распространения спиновых волн в рассматриваемых массивах микроволноводов при варьировании угла намагничивания.

Для описания спинового транспорта используется система дифференциальных уравнений первого порядка записанные в виде [4,5]:

$$\frac{dA_j}{dz} = i\beta A_j + iC_v (A_{i+1,j} + A_{i-1,j}) + iC_g (A_{i,j+1} + A_{i,j-1})$$

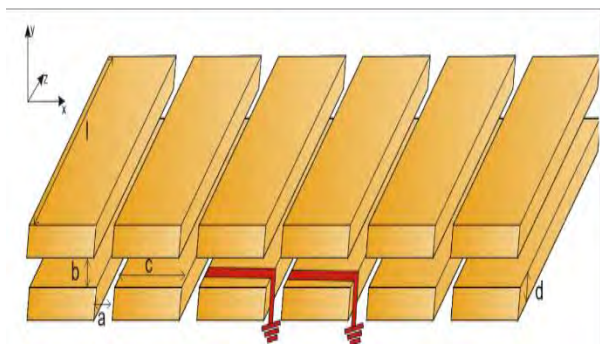


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемой структуры, представляющей собой систему микроволноводов. На схеме красным цветом изображены две антенны, что в микромагнитном расчете соответствовало расположению области возбуждения спин-волнового сигнала. Магнитное поле направлено вдоль короткой стороны каждого микроволновода

где A_{ij} - амплитуда n -го микроволновода, i (по горизонтали), j (по вертикали) - номера волноводов, β - волновое число в изолированном волноводе, C_v - вертикальный, C_g - горизонтальный коэффициенты дипольной связи спиновых волн. Численные значения коэффициентов C_v и C_g находилось методом конечных элементов в результате решения системы уравнений Максвелла с тензором магнитной проницаемости полученным из линеаризации уравнения Ландау-Лифшица. При этом была построена частотная зависимость данных параметров а также построены зависимости от ориентации угла подмагничивания.

Далее были рассмотрены нелинейные режимы распространения сигнала в массиве ЖИГ волноводов. Выполнено исследование особенностей процессов формирования спин-волновых пучков в линейном и нелинейном случаях для систем связанных магнитных волноводов. Проведено исследование трансформации изочастотных характеристик для системы связанных волноводов при вариации поля подмагничивания. Выявлены особенности распространения спиновых волн в трехмерном массиве пленок ЖИГ. Показано явление формирования настраиваемого спин-волнового пучка в трехмерной магнитной структуре могут дать глубокое понимание физики латерального и вертикального переноса спиновых волн в массиве микро- и наноразмерных

структур. Стоит отметить, что рассматриваемый класс ансамблей магнитных структур может использоваться для расширения функциональности устройств обработки информации на принципах магноники [5-6].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№20-79-10191).

Литература

- 1 Safin, A.R., Nikitov, S.A., Kirilyuk, A.I., D. V. Kalyabin, A. V. Sadovnikov, P. A. Stremoukhov, M. V. Logunov, P. A. Popov Excitation of Terahertz Magnons in Antiferromagnetic Nanostructures: Theory and Experiment. *J. Exp. Theor. Phys.* 131, 71–82 (2020). <https://doi.org/10.1134/S1063776120070110>
- 2 S. L. Vysotskii, A. V. Sadovnikov, G. M. Dudko, A. V. Kozhevnikov, Y. V. Khivintsev V. K. Sakharov, N. N. Novitskii A. I. Stognij, and Y. A. Filimonov Spin-waves generation at the thickness step of yttrium iron garnet film *Appl. Phys. Lett.* 117, 102403 (2020)
- 3 V. K. Sakharov, E. N. Beginin, Y. V. Khivintsev, A. V. Sadovnikov, A. I. Stognij, Y. A. Filimonov, and S. A. Nikitov Spin waves in meander shaped YIG film: Toward 3D magnonics// *Appl. Phys. Lett.* 117, 022403 (2020)
- 4 A.V. Sadovnikov, G. Talmelli, G. Gubbiotti, E.N. Beginin, S. Sheshukova, S.A. Nikitov, C. Adelmann, F. Ciubotaru, Reconfigurable 3D magnonic crystal: Tunable and localized spin-wave excitations in CoFeB meander-shaped film // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 544, 2022,
- 5 А.В. Садовников, С.А. Одинцов, Е.Н. Бегинин, А.А. Грачев, В.А. Губанов, С.Е. Шешукова, Ю.П. Шараевский, С.А. Никитов // *Письма в ЖЭТФ*, 107, 1, 29 – 34 (2018).
- 6 А.В. Садовников, А.А. Грачев, С.А. Одинцов, А.А. Мартышкин, В.А. Губанов, С.Е. Шешукова, С.А. Никитов // *Письма в ЖЭТФ*, 108, 5, 332-338, (2018).

Магнитные свойства наноструктурированных покрытий на основе сплавов 3d металлов, синтезированных методами зеленой химии

Л.А. Чеканова¹, Е.А. Денисова^{1, 2, *}, С.В. Комогорцев¹, Д.С. Незнахин³, Р.С. Исхаков¹, И.В. Немцев^{1, 2, 4}, М.В. Долгополова²

¹ Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН ФИЦ КНЦ СО РАН, Академгородок, 50/38, Красноярск, 660036.

² Сибирский федеральный университет, пр. Свободный, 82 А, 660041.

³ Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002.

⁴ Федеральный исследовательский центр КНЦ СО РАН, Академгородок, 50, Красноярск, 660036.

*len-den@iph.krasn.ru

В работе представлены результаты исследования микроструктуры и магнитных свойств наноструктурированных покрытий из сплавов FeCo-C, синтезированных методом химического осаждения с использованием в качестве восстановителей различных углеводов. Установлено, что полученные покрытия относятся к классу высокоиндукционных и характеризуются намагниченностью до 240 Гс·см³/г. Определена локальная магнитная анизотропия композиционных покрытий FeCo-C, оценены вклады поверхностной и объемной анизотропий.

Магнитомягкие пленки с высокой индукцией насыщения и нанокompозитные покрытия на основе ферромагнетиков являются основой для создания ряда новых функциональных материалов. Наноструктурированные сплавы FeCo, характеризующиеся высокими значениями намагниченности насыщения и магнитной проницаемости, могут быть получены различными методами. Перспективным является метод химического осаждения, как не имеющий ограничений по размеру и форме покрываемой поверхности. В нашей работе разрабатывается подход, связанный с заменой традиционных токсичных восстановителей углеводами.

Методика эксперимента

Покрытия Fe_xCo_{100-x}-C (0 < X < 100) были синтезированы методом химического осаждения, основанном на реакции восстановления солей металлов из водных растворов. Было использовано три типа восстановителей углеводов: арабиногалактан (природный полисахарид) — серия А; кукурузный крахмал — серия В; сахароза — серия С. Толщина покрытий изменялась в пределах от 0.6 до 4 мкм.

Структура и морфология поверхности покрытий исследовались методами электронной микроскопии и рентгеновской дифракции. Химический состав образцов определялся методом энерго-дисперсионного анализа. Магнитные характеристики синтези-

рованных материалов (намагниченность насыщения (M_s), константа обменного взаимодействия (A), величина поля локальной анизотропии H_a) исследованы как функции содержания Fe, Co и C в сплаве.

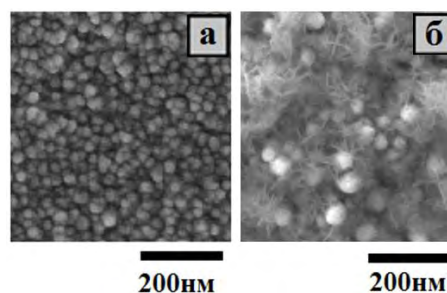


Рис. 1. РЭМ изображения FeCo-C покрытий, полученных с различными восстановителями: а - арабиногалактаном, б - крахмалом

Результаты и обсуждение

Варьирование состава ванны для химического осаждения (соотношение Fe:Co, тип восстановителя) позволяет синтезировать покрытия FeCo-C толщиной до 4 мкм с однородным распределением элементов, с возможностью управлять морфологией поверхности и размером зерна (15-300 нм). Использование метода химического осаждения позволило синтезировать как металлические пленки сплавов FeCo(C) (рис.1 а), так и композиционные покрытия FeCo-C, представляющие собой частицы сплава FeCo в полисахаридной матрице (рис.1 б). Уста-

новлено, что покрытия из сплава $Fe_{X-1}Co_X$ с $0 < X < 96$ представляют собой нанокристаллический ОЦК твердый раствор с содержанием углерода в сплаве не более 2 ат. %. При $X > 96$ покрытия FeCo-C характеризуются ГПУ структурой.

Установлено, что максимальная величина намагниченности насыщения пленок FeCo-C достигается при содержании кобальта 30 ат % и составляет 205, 235 и 240 Гс·см³/г для серий А, В и С соответственно, что позволяет отнести данные пленки к разряду высокоиндукционных.

Таблица 1. Магнитные характеристики покрытий FeCo-C, полученных с различными восстановителями

Восстановитель	Co, ат %	M, Гс	A, 10 ⁻⁶ эрг/см	K _V , 10 ⁶ эрг/см ³	k _S , эрг/см ²
арабиногалактан	70	1260	1,98	1,57	0,15
	43	1450	1,74	-0,37	0,24
	18	1340	2	0,55	0,17
крахмал	53	1490	1,91	2,78	0,22

Информация о поле локальной магнитной анизотропии была получена в результате подгонки кривых приближения намагниченности к насыщению известными теоретическими выражениями содержащими H_a, как основной параметр определяющий их форму в высокополевой области:

$$M(H) = M_s \cdot \left(1 - \frac{1/15 H_a^2}{H^{1/2} (H^{3/2} + H_R^{3/2})} \right) \quad (1)$$

где $H_a = 2K/M_s$ – поле локальной магнитной анизотропии, $H_R = 2A/M_s R_c^2$ – корреляционное поле. Величина H_a практически линейно увеличивается с увеличением содержания Co и лежит в пределах 360-2000 Э. Наибольшим значением величины H_a характеризуются пленки серии В. Для пленок серий А и С величины H_a практически совпадают. На рисунке 2 представлены кривые намагничивания для пленки Fe₃₀Co₇₀-C, измеренные при различных температурах. Обнаружена корреляция величины поля магнитной анизотропии (K) пленок FeCo-C и корреляционного радиуса этой анизотропии (R_c), в нашем случае совпадающего с размером зерна (рис.2 а и б). Последнее позволило разделить вклады объемной K_V и поверхностной k_S анизотропий ферромагнитных частиц в композиционных пленках согласно уравнению

$$K = K_V + 6k_S/R_c \quad (2)$$

Магнитные характеристики пленок, полученных с использованием различных восстановителей, представлены в таблице 1. Показано, что морфология поверхности пленок FeCo-C, столбчатая микроструктура, величина поля локальной анизотропии коррелируют с содержанием Fe в пленке и типом восстановителя.

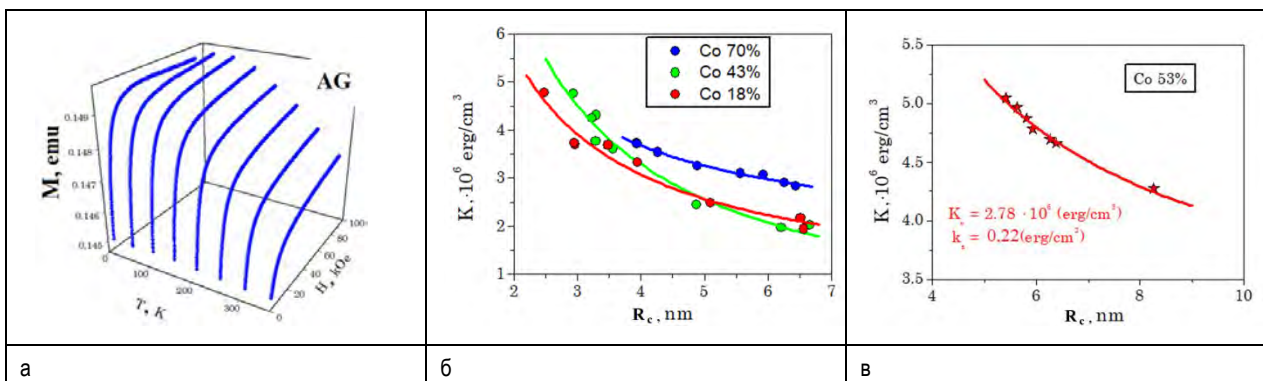


Рис. 2. Кривые намагничивания пленок сплава Fe₃₀Co₇₀-C, измеренные при различных температурах (а), Зависимость константы анизотропии от величины корреляционного радиуса для пленок FeCo-C полученных с различными восстановителями: арабиногалактаном (б) и крахмалом (в)

Итак, синтезированы покрытия FeCo-C с использованием углеводов в качестве восстановителей. Определено влияние соотношения атомов Fe и Co в сплаве на микроструктуру и магнитные характеристики синтезированных образцов. Оценены величины вкладов поверхностной и объемной анизотропий в магнитную анизотропию композиционных покрытий FeCo-C.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, Правительства Красноярского края и Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта № 20-43-240003.

Магнитный параметр Грюнайзена для одномерной разбавленной цепочки Изинга

А.В. Шадрин^{*}, Ю.Д. Панов[§]

Уральский Федеральный Университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002.

*shadrin.anton@urfu.ru, §Yuri.Panov@urfu.ru

Рассматривается влияние немагнитных примесей на магнитный параметр Грюнайзена и другие магнитокалорические свойства в одномерной разбавленной цепочке Изинга. Для описания поведения нашей системы и получения температурных зависимостей был использован псевдоспиновый формализм и метод трансфер-матрицы. Сравняется поведение магнитного параметра Грюнайзена для обычной цепочки Изинга и при добавлении примесей в ферромагнитном (ФМ) и антиферромагнитном (АФМ) случаях.

Введение

Магнитокалорический эффект (МКЭ) связан с теплотой, выделяемой или поглощаемой в результате изменения приложенного к материалу магнитного поля. МКЭ имеет большое количество практических применений. Одним из таких применений является создание экологически чистых магнитных холодильников.

Магнитный параметр Грюнайзена Γ_{mag} является одним из основных параметров МКЭ. Этот параметр представляет собой дифференциальную характеристику изменения температуры с изменением внешнего магнитного поля. Выражение для Γ_{mag} имеет следующий вид:

$$\Gamma_{\text{mag}} = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial h} \right)_S,$$

где T – температура, h – внешнее магнитное поле, S – энтропия.

В работе рассматривается одномерная изинговская цепочка $s=1/2$ с фиксированной концентрацией немагнитных подвижных заряженных примесей. Разбавленная модель Изинга в теории магнитных систем является одной из основных моделей [1] с закаленным или отоженным беспорядком. Одномерные системы представляют особый интерес, несмотря на отсутствие фазовых переходов при конечной температуре [2], и проявляют такие необычные свойства как плато намагниченности, псевдофазы и псевдопереходы.

Для описания нашей системы мы используем псевдоспиновый формализм $S = 1$, в котором состояния для данного узла решетки с проекциями псевдоспина $S_z = \pm 1$ соответствуют двум магнитным состояниям с обычными проекциями спина $s_z = \pm 1/2$, в то время как состояние с $S_z = 0$

соответствует заряженному немагнитному состоянию. Запишем гамильтониан следующим образом

$$H = -J \sum_i S_{z,i} S_{z,i+1} + V \sum_i P_{0,i} P_{0,i+1} - \sum_i S_{z,i} - \mu \sum_i P_{0,i}, \quad (1)$$

где $S_{z,i}$ - z-проекция оператора псевдоспина на узле, $P_{0,i} = 1 - S_{z,i}^2$ - оператор проекции на состояние $S_z = 0$, J - обменный интеграл, $V > 0$ - межузельное взаимодействие примесей, μ - химический потенциал, а суммы пробегает по всем узлам одномерной цепочки. Концентрация заряженных немагнитных примесей n фиксирована: $nN = \sum_i P_{0,i} = \text{const}$, где N - число узлов цепочки.

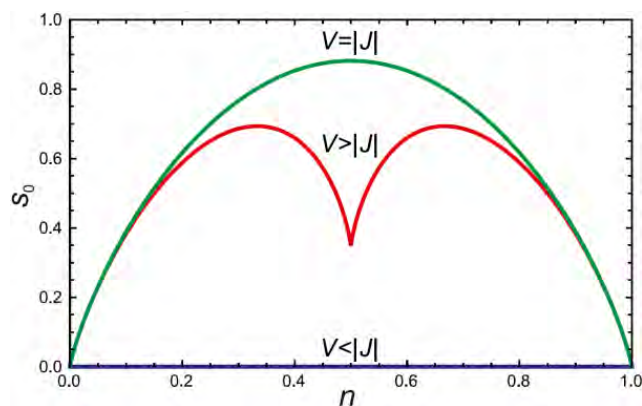


Рис. 1. Концентрационная зависимость энтропии основного состояния одномерной разбавленной модели Изинга в нулевом внешнем магнитном поле

Методика расчета

В одномерных системах в силу отсутствия температурных фазовых переходов особый интерес представляет основное состояние системы. Энтропия основного состояния в нулевом магнитном поле для различных соотношений обменного интеграла и отталкивания примесей показана на Рисунке 1 [3]:

Для получения температурных зависимостей термодинамических характеристик системы с гамильтонианом (1) использовался метод трансфер-матрицы. Метод позволяет связать наибольшее собственное значение данной матрицы с термодинамическим потенциалом системы. Остальные термодинамические характеристики могут быть найдены дифференцированием.

Магнитный параметр Грюнайзена должен быть переформулирован для случая фиксированной концентрации немагнитных примесей n и представлен в следующем виде:

$$\Gamma_{mag} = -\frac{1}{T} \frac{(\partial S/\partial h)_{T,\mu}(\partial n/\partial \mu)_{T,h} - (\partial S/\partial \mu)_{T,h}(\partial n/\partial h)_{T,\mu}}{(\partial S/\partial T)_{h,\mu}(\partial n/\partial \mu)_{T,h} - (\partial S/\partial \mu)_{T,h}(\partial n/\partial T)_{h,\mu}} \quad (2)$$

Результаты

С помощью метода трансфер-матрицы мы рассчитали магнитный параметр Грюнайзена Γ_{mag} для ФМ и АФМ случаев. Особый интерес представляют концентрационные зависимости, полученные при различных соотношениях параметров J/V . Пример такой зависимости в АФМ случае представлен на Рисунке 2, а в ФМ случае на Рисунке 3. Заметно резкое изменение поведения параметра Грюнайзена при отклонении в разные стороны от половинного заполнения $n = 0.5$. При увеличении концентрации примесей в системе преобладает парамагнитное поведение, что в предельном случае $n = 1$ даёт постоянное значение $\Gamma_{mag} = 1/h$ для всех температур.

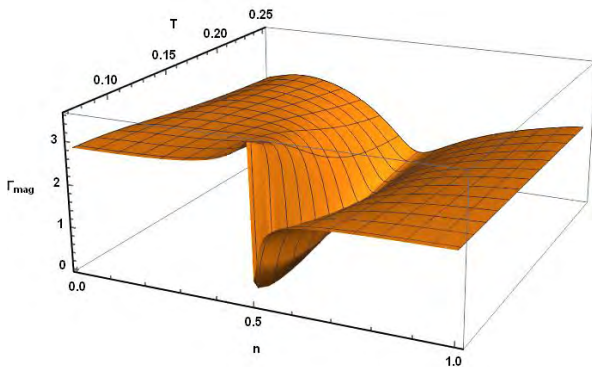


Рис. 2. Магнитный параметр Грюнайзена Γ_{mag} для соотношения параметров $J/V = -0.25, h/V = 0.5$

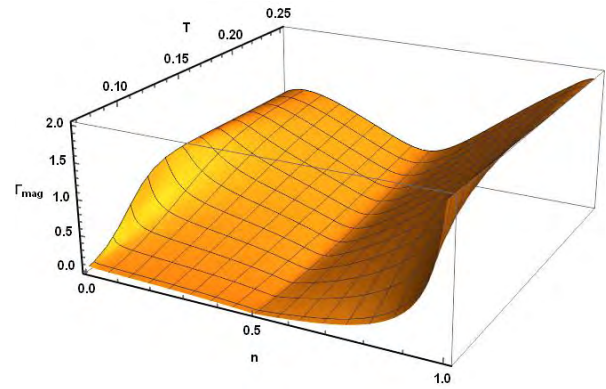


Рис. 3. Магнитный параметр Грюнайзена Γ_{mag} для соотношения параметров $J/V = 0.25, h/V = 0.2$

Заключение

В данной работе рассматривается магнитный параметр Грюнайзена для одномерной разбавленной системы Изинга с фиксированной концентрацией немагнитных подвижных заряженных примесей, которая является одной из основных моделей в теории магнитных систем с закаленным или отожженным беспорядком. Примеси радикально меняют магнитный параметр Грюнайзена по сравнению со случаем обычной изинговской цепочки. В АФМ случае наблюдается несколько значений критического поля в связи с фрустрацией основного состояния.

Литература

1. S. Katsura, B. Tsujiyama, Ferro- and Antiferromagnetism of Dilute Ising Model, in: C. Domb (Ed.), Proceedings of the Conference on Phenomena in the Neighborhood of Critical Points, National Bureau of Standards, Washington, D.C., 1965: pp. 219-224.
2. Ninio F. A simple proof of the Perron-Frobenius theorem for positive symmetric matrices // Journal of Physics A: Mathematical and General. 1976.— aug. Vol. 9, no. 8. P. 1281–1282.
3. Y. Panov, Local distributions of the 1D dilute Ising model, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 514 (July) (2020) 167224.

Применение искусственных нейронных сетей для распознавания фазы скирмионной решетки

И.Ф. Шарафуллин*, А.Г. Нугуманов, А.Р. Юлдашева, А.Х. Баишева

ФГБОУ ВО Башкирский государственный университет, ул. Заки Валиди, 32, Уфа, 450076.

*SharafullinIF@yandex.ru

В работе предлагается метод машинного обучения для распознавания и классификации неколлинеарных магнитных структур, таких как скирмионы и нановихри в гетероструктурных магнитоэлектрических нанопленках с неколлинеарной магнитоэлектрической связью на интерфейсе. Показано, что нейронная сеть с прямой связью может быть эффективно использована для обучения и предсказания спиновых конфигураций с топологически защищенными состояниями - магнитными скирмионами и решетками скирмионов.

Введение

Многофункциональные устройства спинтроники представляют собой структурированные материалы с несколькими конкурирующими типами упорядочения на микро- и наномасштабах [1]. Одна из простейших, но в то же время универсальных нанопленочных структур, представляет собой массив чередующихся слоев разной толщины и параметров порядка. Применение нейронных сетей позволяет надеяться на успехи в моделировании фрустрированных систем и нанопленок, применение статистических методов для которых требует достаточно больших либо вычислительных либо временных ресурсов. В основном состоянии в магнитных нанопленках (в особенности в фрустрированных) могут существовать стабильные вихревые нанообъекты – скирмионы и магнитные вихри, имеющие огромные возможности для практического применения в силу своих свойств [2].

Следует отметить, что многочисленные экспериментальные исследования выявили скирмионное состояние в металлических ферромагнетиках с взаимодействием Дзялошинского-Мория, такое как FeGe, MnGe в узком диапазоне внешних параметров, магнитных полей и температуры. Экспериментальные фазовые диаграммы этих материалов указывают на значительные переходные области между разными фазами, что ставит проблему точного определения фазовых границ скирмионов и скажем спиновой спирали. В работе [5] применены подходы машинного обучения для распознавания и классификации сложных неколлинеарных магнитных структур в двумерных материалах. Показано, что стандартная сеть прямой связи (FFN) может быть эффективно использована для контролируемого

обучения на топологически защищенных состояниях магнитного скирмиона и спиновой спирали, авторам удалось распознать состояния из совершенно разных частей фазовой диаграммы, в том числе переходные зоны между разными фазами. Основное состояние, стабильность и транспортные свойства топологически защищенных нанообъектов в таких многослойных структурах контролируются параметрами слоев. Для реализации практических приложений спинтроники необходима разработка методов выбора параметров (дизайна) гетероструктур, в которых может существовать и быть стабильной в большом диапазоне внешних возмущений фаза скирмионной решетки. В принципе расчеты могут быть выполнены и путем перебора всех возможных конфигураций и расчета условий устойчивости решетки скирмионов для каждого набора параметров. Но альтернативой этому может являться подход, основанный на искусственных нейронных сетях (ИНС). Методы обучения ИНС могут быть использованы для прогнозирования структуры с требуемыми условиями устойчивости для фазы скирмионной решетки. Показано, что нейронная сеть с прямой связью может быть эффективно использована для обучения и предсказания спиновых конфигураций с топологически защищенными состояниями - магнитными скирмионами и решетками скирмионов. В предлагаемом исследовании для моделирования топологических магнитных возбуждений мы использовали следующий гамильтониан на квадратной решетке 60×60

$$H = - \sum_{i,j} J_{ij}^m \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j - \sum_{i,k} J_{ik}^{2m} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_k - \sum_i \mathbf{H} \cdot \mathbf{S}_i - \\ - \sum_{i,j} J_{ij}^f \mathbf{P}_i \cdot \mathbf{P}_j - \sum_{i,k} J_{ik}^{2f} \mathbf{P}_i \cdot \mathbf{P}_k - \sum_{i,j,k} J_{i,j,k}^{mf} \mathbf{e}_{ij} \cdot \mathbf{P}_k \cdot [\vec{S}_i \times \vec{S}_j]$$

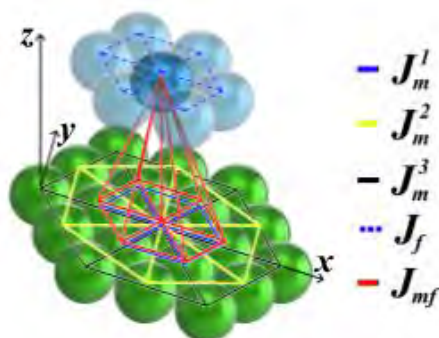


Рис. 1. Схема обменного, кулоновского и магнитоэлектрического взаимодействий на границах слоев нанопленки мультиферроика

Мы считаем, что рассматриваемая нанопленка состоит из 4 магнитных и 4 ферроэлектрических слоев, каждый слой имеет гексагональную кристаллическую симметрию. Магнитная подсистема описывается моделью Гейзенберга с тремя обменными взаимодействиями: между ближайшими, вторыми ближайшими соседями с параметрами J^m и J^{2m} соответственно (Рис. 1).

Нас интересует основное состояние магнитной подсистемы, для которой ферроэлектрическая подсистема выступает в качестве источника наведённой анизотропии, нарушающей пространственную симметрию магнитного кристалла и позволяющей существование различных нетривиальных конфигураций (помимо ферромагнитной и антиферромагнитной), поэтому мы будем учитывать только Z -компоненту векторов поляризации в ферроэлектрической подсистеме ($-1 < P < 1$), магнитоэлектрическое взаимодействие между слоями связывает вектора поляризации с ближайшим спином в соседнем слое и его соседями. Основное состояние магнитной подсистемы определяется минимумом энергии, задача заключается в поиске таких комбинаций параметров, при которых в основном состоянии возникают нетривиальные стабильные скирмионоподобные топологические структуры (пример такой структуры приведён на Рис. 2. Поиск глобального минимума функции энергии с большим количеством переменных $4N^2$ компонент единичных магнитных спинов в центральном магнитном слое и $2N^2$ одномерных векторов электрической поляризации в двух внешних ферроэлектрических слоях, где N – линейный размер квадратной нанопленки) является крайне ресурсоёмкой зада-

чей. Однако поиск основного состояния в системе с большим количеством симметрий, как наш композитный мультиферроик позволяет значительно уменьшить количество переменных. В рассматриваемой модели с гексагональной кристаллической решёткой и с учётом обменного взаимодействия между ближайшими, вторыми ближайшими соседними спинами, достаточно рассмотреть полный гамильтониан системы 9 спинов и двух слоёв по 9 локальных векторов электрической поляризации, применив периодические граничные условия. При таком выборе элементарной ячейки все узлы взаимодействуют друг с другом посредством той или иной дальности обменного взаимодействия, а также такая схема позволяет хранить данные о состояниях спинов и векторов электрической поляризации в виде квадратного массива размерностью 3×3 .

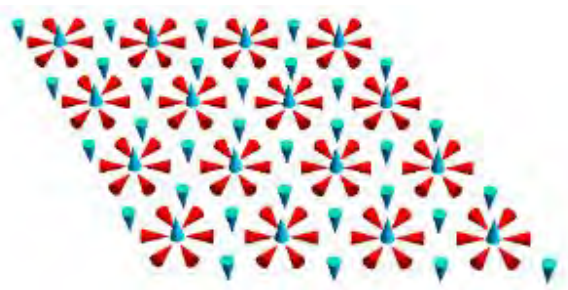


Рис. 2. Пример нетривиального основного состояния магнитного слоя с гексагональной симметрией

Разработанный метод обучения одиночной искусственной нейронной сети для применен для решения обратной задачи создания многослойной магнитоэлектрической гетероструктуры для заданных условий устойчивости решетки скирмионов. Предлагаемый метод позволяет спроектировать многослойные гетероструктуры с несколькими параметрами порядка, которые могут иметь стабильную решетку скирмионов с высокой степенью надежности. Обученная искусственная нейронная сеть также успешно решает проблему неединственности решения обратной задачи.

Литература

1. Н. Yang // Physical Review Letters, V. 115, 267210 (2015).
2. I.F. Sharafullin, M.Kh. Kharrasov, H.T. Diep// Physical Review B, V. 99, 214420 (2019).
3. I. A. Iakovlev, O. M. Sotnikov, V. V. Mazurenko // Physical Review Letters, V. 98, 174411 (2018).

Кинетика перемагничивания и релаксация доменной структуры в трёхслойных Co/Pt/Co наноманетиках

И.В. Шашков*, Ю.П. Кабанов, В.С. Горнаков

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

*shav@issp.ac.ru

В работе проведено исследование эволюции доменной структуры в трёхслойных пленках Co/Pt/Co с немагнитной прослойкой Pt в форме клина. Показано, что при толщине прослойки 5,5 нм наблюдается переход в поведении перемагничивания слоев, когда слой Pt больше этой величины слои перемагничиваются независимо, а при меньшей толщине прослойки слои жестко связаны друг с другом. В области перехода наблюдается сильная релаксация доменной структуры в одном из слоев, что позволило оценить величину обменного взаимодействия между слоями.

Введение

Многослойные гетероструктуры с перпендикулярной магнитной анизотропией на основе Co и Pt, благодаря своим уникальным физическим свойствам, исследуются на протяжении последних десятилетий [1]. На сегодняшний день установлено, что процесс перемагничивания отдельных слоев определяется не только магнитными свойствами отдельного слоя, но и характером взаимодействия слоев между собой. Это межслоевое взаимодействие обусловлено несколькими механизмами [2]: прямым обменом через точечные отверстия в немагнитной прослойке, косвенным обменом через электроны проводимости, имеющим осциллирующий характер с изменением толщины немагнитной прослойки, магнитостатикой, вызванной шероховатостью поверхностей на интерфейсе и полями рассеяния создаваемыми доменной структурой.

В настоящей работе изучалась кинетика перемагничивания трехслойной структуры в области, где итоговое обменное взаимодействие между слоями имеет ферромагнитный характер и наблюдается переход от несвязанного к коррелированному перемагничиванию отдельных слоев кобальта. Была напрямую оценена энергия межслоевого взаимодействия в этой области.

Экспериментальная часть

Образец Pt(10нм)/Co(0.6нм)/Pt(t)/Co(0.6нм)/Pt(3 нм) с прослойкой Pt в форме клина был выращен с помощью магнетронного напыления на кремниевой подложке с геометрическими размерами 50мм×6мм при комнатной температуре. Толщина платины t в

образце линейно изменялась от 0 нм до 10 нм вдоль длинной стороны образца. Перемагничивание слоев исследовалась с помощью полярного эффекта Керра. Магнитное поле напряженностью до 32 кА/м создавалось с помощью соленоида. Для повышения контраста магнитооптических изображений из текущего кадра вычиталось фоновое изображение снятое, когда образец был намагничен до насыщения. Принадлежность домена к конкретному слою определялась по интенсивности света на магнитооптическом (МО) изображении, поскольку поглощение света сильнее при отражении от более глубоко расположенного слоя [3].

Результаты и обсуждение

Исследуемая пленка имела сильную перпендикулярную магнитную анизотропию, а также обменную связь между слоями ферромагнитного типа. На рис. 1 а и б представлены МО изображения доменной структуры для двух противоположных краев образца, отличающихся толщиной прослойки платины. При толщине платины меньше 5,5 нм наблюдается только два уровня интенсивности: темный, когда намагниченности в обоих слоях направлены вниз, и светлый, когда намагниченности в слоях направлены вверх. Если толщина прослойки платины больше 5,5 нм, то наблюдается три уровня интенсивности: светлый (намагниченности – направлены вверх), темный (намагниченности – направлены вниз) и промежуточный (намагниченности в слоях направлены на встречу друг другу). Из анализа уровней интенсивностей было установлено, что в этом случае сначала перемагничивание идет в верхнем слое, а затем в нижнем. Дальнейшие исслед-

дования показали, что домены новой фазы зарождаются при одинаковой величине поля, а скорости распространения границ в слоях отличаются в несколько раз. Такое различие в скоростях доменных границ, обусловлено тем, что перемагничивание верхнего слоя приводит к установлению антипараллельного направления намагниченностей в слоях. Различная подвижность доменных границ в верхнем и нижнем слое, вероятно, вызвана разной дефектной структурой слоев, которая приводит к разной силе пиннинга границ.

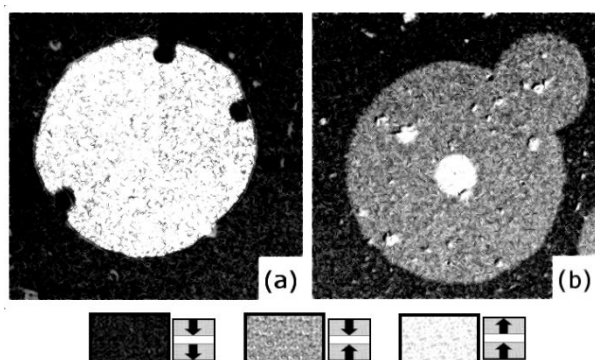


Рис. 1. Примеры доменной структуры в области сильной (а) и слабой (б) межслоевой связи. Снизу стрелками показано направление намагниченности в слоях в зависимости от МО контраста

В образце в области перехода от одного типа перемагничивания к другому нами был обнаружен постепенный переход. А именно, быстро движущаяся граница в верхнем слое постепенно затормаживается до полной остановки, затем её догоняет граница из нижнего слоя и далее они движутся вместе в область, где мы наблюдали только два уровня интенсивности. Место остановки границы в верхнем слое определялось величиной приложенного внешнего поля. При увеличении поля независимое продвижение границы в верхнем слое в сторону более тонкой прослойки платины достигало предела, после которого двигалась связанная со вторым слоем граница.

После снятия магнитного поля доменная граница в верхнем слое начинала возвращаться назад, стремясь вернуться к параллельному упорядочению намагниченностей в слоях. На рисунке 2 приведена зависимость положения доменной границы в верх-

нем слое от времени. На вставках представлены состояния структуры в разные моменты времени. В начальный момент времени эта граница (темный-промежуточный уровень интенсивностей) находится в левой части рисунка, затем после снятия поля она смещается вправо, как видно из нижних рисунков. Из графика видно, что зависимость смещения от времени носит экспоненциальный характер.

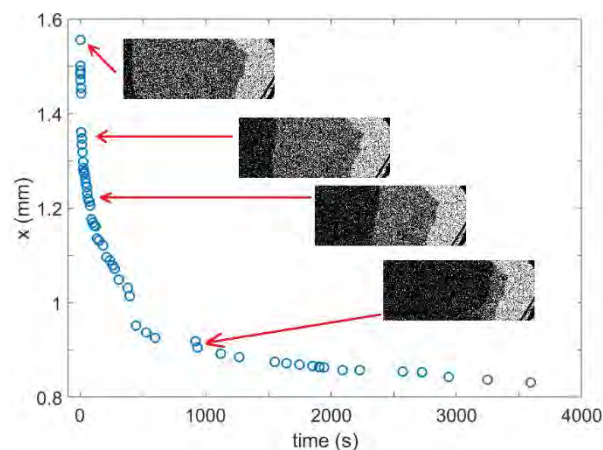


Рис. 2. Релаксация границы в верхнем слое

Описанный процесс остановки границы в верхнем слое, и её последующая релаксация вызваны постепенным увеличением обмена между слоями при утолщении платиновой прослойки. Поскольку граница в верхнем слое далее продвинуться не может, то можно положить возвращающую силу межслоевого обменного взаимодействия равной внешней силе, действующей со стороны магнитного поля на границу. Константа межслоевого обмена будет равна:

$$J = -2\mu_0 M H t = -17 \text{ мкДж} / \text{м}^2,$$

где $M = 1 \times 10^6 \text{ А/м}$ – намагниченность слоя и $\mu_0 H = 14 \text{ мТл}$ – внешнее поле, $t = 0.6 \text{ нм}$ – толщина верхнего ферромагнитного слоя. Данная величина константы обмена согласуется с величинами, полученными из петель гистерезиса на таких структурах [2].

Литература

1. Lu B., Klemmer T., Wierman K., *et al.* // J. Applied Physics, 2002. V. 91. № 10. P. 8025.
2. Matzak M., Szymanski B., Urbaniak M., *et al.* // J. Applied Physics. 2013. V. 114. № 9. P. 093911.
3. Shull R.D., Iunin Y.L., Kabanov Y.P., *et al.* // J. Applied Physics, V. 113, P. 17C101 (2013).

Влияние взаимодействия магнанных мод магнитного туннельного перехода на его микроволновую чувствительность

М.Д. Шканакина^{1, 2}, Г.А. Кичин^{2, 3}, П.Н. Скирдков^{2, 3, 4}, К.А. Звездин^{2, 3, 4}

¹ Московский институт электронной техники, пл. Шокина, 1, Зеленоград, Москва, 124498.

² Новые спинтронные технологии, Российский квантовый центр, Большой бульвар, д. 30, стр. 1, Инновационный центр Сколково, Московская область, Москва, 121205.

³ Московский физико-технический институт, Институтский переулок, 9, Долгопрудный, Москва, 141701.

⁴ Институт общей физики имени А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, д. 38, Москва, 119991.

* m.shkanakina@rqc.ru

Магнитный туннельный переход является перспективным кандидатом для создания нового поколения детекторов микроволнового излучения и систем сбора электромагнитной энергии. Устройства, основанные на таком принципе, имеют высокую микроволновую чувствительность, и могут работать на низких мощностях входного сигнала. В нашей работе исследовано, как эффект выпрямления микроволнового сигнала магнитным туннельным переходом и как возникающие магнанные моды зависят от величины и направления внешнего магнитного поля. С помощью измерений на зондовой станции была получена зависимость микроволновой чувствительности магнитного туннельного перехода в случае возникновения и взаимодействия магнанных мод.

Введение

В настоящее время спинтроника представляет собой быстро развивающееся перспективное направление нанoeлектроники. Функционирование спинтронных устройств основано на одновременном использовании как спина электрона, так и его заряда. Одним из наиболее интересных физических объектов для спинтроники является магнитный туннельный переход (МТП), он обладает способностью преобразовывать входной высокочастотный ток в постоянный за счет эффектов туннельного магнетосопротивления (ТМС) и переноса спина. Данное свойство МТП делает его потенциальным кандидатом для создания нового поколения детекторов микроволнового излучения и систем сбора электромагнитной энергии [1]. Основным параметром таких устройств является микроволновая чувствительность [2-3]. Наибольшее значение микроволновой чувствительности МТП достигается, когда частота падающего сверхвысокочастотного (СВЧ) сигнала совпадает с частотой его ферромагнитного резонанса (ФМР) [4]. В этом случае откликом МТП на внешний сигнал служит возникновение собственных динамических возбуждений магнитных слоев МТП.

Динамика намагниченности в МТП реализуется как многомодовый процесс, которым можно управлять, изменяя величину и направление внешнего магнитного поля, от которого зависят электрические и микроволновые параметры устройства. В данной работе

используя метод ST-FMR (spin-torque ferromagnetic resonance) [5], мы исследовали влияние взаимодействия магнанных мод на микроволновую чувствительность МТП при изменении амплитуды и направления внешнего магнитного поля.

Данное исследование в дальнейшем поможет для оптимизации устройств, в основе которых лежит МТП.

Экспериментальная часть

Исследуемый образец представляет из себя многослойную структуру: $\text{IrMn} / \text{CoFe}_{30} / \text{Ru} / \text{CoFe}_{40}\text{B}_{20} / \text{MgO} / \text{CoFe}_{40}\text{B}_{20} / \text{Ta} / \text{NiFe}$ и имеет цилиндрическую форму диаметром 100 нм. ТМС образца составляет 119%, что достигается за счет двухчасового отжига при температуре 330 °С в процессе изготовления. Для изучения МТП был использован метод ST-FMR. На образец подавался СВЧ сигнал, который варьировался в диапазоне от 2 до 6 ГГц. Частотный диапазон был выбран так, чтобы минимизировать влияние низкочастотного шума на форму мод. Напряжение на выходе МТП регистрировалось с использованием прецизионного источника-измерителя.

Измерения проводились при различных величинах (-1000-1000 Э) и направлениях ($\theta \in [0^\circ; 90^\circ]$) внешнего магнитного поля относительно легкой оси намагниченности образца, погрешность угла не превышала 1°.

Результаты

На рис. 1 представлены спектры ST-FMR для различных значений и направлений внешнего магнитного поля θ (0° , 30° , 50° , 60° , 64° , 90°). При направлении поля $\theta = 0^\circ$, (рис. 1 а) мы обнаружили V-образные магнетонные моды, симметричные относительно значения поля в 100 Э: V1 и V2, существующие на частотах свыше 4.2 ГГц, и 3.2 ГГц соответственно. При изменении направления поля от 0° до 50° (рис. 1 а – 1 в) наблюдается смещение положения минимума магнетонной моды V2 в сторону более низких частот, в то время как положение минимума V1 остается почти неизменным. При направлении внешнего поля под углами 60° – 64° (рис. 1 г – 1 д) мода V1 деформируется в W-конфигурацию. Вместе с тем наблюдается пересечение и взаимодействие моды V1 с модой V2, а также образование гибридной моды. Данный эффект был исследован с точки зрения его влияния на микроволновую чувствительность МТП.

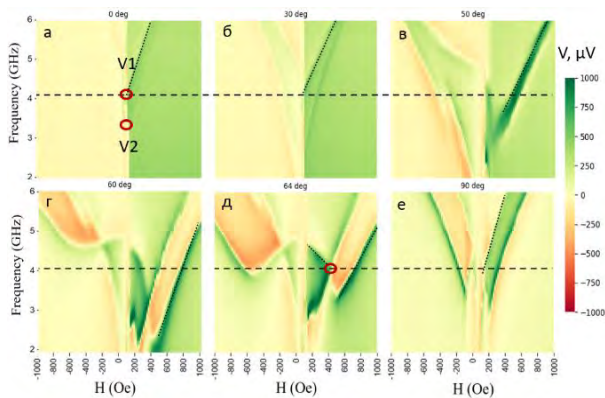


Рис. 1. Графики спектров ST-FMR для различных углов направления внешнего магнитного поля: а, $\theta = 0^\circ$, выделены минимумы магнетонных мод V1 и V2; б, $\theta = 30^\circ$; в, $\theta = 50^\circ$; г, $\theta = 60^\circ$; д, $\theta = 64^\circ$, выделена точка взаимодействия мод V1 и V2; е, $\theta = 90^\circ$. Пунктирной линией обозначена частота 4,04 GHz. На каждом графике отмечена правая ветвь магнетонной моды V1

Обсуждение

Мы проанализировали положения ФМР пика на правой ветви моды V1 при различных θ , зафиксировав частоту 4,04 ГГц, на которой образуется гибридная мода при $\theta = 64^\circ$ и построили зависимость выпрямленного напряжения от поля (рис. 2), выделив ФМР пики моды V1, а при $\theta = 64^\circ$ пик гибридной моды, который также отмечен и на рис.

1 д. Чувствительность образца в отмеченных точках на рис. 2 была вычислена с учетом импеданса линии передач [5] и при сравнении результатов оказалось, что эффект взаимодействия магнетонных мод V1 и V2 повышает микроволновую чувствительность магнетонного туннельного перехода.

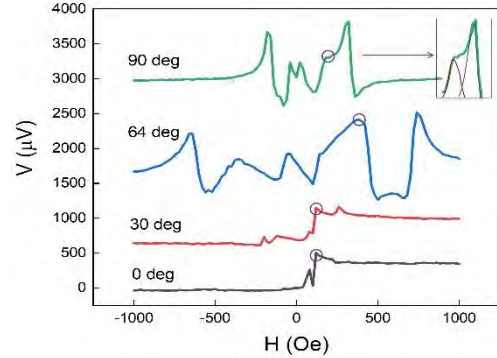


Рис. 2. Зависимость выпрямленного напряжения от величины внешнего магнитного поля на частоте входного СВЧ сигнала 4,04 ГГц при различных значениях θ

Заключение

Мы показали, что возможно повысить микроволновую чувствительность магнетонного туннельного перехода в полях, направленных под углом к легкой оси образца, за счет образования гибридной моды. Это дает дополнительную инструмент для подстройки параметров МТП структур малого диаметра для применения в детектирующих спинтронных устройствах.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (Грант № 19-12-00432).

Литература

1. PN Skirdkov, KA Zvezdin, // *Annalen der Physik* 532 (6), 1900460 (2020).
2. Miwa, S. *et al.* // *Nat. Mater.* 13, 50. (2014).
3. Cai H, Wang Y, De Barros NLA *et al.* // *IEEE Trans Circuits Syst*; 64(4):847–57, (2017).
4. J. C. Sankey, Y. T. Cui, J. Z. Sun, J. C. Slonczewski *et al.* // *Nat. Phys.*, 4, 67, (2008).
5. B. Fang, M. Carpentieri, S. Louis, *et al.* // *Phys. Rev. Appl.* 11, 014022 (2019).

Моделирование и теоретическое описание скирмионных мешков

М.С. Шустин^{1,*}, М.Н. Поткина^{2,3,§}

1 Институт физики им. Л. В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, ул. Академгородок 50/38, Красноярск, 660036.

2 Университет ИТМО, Кронверкский пр., 49, Санкт-Петербург, 197101.

3 Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., 7/9, Санкт-Петербург, 199034.

*mshustin@yandex.ru, §spotkina.maria@yandex.ru

Развита теория топологически нетривиальных магнитных структур (скирмионных мешков) с произвольными топологическими индексами в предположении о классической природе магнитных моментов. Предложена аналитическая параметризация поля намагниченности скирмионных мешков. При использовании последней в качестве пробной функции проведена минимизация энергетического функционала магнитной подсистемы и описаны зависимости энергии и размеров скирмионных мешков от микроскопических магнитных параметров. При этом результаты аналитического описания сравнивались с результатами микроскопического численного моделирования.

Введение

После экспериментального открытия магнитных скирмионов (МС) [1] топологически нетривиальные магнитные структуры стали активно исследоваться как перспективные объекты для создания элементной базы устройств логики и памяти нового поколения [2]. Основное преимущество практического применения МС связано с использованием их конфигурационной устойчивости: невозможности перевести нетривиальное распределение поля намагниченности, отвечающее топологическому индексу Q в распределение, отвечающее другому значению Q , без преодоления энергетического барьера. До недавнего времени рассматривались только магнитные скирмионы с $Q = -1$. Однако в недавних работах [3, 4] для 2D случая на основе численных расчетов было предсказано существование скирмионов с произвольными значениями Q , получивших название скирмионные мешки (skyrmion bags). Данное открытие существенно расширяет перспективы исследования топологических магнитных структур. В частности, приобретает актуальность нахождение аналитической параметризации пространственного профиля скирмионных мешков и аналитическое описание их пространственных размеров, отсутствующее в настоящее время. Так, при моделировании динамики скирмионных мешков используется полуаналитический подход, в рамках которого в аналитические уравнения динамики МС подставляются магнитные профили, найденные в рамках численного моделирования [5]. Также отсутствует анализ роли квантовых флуктуаций в скирмионных мешках, требующий параметризации профилей последних.

Полученные результаты

В работе на основе микроскопического численного моделирования рассматривается вопрос о минимизации классического энергетического функционала гейзенберговского типа, учитывающего обменное взаимодействие, взаимодействие Дзялошинского-Мории (ДМ), зеемановское расщепление и одноионную анизотропию типа «легкая ось». Минимизация функционала осуществлялась в многомерном пространстве углов между ближайшими магнитными моментами единичной длины $|\mathbf{m}(\mathbf{r})|=1$. Показано, что, если в качестве начальной конфигурации поля намагниченности $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ реализуется состояние с $|Q|+1$ расположенными рядом магнитными скирмионными мешками, метастабильному конечному состоянию соответствуют скирмионные мешки с топологическим индексом Q (см. рисунок 1). Таким образом, «базовыми структурными элементами» скирмионных мешков являются МС с $|Q|=1$ (простой скирмион) и $Q=0$ (скирмиониум). Учитывая это, в работе проведено развитие аналитической теории магнитного скирмиониума, которая аналогична уже развитой теории МС с $|Q|=1$ [6]. В частности, найдены приближенные аналитические выражения, описывающие зависимость энергии и размеров скирмиониума от параметров микроскопического гамильтониана. Дальнейшее обобщение предложенных аналитических параметризаций аксиально-симметричных структур с $|Q|=0,1$ на случай произвольных значений топологических индексов, позволило провести дальнейшее обобщение развитой аналитической теории энергий и размеров на случай скирмионных мешков.

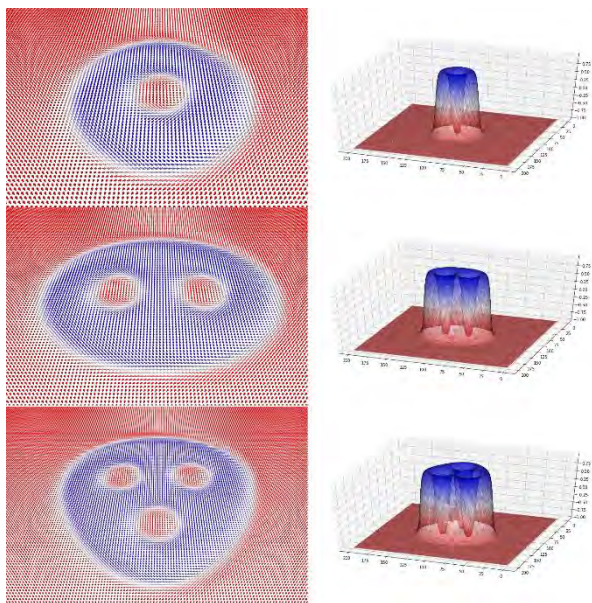


Рис. 1. Пространственная структура полей намагниченности $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ (левые столбцы), а также их проекций $m_z(\mathbf{r})$ на ось z , перпендикулярную плоскости (x,y) (правые столбцы) для 2D магнитных структур с топологическими зарядами (сверху вниз): $Q = 0$ – скирмиониум; $Q = 1$; $Q = 2$. Зависимости были получены путем численной минимизации магнитного функционала с киральным взаимодействием ДМ

В частности, для магнитных мешков с $Q > 0$ предложена аналитическая параметризация профиля пространственной намагниченности (см. рисунок 2), а также найдены приближенные аналитические формулы, описывающие зависимости энергий и размеров скирмионных мешков от микроскопических параметров системы. Важно отметить, что точные решения уравнений Эйлера-Лагранжа, описывающие профиль МС не были получены даже для простейшего скирмиона с $|Q| = 1$. В связи с этим при аналитическом описании свойств скирмионных мешков проводилось сравнение с результатами численного моделирования. Показано, что в пределе скирмионных мешков с тонкой доменной стенкой, предложенные аналитические формулы позволяют дать оценки их энергиям и размерам с точностью, достаточной для решения некоторых физических задач. Например, предложенная аналитическая теория скирмионных мешков может быть использована при моделировании их динамических свойств, анализе их устойчивости по отношению к квантовым флуктуациям, и в поиске майорановских состояний в 2D структурах сверхпроводник / ферромагнетик со скирмионными мешками [7].

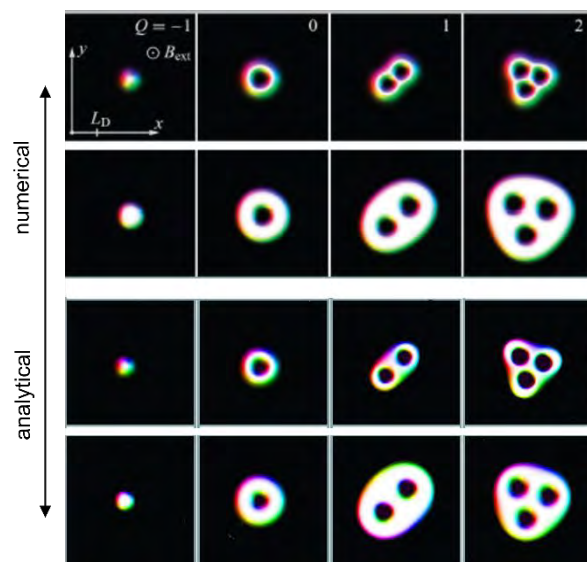


Рис. 2. Пространственные профили магнитных скирмиона ($Q=-1$), скирмиониума ($Q=0$), а также скирмионных мешков с $Q=1, 2$. Верхние две строки – профили, полученные в работе [3] путем численного моделирования при различных параметрах магнитного гамильтониана; нижние две строки – профили, построенные по аналитическим формулам. Черный цвет соответствует $m_z=1$, белый цвет – $m_z = -1$

Благодарности

Работа выполнена при поддержке РФФИ, Правительства Красноярского края и Краевого фонда науки (проект № 20-42-243001), Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (проекты № 20-1-4-25-1, 19-1-1-12-2) и Совета по грантам Президента РФ для поддержки молодых российских ученых (проект МК-4687.2022.1).

Литература

1. C. Moreau-Luchaire, C. Moutafis, N. Reyren *et al.* // *Nature Nanotechnology*, V. 11, 444 (2016).
2. G. Yu, P. Upadhyaya, Q. Shao *et al.* // *Nano Letters*, V. 17, 1, 261 (2017).
3. F. N. Rybakov, N. S. Kiselev // *Physical Review B*, V. 99, 064437 (2019).
4. D. Foster, C. Kind, P. J. Ackerman *et al.* // *Nature Physics*, V. 15, 655 (2019).
5. V. M. Kuchkin, K. Chichay, B. Barton-Singer *et al.* // *Physical Review B*, V. 104, 165116 (2021).
6. X. S. Wang, H. Y. Yuan, X. R. Wang // *Communications Physics*, V. 1, 31 (2018).
7. S. Rex, I. V. Gornyi, A. D. Mirlin // *Physical Review B*, V. 100, 064504 (2019).

Магнитная и структурная характеристика наносистем на основе Gd/MgO/Fe

Е.М. Якунина^{1,*}, Е.А. Кравцов^{1,2,§}, Д.И. Девятериков¹, В.В. Проглядю¹

¹ Институт физики металлов УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108.

² Уральский Федеральный Университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург. 620002.

*eyakuninaart@gmail.com, §kravtsov.imp.uran@mail.ru

В настоящей работе были исследованы комплексные структурные и магнитные свойства серии сверхрешеток Nb(20 нм)/[Gd(5 нм)/MgO(t нм)/Fe(5 нм)]_x6/Nb(5 нм) с различной толщиной слоев диэлектрика MgO (t = 0, 0.4, 0.8 и 1.2 нм). Данные рентгеновской рефлектометрии высокого разрешения подтвердили формирование слоистой структуры сверхрешеток с толщинами слоев, близкими к номинальным и величиной среднеквадратичной шероховатости границы раздела в 10% от общей толщины слоя. Вибрационная магнитометрия выявила различие в петлях гистерезиса образца без слоя MgO и образцов, в которых присутствовали слои MgO разной толщины. Образец, с нулевой толщиной слоев диэлектрика имеет существенно меньшую величину намагниченности насыщения.

Введение

С развитием спинтроники, исследования магнитного поведения, формирующегося в металлических многослойных наноструктурах в результате добавления слоев MgO становится особенно важными, поскольку их взаимодействие с атомами металлов создает сложные эффекты, влияющие на формирование магнитных свойств всей структуры [1, 2]. Как показали наши недавние исследования [3, 4], процессами перемагничивания в ферромагнитных слоях можно управлять, помещая слои MgO между металлическими слоями [5, 6], а также изменяя их толщину. Можно ожидать, что расположение MgO относительно различных типов металлических слоев, а также их толщина будут определять сложные магнитные конфигурации в таких наноструктурах.

Гадолиний (Gd) является одним из наиболее привлекательных материалов для различного рода исследований, благодаря его уникальным магнитным и электрическим свойствам. В нескольких исследованиях упоминалось, что намагниченность на поверхности Gd антиферромагнитно связана с объемной намагниченностью. Кроме того, Gd известен как материал, который демонстрирует большое спин-орбитальное расщепление Рашбы на поверхности. Поскольку вклады интерфейса в туннельное магнитосопротивление (ТМС) значительно сильнее, чем вклады в объеме, определение характеристик ТМС является одним из наиболее эффективных методов исследования границы раздела магнитных материалов.

Наноструктуры на основе сверхрешеток Gd/MgO/Fe – это новая система, в которой меж-

лойная связь магнитных моментов Fe обеспечивается посредством чередования тонких слоев диэлектриков, металлов и редкоземельных металлов. В настоящий момент, наноструктуры подобного типа изучены слабо. Существует всего несколько публикаций по исследованию систем на основе Gd/MgO/Fe [7, 8]. На данный момент неизвестно, как магнитные моменты Fe будут взаимодействовать через тонкую прослойку MgO и слои редкоземельного металла Gd, а также какие эффекты могут быть сформированы в результате. Настоящие исследования направлены на создание и поэтапный анализ структурных и магнитных свойств систем на основе сверхрешеток Gd/MgO/Fe. Результаты работы являются важной частью будущего, более детального понимания формирования микроскопической картины перемагничивания в системах Gd/MgO/Fe в зависимости от свойств разделяющих слоев MgO и Gd.

Эксперимент

Серия сверхрешеток Nb(20 нм)/[Gd(5 нм)/MgO(t нм)/Fe(5 нм)]_x6/Nb(5 нм) с различной толщиной слоев диэлектрика MgO (t = 0, 0.4, 0.8 и 1.2 нм) были синтезированы методом высоковакуумного магнетронного напыления на подложки из стекла при комнатной температуре. В качестве буфера использовался слой 20 нм Nb. Для защиты от окисления готовые структуры также покрывались слоем 5 нм Nb. Дальнейшие исследования были проведены на четырех образцах: Nb(20 нм)/[Gd(5 нм)/MgO(t нм)/Fe(5 нм)]_x6/Nb(5 нм), t = 0 нм (далее образец 1), t = 0.4 нм (далее образец 2), t = 0.8 нм (далее образец 3) и t = 1.2 нм (далее образец 4).

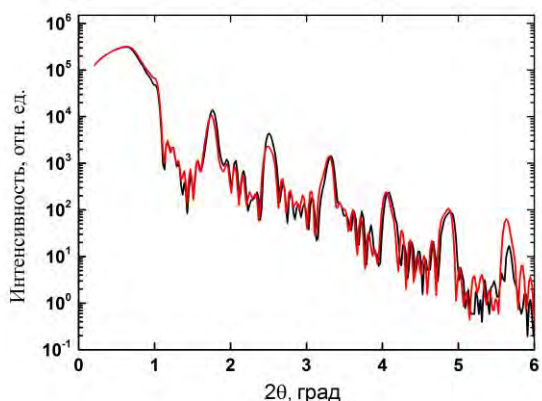


Рис. 1. Экспериментальная рентгеновская рефлектограмма образца 4 (черная линия) и модельная кривая (красная линия)

Структурную характеристику исследуемых образцов осуществляли методами рентгеновской рефлектометрии высокого разрешения. Рентгеновские измерения были выполнены на дифрактометре Empyrean PANalytical с использованием $\text{CoK}\alpha$ -излучения в геометрии параллельного пучка. Параллельный пучок сформирован с помощью рентгеновского зеркала W/Si, установленного на первичном пучке, и параллельного пластинчатого коллиматора и плоского графитового монохроматора, установленных на вторичном пучке. Щель для падающего луча составляла 0.08 мм, для дифрагированного луча – 0.1 мм. Анализ рентгеновских данных проводили с помощью коммерческих программ PANalytical X'Pert Reflectometry и X'Pert Eritaxu. Магнитные свойства образцов исследовали методом вибрационной магнетометрии.

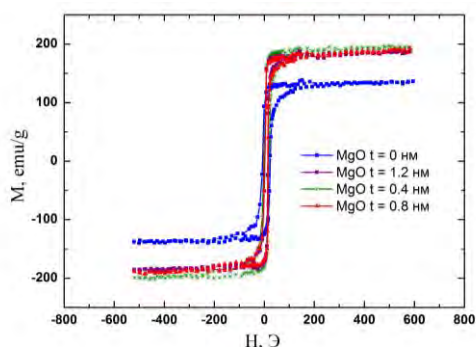


Рис. 2. Экспериментальная рентгеновская рефлектограмма образца 4 (черная линия) и модельная кривая (красная линия)

Заклучение

Были исследованы структурные и магнитные свойства наносистем на основе сверхрешеток Nb(20нм)/[Gd(5 нм)/MgO(t нм)/Fe(5 нм)]x6/Nb(5нм) с различной толщиной слоев диэлектрика MgO ($t = 0, 0.4, 0.8$ и 1.2 нм). Методы рентгеновской рефлектометрии подтвердили формирование слоистой структуры сверхрешеток с толщинами слоев, близкими к номинальным и величинами среднеквадратичных межслойных шероховатостей границ раздела, приблизительно 10% от толщины самого слоя.

Магнетометрические исследования не выявили существенных различий в петлях гистерезиса образцов, которые имеют характерную одинаковую форму, а также одинаковую величину поля насыщения в 300 Э, соответствующую полям насыщения для подобных наноструктур.

Литература

1. F. Hellman, A. Hoffmann, Ya. Tserkovnyak *et al.* // *Reviews of Modern Physics*, V. 89, 025006 (2017).
2. G.-H. Yu, W.-L. Peng, J.-Ya. Zhang // *Rare Metals*, V. 36, 155–167 (2017)
3. Е. М. Якунина, Е. А. Кравцов, Ю. Н. Хайдуков и др. // *Поверхность. Рентгеновские, синхронные и нейтронные исследования*, № 8, 16-22 (2021).
4. Е. М. Якунина, Е. А. Кравцов, Ю. Н. Хайдуков и др. // *Физика твердого тела*, № 9, С. 1306 (2021).
5. Yanga G., Zhang J.-Y., Jiang S.-L. *et al.* // *Applied Surface Science*, V. 396, 705–710 (2017).
6. A. Kozioł-Rachwał, W. Janus, M. Szpytma *et al.* // *Applied Physics Letters*, V. 115, 141603 (2019).
7. Y. T. Takahashi, Y. Shiota, S. Miwa *et al.* // *IEEE Transactions on Magnetics*, V. 49, 4417 - 4420 (2013).
8. N. Funabashia, R. Higashida, K. Aoshima and K. Machida // *AIP Advances*, V. 9, 035336 (2019).

Результаты получены при финансовой поддержке Российской Федерации в лице Министерства науки и высшего образования, соглашение №075-10-2021-115 от 13 октября 2021 г. (внутренний номер 15.СИН.21.0021)

Секция 4

**Зондовая микроскопия:
измерения и технологии атомарного
и нанометрового масштаба**

Features of 1D – dissipative tunneling in dielectric films with Zr, Au, Ni, Fe and Co nanoparticles. Study by Atomic Force Microscopy

M.B. Semenov^{1,*}, D.O. Filatov², V.D. Krevchik¹, A.P. Shkurinov³, I.A. Ozheredov³, A.V. Shorokhov^{1,4}, P.V. Krevchik¹, D.A. Antonov², O.N. Gorshkov², A.S. Kotov², A.V. Razumov¹, I.S. Antonov¹, 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

Tunnel $I-V$ curves of the Ni, Co, and Fe nanoparticles (NPs) formed inside the metal oxide films by local electrochemical oxidation/reduction with Conductive Atomic Force Microscopy (CAFM) probe were investigated both experimentally and theoretically. The peaks attributed to the 1D dissipative tunneling bifurcations were observed in the $I-V$ curves of the CAFM probe contact to the metal NPs inside the oxide films. A qualitative agreement between the experimental results and the theoretical ones for the 1D dissipative tunneling in external electric field in the weak dissipation limit was obtained. A possibility to form either round NPs or toroidal ones by applying the voltage pulses of appropriate polarities was demonstrated.

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.

In the present study, the tunnel current-voltage ($I-V$) curves of individual Ni, Co, and Fe nanoparticles (NPs) grown inside thin (~ 10 nm thick) metal oxide films on conductive substrates by local electrochemical oxidation/reduction with a Conductive Atomic Force Microscope (CAFM) probe have been investigated both theoretically and experimentally. The experimental results were interpreted on the basis of the theory of 1D dissi-

pative tunneling in the external electric field in the weak dissipation limit [2, 3].

Experiment

The $ZrO_2(Y)$ and $HfO_2(Y)$ films were deposited onto the pre-deposited 10-nm thick Ni, Co, and Fe sublayers on standard ITO/glass substrates by radio-frequency magnetron sputtering. The Ni, Co and Fe NPs were formed using NT-MDT Solver Pro AFM in Contact Mode. NT-MDT NSG-11 DCP diamond coated probes were used.

When a sawtooth voltage pulse with an amplitude of ~ 8 V and a duration of ~ 6 s was applied to the metal sublayer relative to the CAFM probe, the former was oxidized electrochemically. The resulting metal ions drifted through the oxide layer to the CAFM probe tip where the ions were reduced thus forming an NP [4].

Table 1. Experimental observations of the dissipative tunneling effects

1D (weak dissipation)	1D (strong dissipation)	2D (weak dissipation)	2D (strong dissipation)
Single peak at one of the polarities of tunnel $I-V$ curves for Au(Zr) NPs [5, 6]	Non-equidistant peaks in tunnel $I-V$ curves of InAs/GaAs(001) quantum dots (QD) [3].	2D bifurcations on tunnel $I-V$ curves of Au NP arrays [5, 6]	<i>Not observed yet</i>

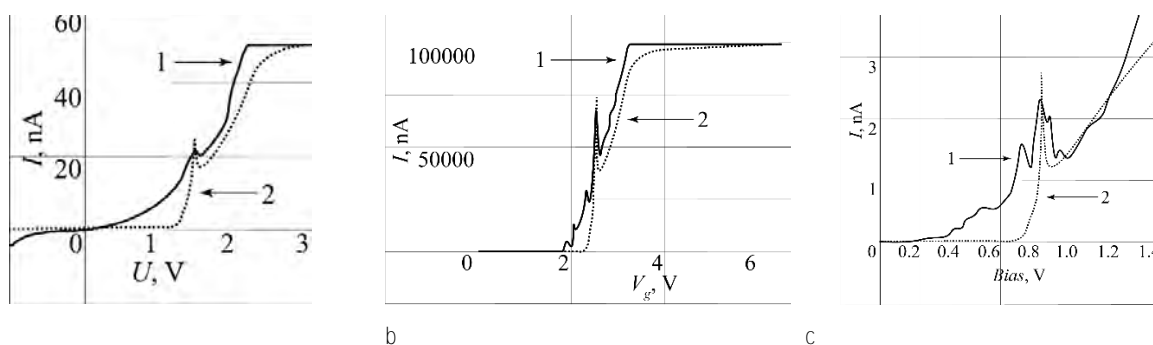


Fig. 1. Tunnel I - V curves for various Me QDs: Zr (a), Co (b), and Au (c) formed inside the dielectric films by CAFM(1); field dependencies of the tunneling probability for 1D dissipative tunneling in weak dissipation limit (2).

Results and discussion

Characteristic peaks were observed in the tunnel I - V curves of the CAFM probe contact to the dielectric films after forming the NPs (Fig. 1b). Such peaks were interpreted as a manifestation of the 1D tunnel bifurcations during the dissipative tunneling of electrons between the CAFM probe and the conducting substrate through the metal NPs formed inside the dielectric films under the CAFM probe. For comparison, the tunnel I - V curves from the samples with single-layered arrays of Au NPs in SiO_2 film and Zr ones in ZrO_2 film are shown in Figs. 1a [5] and 1c [6], respectively. Also, the theoretical field dependencies of the 1D dissipative tunneling probability in the external electric field calculated according to the theory [2] in the weak dissipation limit are shown in Fig. 1. A qualitative agreement between the theoretical and experimental results was obtained.

It was found that if one changes the polarity of the voltage applied after the NP forming has been completed (i. e. if one applied a negative voltage pulse to the metal sublayer after the positive one), a formation of toroidal structures was observed (Fig. 2). The formation of such structures was attributed to the local anodic oxidation of the central parts of the metal NPs followed by the drift of the metal ions towards the conductive substrate.

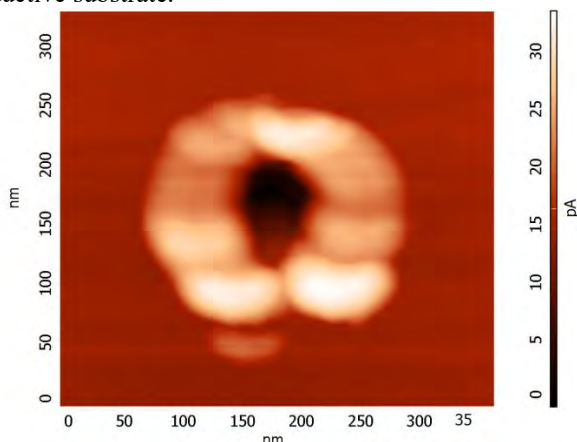


Fig. 2. Current image (a map of the current flowing through the CAFM probe) of a Ni toroidal nanostructure formed inside a $\text{ZrO}_2(\text{Y})/\text{Ni}/\text{Si}(001)$ film by local reduction/oxidation with a CAFM probe. Bias voltage 0.5 V.

These observations open the prospects for development of an original technique for controllable forming the ring-shaped metal nanostructures in thin dielectric films for application in nanoelectronics, nanophotonics, plasmonics, etc.

Conclusions

In the present study, we have demonstrated a possibility to observe experimentally the 1D dissipative tunneling bifurcations in the nanometer-scaled systems comprising the metal NPs formed inside thin metal oxide films on conductive metal sublayers by local oxidation/reduction using CAFM.

Also, we have demonstrated a possibility to form toroidal metal nanostructures inside the metal oxide films by local oxidation/reduction with CAFM probe using an appropriate series of voltage pulsed of suitable polarities.

Acknowledgements

The present study was supported by the Ministry of Education and Science, RF (Project 0748-2020-0012) and by RFBR (20-02-00830a).

References

1. Caldeira A.O., Leggett A.J. // *Annals of Physics*, V. 149, 374 (1983).
2. 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», 2011 – 2012). 496 pp.
3. Kusmartsev F.V., Krevchik V.D., Semenov M.B., Filatov D.O. *et.al.* // *JETP Letters*, V. 104, 392 (2016).
4. Antonov D.A., Filatov D.O., Novikov A.S. *et al.* // *Tech. Phys.* V. 91. 1474 (2021).
5. Zhukovskii V.Ch., Gorshkov O.N., Krevchik V.D. *et al.* // *Controllable dissipative tunneling. Tunnel transport in low-dimensional systems* (Moscow: «Fizmatlit», 2011-2012). p. 288.
6. Semenov M.B., Krevchik V.D., Filatov D.O. *et al.* // *Tech. Phys.* V. 65. 1717 (2020).

Влияние эмиссионных резонансов на зависимость туннельного тока от высоты иглы

А.Ю. Аладышкин^{1,2,*}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603950

² Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603022

*aladyshkin@ipmras.ru

Методами сканирующей туннельной спектроскопии исследованы электронные свойства тонких плёнок Pb(111) в режиме заданного туннельного тока I и переменной высоты иглы h над поверхностью образца. Регистрируя серию траекторий перемещения иглы $h(U_0)$ при изменении среднего потенциала образца U_0 для различных значений туннельного тока, можно определить набор квантованных высот h_n , соответствующих локальным минимумам скорости изменения высоты dh/dU_0 и, следовательно, эмиссионным резонансам n -го порядка. Показано, что (i) эмиссионные резонансы являются причиной периодических изменений на зависимости $\ln I$ от h и, соответственно, неэкспоненциальной зависимости туннельного тока от высоты иглы; (ii) период осцилляций туннельного тока δh монотонно уменьшается при увеличении U_0 .

Методика измерений

В работе исследованы эмиссионные свойства тонких островков Pb(111), выращенных на поверхности Si(111)7×7, методами низкотемпературной сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и спектроскопии (СТС) в режиме заданного туннельного тока I или заданного среднего потенциала образца U_0 и переменной высоты иглы h над поверхностью образца.

Результаты и обсуждение

Хорошо известно, что над поверхностью проводящих образцов могут формироваться долгоживущие квазистационарные состояния, соответствующие локализации электрона в потенциальной яме, образованной поверхностью образца с одной стороны и растущим электрическим потенциалом с другой стороны (рис. 1). Резонансное туннелирование через такие состояния является причиной появления дополнительных особенностей туннельной проводимости dI/dU_0 в зависимости от U_0 в режиме холодной полевой эмиссии. Такие особенности часто называют осцилляциями Гундлаха или эмиссионными резонансами (field-emission resonances, FER). Номер эмиссионного резонанса n соответствует числу полувольт для электрона в потенциальной яме треугольной формы (рис. 1a). Типичные спектры, иллюстрирующие режим квантованной электронной эмиссии, показаны на рис. 1b. Анализ положений эмиссионных резонансов позволяет получить оценку локальной работы выхода плёнки Pb(111).

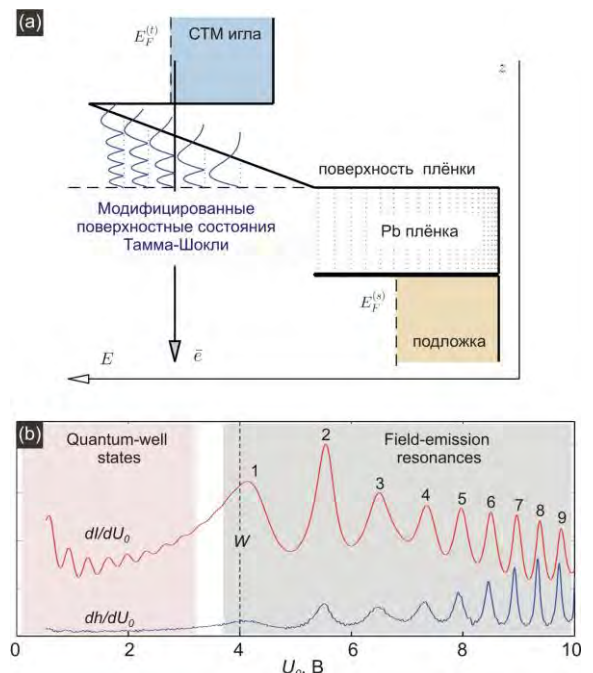


Рис. 1. (a) Схематическое представление процесса резонансного туннелирования через модифицированные поверхностные состояния над проводящей плёнкой. (b) Типичные зависимости проводимости dI/dU_0 и скорости изменения высоты dh/dU_0 от потенциала U_0 . $W \approx 4.0 \pm 0.25$ эВ – оценка локальной работы выхода плёнки Pb(111)

В режиме с включенной обратной связью, которая удерживает неизменным средний туннельный ток при монотонном увеличении U_0 , можно получить серию зависимостей $h=h(U_0)$ для разных значений I и, соответственно, начальной высоты. Если для каждой точки полученных кривых определить цвет, пропорциональный скорости изменения высоты, то

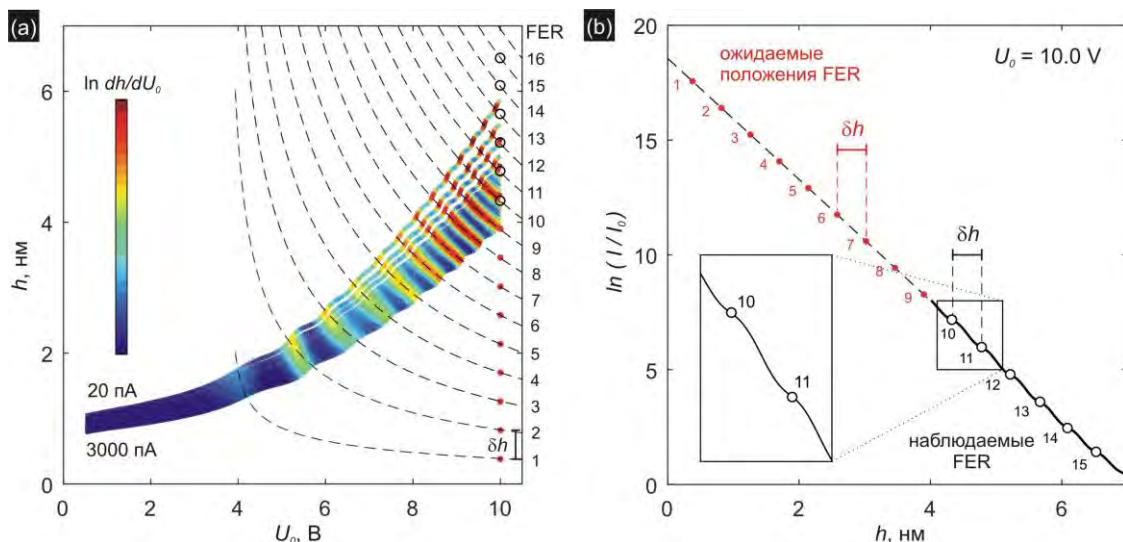


Рис. 2. (а) Зависимости высоты иглы h над поверхностью образца от среднего потенциала U_0 в режиме заданного туннельного тока I от 20 до 3000 пА (сверху вниз); цвет точек на каждой кривой пропорционален скорости изменения высоты $\ln dh/dU_0$. Пунктирные линии показывают эволюцию эмиссионных резонансов при изменении U_0 . (б) Зависимость $\ln I$ от высоты иглы h для напряжения $U_0=10$ В, $I_0=1$ пА. Белые кружки обозначают положения минимумов наклона $|d(\ln I)/dh|$, красные точки – ожидаемые положения минимумов наклона для данного периода δh

на плоскости $h-U_0$ можно получить серию красно-жёлтых линий различного наклона (рис. 2а), которые соответствуют эмиссионным резонансам с заданными n . Такое построение позволяет изучить трансформацию эмиссионных резонансов при изменении градиента локализирующего электрического потенциала над поверхностью образца посредством изменения U_0 и I .

На рис. 2б показана зависимость $\ln I$ от h для заданного потенциала образца $U_0 = 10$ В. Прохождение иглы через набор квантованных высот h_n сопровождается периодическим изменением наклона $d(\ln I)/dh$. Если изобразить полученные величины h_n на плоскости $h-U_0$ (символы о), то легко видеть, что минимумы наклона $|d(\ln I)/dh|$ на кривых подвода при $U_0 = \text{const}$ соответствуют максимумам скорости изменения высоты $\ln dh/dU_0$ на кривых подвода при $I = \text{const}$. Иными словами, эмиссионные резонансы являются причиной периодических изменений $\ln I$ в зависимости от h и более сложной (неэкспоненциальной) зависимости туннельного тока от высоты иглы. Если построить ожидаемые положения эмиссионных резонансов (символы •) для наблюдаемого периода осцилляций δh , то можно получить оценку положений эмиссионных резонансов на плоскости $h-U_0$ для недоступных в эксперименте значений туннельного тока [2].

На рис. 3 показаны типичные зависимости $\ln I$ от h для разных напряжений. Легко видеть, что увеличение U_0 приводит к уменьшению периода осцил-

ляций тока δh [3]. Это согласуется с уменьшением интервалов $h_{n+1}-h_n$ между соседними эмиссионными резонансами на диаграмме $h-U_0$ при увеличении U_0 (см. пунктирные линии на рис. 2а).

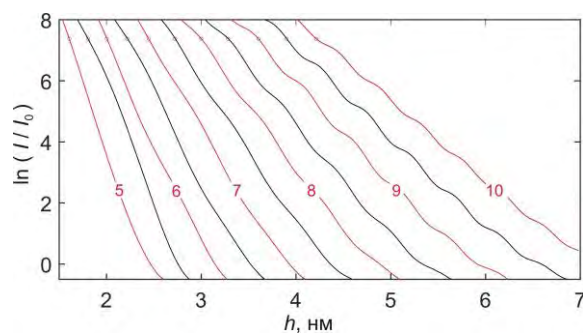


Рис. 3. Зависимости $\ln I$ от высоты иглы h для напряжений U_0 от 5 до 10 В с шагом 0.5 В (слева направо). Наблюдаемое уменьшение среднего наклона $d(\ln I)/dh$ при увеличении напряжения связано с уменьшением эффективной ширины треугольного потенциального барьера

В работе использовано оборудование ЦКП ИФМ РАН «Физика и технология микро- и наноструктур». Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 19-02-00528).

Литература

1. Aladyshkin A.Yu. // J. Phys.: Condens. Matter, v. 32, 435001 (2020).
2. Aladyshkin A.Yu. et al.// Submitted (2022).

Визуализация скрытых частей дислокационных линий в плёнках Pb(111) методом сканирующей туннельной спектроскопии

А.Ю. Аладышкин^{1,2,*}, С.И. Божко³

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603950

² Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603022

³ Институт физики твёрдого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432

*aladyshkin@ipmras.ru

Методами низкотемпературной сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии экспериментально исследованы локальные электронные свойства плёнок Pb(111) с дислокациями различных типов. Сопоставление характерных особенностей на топографических изображениях и картах вариаций туннельного тока и дифференциальной туннельной проводимости позволяет установить положение проекций скрытых частей подповерхностных дислокационных линий. Показано, что две винтовых дислокации с векторами Бюргерса разного знака могут соединяться посредством скрытой дислокационной петли. В некоторых случаях подповерхностные дислокационные линии, индуцированные винтовыми дислокациями, распространяются по направлению к периметру островков, не взаимодействуя с другими дислокационными линиями или скрытыми дефектами подложки.

Методика измерений

В работе исследованы электрофизические свойства тонких квазидвумерных островков Pb(111), выращенных на поверхности Si(111)7×7, методами низкотемпературной сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и спектроскопии (СТС) в режиме заданного туннельного тока I . Типичная толщина исследованных островков – от 5.5 до 10 нм.

Результаты и обсуждение

Хорошо известно, наличие эквидистантно расположенных максимумов на зависимостях дифференциальной туннельной проводимости dI/dV от напряжения V с периодом $|e|\Delta V \approx \pi \hbar v_F/D$ указывает на формирование стоячих электронных волн в тонких Pb плёнках и когерентное резонансное туннелирование через такие состояния. Здесь v_F – скорость Ферми, $D \approx (N+3)d_{ML}$ – фактическая толщина плёнки с учётом толщины смачивающего слоя [1], $d_{ML} = 0.286$ нм – высота монослоя для поверхности Pb(111), N – число монослоёв. Изменение локальной толщины плёнки на один монослой приводит к существенной перестройке спектра квантово-размерных состояний [1,2] и потому может быть легко обнаружено по изменению дифференциальной проводимости при фиксированной энергии. Такой метод позволяет визуализировать скрытые дефекты структуры, например, инородные включения и моноатомные ступени подложки под слоем металла [1, 2]. Мы покажем, что дополнительный

контраст на картах дифференциальной туннельной проводимости также может быть связан с наличием скрытых дислокационных линий внутри Pb плёнок.



Рис. 1. Схематическое представление СТМ иглы, тонкой металлической плёнки с дислокационной линией и профилей объёмной плотности ионов (сплошная черная линия) и электронов (пунктирная красная линия)

В модели свободного электронного газа энергию Ферми можно оценить по формуле $E_F = (\hbar^2/2m^*) \cdot (3\pi^2 n_{el})^{2/3}$, где n_{el} – равновесная электронная концентрация, m^* – эффективная масса. Скачкообразное изменение плотности ионов вблизи дислокационной линии должно сопровождаться изменением локальной электронной плотности: $\delta n_{el} \sim n_{el}/N$ (рис. 1). Изменение n_{el} , индуцированное скрытой краевой дислокацией, должно привести к изменению энергии Ферми на величину порядка

$$\delta E_F \approx \left(\frac{\hbar^2}{2m^*} \right) (3\pi^2 n_{el})^{2/3} \left\{ \left(1 + \frac{1}{N} \right)^{2/3} - 1 \right\} \approx \frac{2}{3} \frac{E_F^{(0)}}{N}.$$

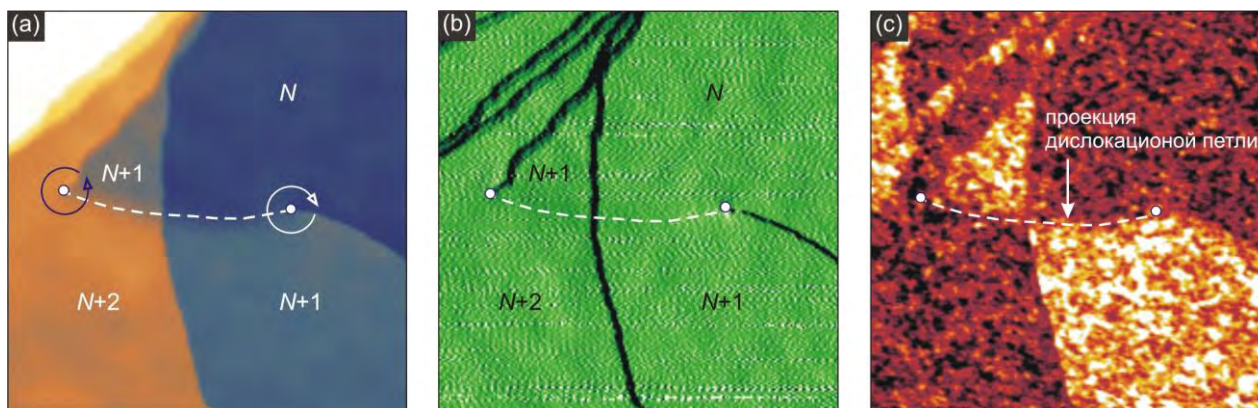


Рис. 2. Топографическое изображение участка поверхности островка Pb с двумя винтовыми дислокациями (а), карта пространственных вариаций туннельного тока $I(x,y)$ (b) и карта дифференциальной туннельной проводимости $dI/dV = f(x,y)$ (c). Размер кадра $92.8 \times 92.8 \text{ нм}^2$, $V = 0.75 \text{ В}$, $\langle I \rangle = 300 \text{ пА}$, $T = 79 \text{ К}$, локальная толщина плёнки $N/d_{ML} \approx 20$. Белые точки указывают положения винтовых дислокаций, стрелки показывают направление уменьшения высоты при обходе вокруг центра дислокации

Для обеспечения постоянства электрохимического потенциала дно зоны проводимости справа от дислокации должно понизиться на величину $\sim 2E_F^{(0)}/(3N)$. Принимая во внимание, что для объёмного Pb $v_F \approx 1.8 \times 10^8 \text{ см/с}$ и $E_F^{(0)} \approx 9.47 \text{ эВ}$, получаем, что δE_F близко к $|e|\Delta V/2$ независимо от локальной толщины плёнки. Следовательно, переход через невидимую часть дислокационной петли должен привести к резкому изменению контраста на картах туннельной проводимости, что позволяет устанавливать форму и взаимное расположение дислокационных линий по результатам СТМ/СТС исследований.

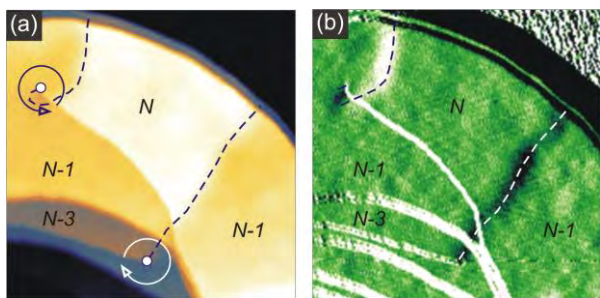


Рис. 3. Топографическое изображение участка поверхности островка Pb с двумя винтовыми дислокациями (а) и карта пространственных вариаций туннельного тока $I(x,y)$ (b). Размер кадра $140 \times 140 \text{ нм}^2$, $V = 0.50 \text{ В}$, $\langle I \rangle = 200 \text{ пА}$, $T = 79 \text{ К}$, локальная толщина плёнки $N/d_{ML} \approx 31$. Пунктирные линии указывают положения проекций дислокационных линий на поверхность образца

Топографическое изображение участка поверхности Pb островка с двумя винтовыми дислокациями разного знака показано на рис. 2а. На карте диффе-

ренциальной туннельной проводимости отчетливо видна линия (рис. 2с), соединяющая центры винтовых дислокаций, вблизи которой происходит резкое изменение туннельной проводимости. Положение и форма этой линии не зависит от энергии, на которой проводятся измерения. В ряде случаев дислокационные линии, исходящие из центров винтовых дислокаций, распространяются по направлению к периметру островков, не соединяясь с другими дислокационными линиями и протяженными дефектами [3]. Если повысить скорость сканирования, то система обратной связи не будет успевать в должной мере компенсировать локальные вариации высоты. В этом режиме скрытые части дислокационных линий могут проявляться в картах вариации тока (рис. 3).

В работе использовано оборудование ЦКП ИФМ РАН «Физика и технология микро- и наноструктур». Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 19-02-00528).

Литература

1. Уставщиков С.С., Путилов А.В., Аладышкин А.Ю. // Письма в ЖЭТФ, т. **106**, 476 (2017).
2. Путилов А.В., Уставщиков С.С., Божко С.И. и Аладышкин А.Ю. // Письма в ЖЭТФ, т. **109**, 789-796 (2019).
3. Aladyshkin A.Yu., Aladyshkina A.S., Bozhko S.I. // J. Phys. Chem. C, vol. **125**, 26814-26822 (2021).

Формирование самоорганизованной доменной структуры при локальном переключении поляризации в монокристаллах магнониобата-титаната свинца

Ю.М. Аликин^{1*}, А.П. Турыгин¹, Д.О. Аликин¹, А.Д. Ушаков¹, М.С. Кособоков¹, Q. Hu², X. Liu², Y. Zhao², X. Wei², Z. Xu², В.Я. Шур¹

¹ Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, пр. Ленина, 51, Екатеринбург, 620000.

² Лаборатория исследования электронных материалов, Ключевая лаборатория Министерства образования и Международный центр диэлектрических исследований, Сианьский университет Цзяотун, Сиань, Китай, 710049.

*jury.alikin@urfu.ru

Исследованы особенности роста доменов и их взаимодействия при локальном переключении поляризации на (111) срезе монокристаллов магнониобата-титаната свинца в ромбоэдрической фазе. Выявлены особенности взаимодействия доменов. Обнаружен эффект аномального увеличения площади домена после завершения переключающего импульса.

Введение

Сегнетоэлектрические монокристаллы магнониобата-титаната свинца (PMN-PT) привлекают большое внимание, благодаря своим выдающимся сегнетоэлектрическим и пьезоэлектрическим свойствам [1]. Для улучшения пьезоэлектрических и диэлектрических свойств ромбоэдрического PMN-PT применяется технология доменной инженерии [2] для увеличения концентрации доменных стенок [3]. PMN-PT рассматривается также как потенциальный кандидат для создания нелинейно-оптических и фотонных устройств.

Методика эксперимента

Исследуемые кристаллы магнониобата-титаната свинца с составом $0.72\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3-0.28\text{PbTiO}_3$ (PMN-28PT), имеющие ромбоэдрическую фазу при комнатной температуре были выращены по модифицированной методике Бриджмена в Сианьском транспортном университете, Сиань, Китай. Образцы представляли собой пластины с ориентацией [111], размерами 6×4 мм², толщиной 0,7 мм и шероховатостью поверхности около 1 нм. Нижняя поверхность образцов приклеивалась к металлической проводящей подложке серебряной пастой. Образец был монодо-

менизирован при помощи импульса трапециевидной формы амплитудой 300 В/мм и длительностью 5 с при комнатной температуре.

Локальное переключение и визуализация доменов проводились с помощью сканирующего зондового микроскопа ИНТЕГРА Аура (NT-MDT Spectrum Instruments, Россия). Использовались зондовые датчики NSC18 с титаново-платиновым проводящим покрытием (MikroMash, Эстония) с радиусом закругления зонда $R_{\text{тип}} = 35$ нм, резонансной частотой $f = 70$ кГц и жесткостью $k = 3,5$ Н/м. Визуализация доменов проводилась в режиме силовой микроскопии пьезоэлектрического отклика (СМПО) с модулирующим напряжением 1-2 В на частоте близкой к контактному резонансу. Все эксперименты проводились при комнатной температуре в условиях контролируемой влажности в диапазоне от 4 до 70%.

Результаты

Локальное переключение поляризации приводило к формированию сложной доменной структуры, состоящей из с- и а-доменов. Топография поверхности (Рис. 1а) показывает сжатие кристаллической решетки, что демонстрирует роль механической подсистемы в переключении поляризации. Сжатие приводит к созданию $a\uparrow$ и $a\downarrow$ доменов, различающихся

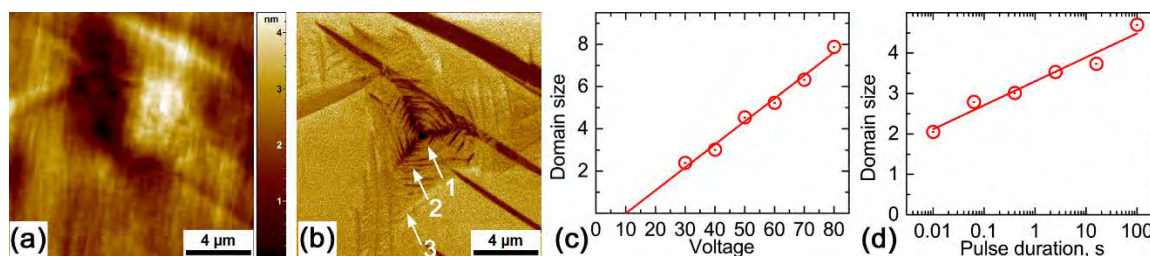


Рис. 1. Локальное переключение в PMN-28PT: (а) топография, (б) СМПО изображение. Параметры переключения: 70 В, 500 мс. Зависимости размеров домена от (с) амплитуды и (д) длительности переключающего импульса.

контрастом, в то время как центральная область диаметром около 5 мкм эффективно экранируется из-за близости к зонду СЗМ.

Домены имеют сложную форму (Рис. 1б). Можно выделить: (1) с↓ домен в центре структуры, возникающей под действием создаваемого зондом поля; (2) квазипериодическую структуру, состоящую из а↓-доменов; (3) внешнюю сегнетоэластическую структуру, состоящую из а↑-доменов, которая компенсирует механические напряжения, возникшие в результате появления с-домена, и состоит из доменов, вытянутых вдоль направлений $[\bar{2}11]$, $[11\bar{2}]$ и $[\bar{1}\bar{2}1]$. Диаметр с-домена составляет менее 500 нм. Область а↓-доменов имеет форму трёхлучевой звезды с лучами длиной около 4 мкм. Сегнетоэластическая структура распространяется на расстояние более 10 мкм от точки приложения напряжения.

Размеры создаваемых доменов линейно зависят от амплитуды переключающего импульса с пороговым напряжением около 10 В (Рис. 1с) и логарифмически – от длительности переключающего импульса (Рис. 1д). С увеличением влажности уменьшается область, в которой формируются а-домены, а при влажности более 40% они полностью исчезают. Эффект может быть отнесен за счет влияния возникающего поверхностного проводящего слоя, который приводит к перераспределению и уменьшению латеральной составляющей электрического поля.

Для исследования взаимодействия доменов проводилась запись двух доменов одинаковыми переключающими импульсами с различным расстоянием между точками приложения напряжения. Было обнаружено, что при расстоянии менее 7,5 мкм изменяется форма первого домена. При дальнейшем уменьшении расстояния между доменами площадь первого домена продолжает уменьшаться, и он исчезает при расстоянии менее 4 мкм. При этом размеры второго домена практически не изменяются.

Созданные доменные структуры нестабильны и их площадь увеличивается со временем. Было обнаружено, что после окончания переключающего импульса происходит продолжение самопроизвольный рост домена на счет бокового движения 180° стенок, при этом происходит переориентация а↓ доменов в с↓ и их дальнейшее уширение. Аномальное увеличение площади происходит с характерным временем около 90 мин. Эффект можно отнести за счет переключения под действием поля, создаваемого инжектированным зарядом. Наблюдаемый эффект может быть объяснен остаточным деполяризующим полем и влиянием процесса сканирования [4].

Полученные результаты открывают новые возможности для создания доменных структур с заданными параметрами в сегнетоэлектрических кристаллах (доменной инженерии) с использованием локального переключения поляризации с помощью методов сканирующей зондовой микроскопии.

Благодарности

Работа выполнена с использованием оборудования УЦКП «Современные нанотехнологии» УрФУ (рег. № 2968), при финансовой поддержке министерства науки и высшего образования РФ (Проект 075-15-2021-677). Исследование выполнено при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 20-32-90200).

Литература

1. Zhang S .et al. // J. Appl. Phys. V. 111, 031301 (2012).
2. Shur V.Ya. et al. // Appl. Phys. Rev. V. 2, 040604 (2015).
3. Lin D. et al. // J. Appl. Phys. V. 110, 084110 (2011).
4. Shur V.Ya. et al. // Scientific Reports 7, 125 (2017).

Полевые электронные эмиттеры с углеродным покрытием

Д.П. Бернацкий, В.Г. Павлов*

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

*vpavlov@ms.ioffe.ru

Изучаются свойства полевых электронных эмиттеров из иридия и рения, поверхность которых покрыта углеродом с помощью разложения молекул бензола на поверхности. Показана стабильность эмиссионных характеристик и устойчивость полученных эмиттеров к адсорбции молекул остаточных газов и ионной бомбардировке.

Введение

Полевые эмиттеры электронов обладают уникальными свойствами для получения и фокусировки пучков электронов с большой плотностью тока [1,2]. Применение полевых электронных эмиттеров создают хорошие перспективы для использования их в электронной микроскопии, микроанализе и других видах электронно- и ионно-лучевых методик и технологий. Наибольшее распространение получили электронные эмиттеры в форме острия из тугоплавкого металла, чаще всего из вольфрама. Такие эмиттеры достаточно просты в изготовлении, их легко очистить от объемных и поверхностных загрязнений высокотемпературным прогревом в вакууме. Металлические острийные эмиттеры позволяют получать узкие электронные пучки с рекордно большой плотностью тока [1,2] и обладают рядом других достоинств.

Основным недостатком металлических эмиттеров является их нестабильная работа в недостаточно хороших вакуумных условиях. Адсорбция молекул остаточных газов приводит к изменению работы выхода поверхности эмиттера. Бомбардировка поверхности образующимися при электронной эмиссии ионами приводит к изменению рельефа поверхности и, соответственно, к изменению локальной напряженности электрического поля. С учетом экспоненциальной зависимости плотности тока полевой электронной эмиссии от напряженности поля и работы выхода такие изменения вызывают значительные отклонения эмиссионного тока и могут привести к гибели эмиттера.

Большой устойчивостью к перечисленным факторам нестабильности работы обладают эмиттеры из различных углеродных материалов [3,4]. По сравнению с металлами углеродные материалы обладают

большой устойчивостью по отношению к таким факторам, влияющим на стабильность эмиттера, как адсорбция газов, ионная бомбардировка, изменение формы за счет поверхностной самодиффузии.

В отличие от металлов изготовление острия из углерода (графит, алмаз) представляется трудной задачей. Поэтому во многих работах изучается полевая электронная эмиссия эмиттеров, состоящих из проводящей подложки и нанесенных на нее различных углеродных покрытий. В том числе имеются работы, в которых углеродные покрытия предназначены для защиты поверхности металлического острия [4].

Методика

Исследования проводились в полевом эмиссионном микроскопе с помощью методик полевой электронной микроскопии, измерения характеристик полевой электронной эмиссии и полевой десорбционной микроскопии непрерывного действия. С помощью данных методов можно изучать структуру и состав поверхности образца и адсорбата, динамику полевой десорбции, измерять величину десорбирующего поля, следить за изменениями работы выхода поверхности, а также проводить оценку масс десорбируемых частиц. Изменения работы выхода поверхности вычислялись из характеристик Фаулера-Нордгейма для токов полевой электронной эмиссии. Эмитируемые образцом электроны и ионы регистрировались детектором, состоящим из двух микроканальных пластин диаметром 56 мм и люминесцентного экрана.

В качестве материалов эмиттеров использовались иридий и рений. Эти металлы не образуют химических соединений с углеродом. Иридий практически не растворяет углерод в объеме, рений образует с уг-

леродом твердые растворы. Образцы из иридия и рения в виде острия с радиусом вершины порядка 500 нм изготавливались из проволок методом электрохимического травления. Полученные острия отжигались в вакууме при $T=2500$ К, в результате чего на вершине острия формировался монокристалл равновесной формы с радиусом закругления порядка 500 ± 1000 нм.

Получение углеродных покрытий осуществлялось выдержкой нагретого острия ($T=1200 \div 1900$ К) в парах бензола (при давлении $10^{-8} \div 10^{-5}$ Торр) [5].

Результаты и обсуждение

Структура получаемого углеродного покрытия зависела от экспозиции эмиттера в парах бензола. При малых экспозициях образовывалась пленка графена на плотноупакованных гранях вершины острия и отдельные атомы или их скопления на скругленных участках. При больших экспозициях на вершине острия вырастал монокристалл графита. Эмиссионные изображения эмиттеров с углеродным покрытием было устойчивым по отношению к адсорбции остаточных газов. Они не изменялись после выдержки эмиттера в течение нескольких суток в вакуумной камере без откачки (давление возрастало до 10^{-3} Торр). В течение месяца на одном и том же покрытом графитом эмиттере проводились эксперименты с напылением щелочных металлов. Прогрев эмиттеров для удаления напылённых адсорбатов возвращал эмиссионные изображения к исходному состоянию.

Нагревание эмиттеров из рения и иридия приводило к различным результатам. С поверхности иридиевого острия можно было термически десорбировать весь углерод, а на рении углеродное покрытие сохранялось, но его свойства изменялись. Возможное объяснение связано с растворением углерода в объеме рения. При нагревании углерод с поверхности уходит в объем, а при последующем охлаждении возвращается на поверхность.

Эмиссионные характеристики эмиттеров с углеродным покрытием в координатах Фаулера-Нордгейма были прямыми (рисунок 1). Они показали хорошую устойчивость по отношению к адсорбции остаточных газов и к ионной бомбардировке. Характеристики практически не изменялись после выдержки в течении десятков суток в атмосфере остаточных газов при давлении 10^{-3} Торр.

Изучалось влияние адсорбции щелочных и щелочноземельных металлов на эмиссионные свойства эмиттеров с углеродным покрытием. Влияние оказывали как атомы на поверхности, так и интеркалированные углеродными образованиями. Снижалась напряженность поля, необходимая для эмиссии, и распределение эмиссии по эмиссионной поверхности. Наблюдалась локализация эмиссии или равномерное распределение эмиссии по поверхности.

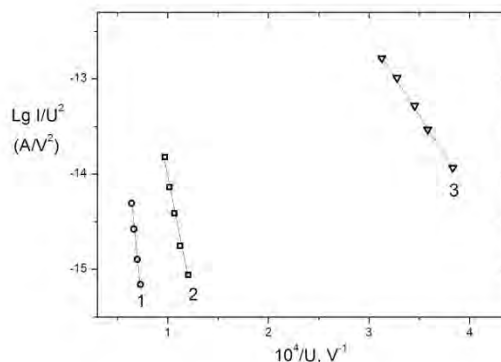


Рис. 1. Характеристики Фаулера-Нордгейма: 1 – иридиевого эмиттера, 2 – иридиевого эмиттера, покрытого графитом, 3 – после напыления цезия

Заключение

Таким образом, показана возможность получения полевого электронного эмиттера устойчивого к адсорбции остаточных газов с помощью выдержки нагретого металлического острия в парах бензола.

Литература

1. Ненакаливаемые катоды / Под ред. Елинсона М.И. М.: Из-во «Советское радио». 1974. 336 с.
2. Фурсей Г.Н. Автоэлектронная эмиссия. СПб: Изд-во «Лань». 2012. 320 с.
3. Шешин Е.П. Структура поверхности и автоэмиссионные свойства углеродных материалов. М.: Изд-во МФТИ. 2001. 288 с.
4. Соминский Г.Г., Тумарева Т.А., Тарадаев Е.П., Рукавицына А.А., Гиваргизов М.Е., Степанова А.Н. // ЖТФ. Т. 89, вып. 2. С. 302–305. (2019).
5. Rut'kov E.V., Gall N.R. // Physics and applications of graphene – experiments. Ed. S. Mikhailov. (Rijeca: Intech). 2011, pp. 209–292,

МСМ измерения планарных ферромагнитных микрочастиц при различных температурах

Д.А. Бизяев*, Н.И. Нургазизов, А.А. Бухараев, А.П. Чукланов

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН, ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029.

*dbiziaev@inbox.ru

В данной работе изучалось влияние температуры на стабильность получаемых МСМ изображений Ni микрочастиц. В частности, рассматривалось поведение зондов и пьезосканера микроскопа от времени при изменении температуры образца от комнатной до температуры исследования. Было проведено исследование поведения нескольких видов зондов на различных подложках.

Введение

Магнитно-силовая микроскопия (МСМ) позволяет исследовать распределение градиента магнитного поля в приповерхностном слое образца с точностью до нескольких десятков нанометров. Основным преимуществом МСМ измерений является возможность изменения внешних условий (внешнее магнитное поле, температура, деформация и т.д.) непосредственно при проведении измерений. Однако МСМ исследование при изменении температуры образца может столкнуться с определенными проблемами, обсуждение которых проводится в данной работе. Здесь рассмотрены возможности проведения МСМ измерений на воздухе при температурах исследуемых образцов от комнатной до 60 °С. В частности, обсуждается время стабилизации получаемых изображений и влияние на этот процесс различных факторов.

Результаты и обсуждение

Для проведения измерений использовался сканирующий зондовый микроскоп (СЗМ) Solver P47. СЗМ был оборудован термостолком, позволяющим изменять температуру исследуемого образца от комнатной до 130 °С и подключенным к независимому источнику питания. Для проведения измерений использовались зонды PPP-LM-MFMR (Nanosensor). Основными объектами проводимых нами исследований являются планарные микрочастицы, расположенные на оптически гладких подложках. Поэтому для проведения исследования были выбраны подложки из монокристаллического ниобата лития (LiNbO₃) и кремния (Si), покрытые тонкой сплошной Ni плёнкой, которая при проведении измерений заземлялась. Обычно МСМ измерения выполняются по однопроходной методике, когда при сканировании зонд отводится на определенное расстояние от

поверхности образца. Это позволяет сильно уменьшить влияние МСМ зонда на распределение намагниченности в исследуемом образце. При этом критичным становится сохранение расстояния зонд - образец постоянным на всем протяжении сканирования. Его сокращение может привести к нарушению распределения намагниченности в образце, а увеличение к потере получаемого сигнала. Изменение температуры может приводить к изгибу балки кантилевера [1, 2], т.е. к изменению расстояния зонд - образец, и, соответственно, при проведении измерений необходимо дожидаться стабилизации температуры зонда. Кроме того, при изменении температуры происходит сдвиг резонансной частоты колебаний кантилевера [3], что также может влиять на получаемые МСМ изображения.

Изменение изгиба кантилевера МСМ зонда в зависимости от температуры измерялось по изменению сигнала DFL (положение отраженного от балки кантилевера лазерного луча в 4-х секционном фотодиоде системы регистрации) от времени, после включения нагрева (рисунок 1). Примерно на 50 секунде на термостолком подавался постоянный ток, который был необходим для нагрева образца до определённой температуры. После этого, температура образца и зонда постепенно увеличивалась, что приводило к изгибу последнего. На рисунке 1 это отражается в виде увеличения сигнала DFL фотодиода. Примерно через 16 минут система приходила в равновесие. На следующем этапе исследований магнитное покрытие и металл, напыленный на обратную сторону кантилевера, были удалены за счет травли в соляной кислоте и проведены повторные измерения поведения зонда при изменении температуры. Согласно полученным данным изгиб кантилевера связан с металлическими покрытиями на нем. При их удалении кантилевер не изгибается при изменении температуры (рис. 1).

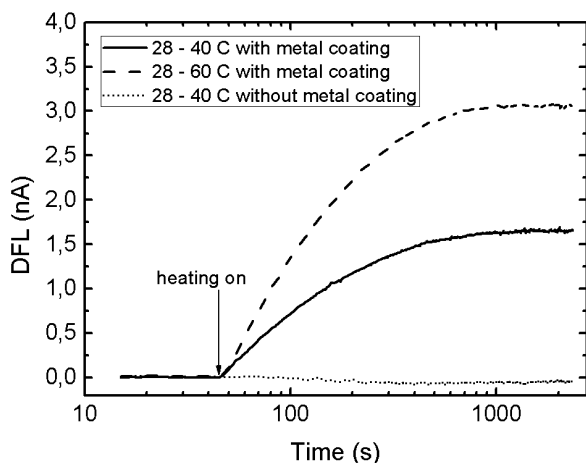


Рис. 1. Зависимость DFL сигнала от времени при изменении температуры образца на подложке из LiNbO₃ для магнитного зонда и для этого же зонда после удаления магнитного и отражающего металлических слоев химическим травлением

Если при нагреве образца включена обратная связь, которая пытается сохранять расстояние зонд – образец на заданном значении, то изгиб балки кантилевера воспринимается ею как отклонение от положения равновесия и СЗМ пытается скомпенсировать это за счет изменения длины пьезосканера (рис. 2). Стабилизация положения пьезосканера происходит примерно за то же время (~1000 сек), которое требуется для стабилизации изгиба кантилевера и слабо зависит от дельты изменения температуры. При этом чем выше температура нагрева образца, тем больше изгиб кантилевера и изменение положения пьезосканера (рис. 1, рис. 2).

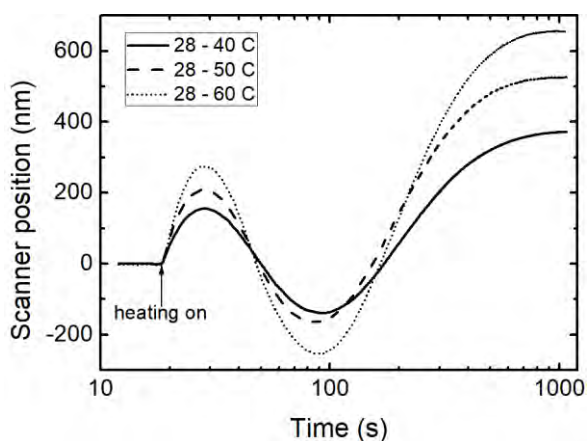


Рис. 2. Зависимость положения сканера от времени при изменении температуры образца на подложке из LiNbO₃ для магнитного зонда с металлическими покрытиями

Еще одним фактором, влияющим на стабилизацию расстояния зонд-образец, может стать используемая

подложка и режим проведения измерений (рис. 3). На подложках, обладающих более высокой теплопроводностью (Si подложки – 150 Вт/(м·К), по сравнению с LiNbO₃ – 38 Вт/(м·К)), стабилизация положения пьезосканера происходит немного быстрее.

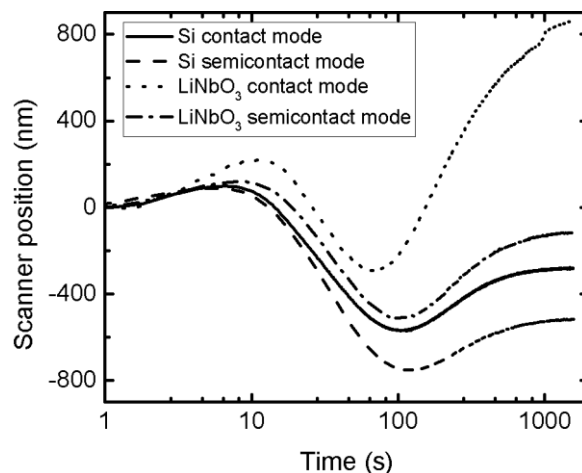


Рис. 3. Зависимость положения сканера от времени при изменении температуры образца с 28 °С до 40 °С для подложки из Si и LiNbO₃ в контактном и полуконтактном режимах измерений для магнитного зонда с металлическими покрытиями

Заключение

Проведенные исследования показали, что стабилизация сканера происходит примерно через 16 минут после включения нагрева, после чего можно получать стабильные МСМ изображения. Для кремниевых подложек стабилизация положения сканера как в контактном, так и в полуконтактном режимах происходит быстрее по сравнению с подложками из LiNbO₃. Это обусловлено более низкой теплопроводностью LiNbO₃ чем у кремния.

Авторы выражают благодарность с.н.с. КФТИ ФИЦ КазНЦ РАН Мигачеву С.А. за предоставление кристаллов LiNbO₃ для проведения измерений.

Литература

1. Thundat T., Warmack R.J., Chen G.Y., and Allison D.P. // *Appl. Phys. Lett.*, 64, 2894 (1994).
2. Ramos D., Mertens J., Calleja M. and Tamayo J. // *Sensors*, 7 (9), 1757-1765 (2007).
3. Pottier B., Sandoval F.A., Geitner M., Melo F.E., Bellon L. // *J. Appl. Phys.*, 129 (18), 184503 (2021).

Измерения и технологии атомарного и нанометрового масштаба на основе зондовых методов микроскопии и спектроскопии

В.А. Быков^{1,2}, Ан.В. Быков¹, Ю.А.Бобров¹, В.В.Котов¹, С.И. Леесмент¹, В.В. Поляков¹

¹ НТ-МДТ Спектрум Инструментс, г. Москва

² МФТИ

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, активных структур микро и нанозлектроники включая биологические объекты, в том числе, живые клетки и их реакцию на состав и параметры окружающей среды, что позволяет реализовать возможность в том числе и медицинской диагностики клеточных структур.

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 $C(x,y)$, 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 новых приборах развита возможность реализации сканирующей зондовой спектроскопии – HybridDTM mode (<https://www.ntmdt-si.ru/products/features/hybrid-mode>), что позволило измерять: рельеф поверхности в режимах притяжения и отталкивания, модуль Юнга, адгезию и работу адгезии, проводимость, латеральный и вертикальный пьезоотклик, распределение температуры и теплопроводности, измерять термоэлектрические свойства, потенциал поверхности, работу выхода, диэлектрическую проницаемость и т.д.

Кроме того, становится возможным использование зонда АСМ 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.

Перечисленные возможности реализованы в сканирующих зондовых системах NTEGRA (US Patent of Trademark - № 5,926,648 от 03.12.2019).

К настоящему времени разработаны специальные термостабилизированные с точностью до 0,005 град. С и акустозащищенные шкафы (Рис. 1) обеспечивающие низкий температурный дрейф и возможность высококачественной работы на приборах в обычных лабораторных условиях.

- Открытая архитектура: гибкость системы и широчайшие возможности конфигурирования под конкретную научную задачу.

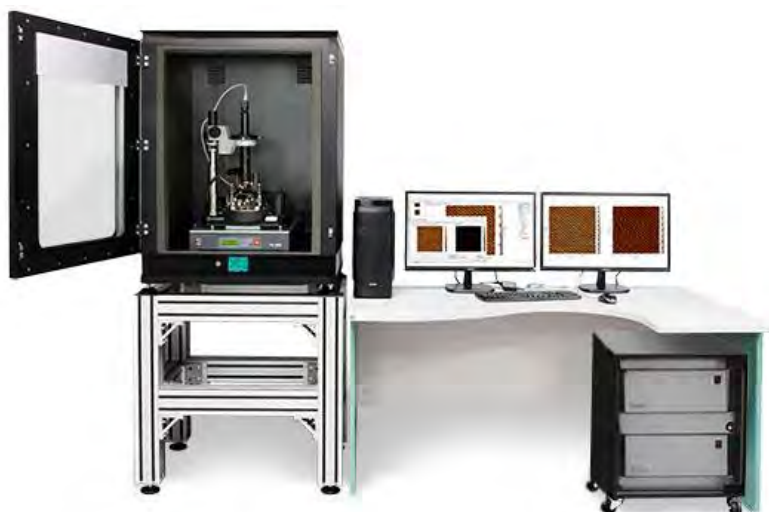


Рис. 1. АСМ для научных исследований NTEGRA II. <https://www.ntmdt-si.ru/products/atomic-force-microscopes/ntegra-ii>

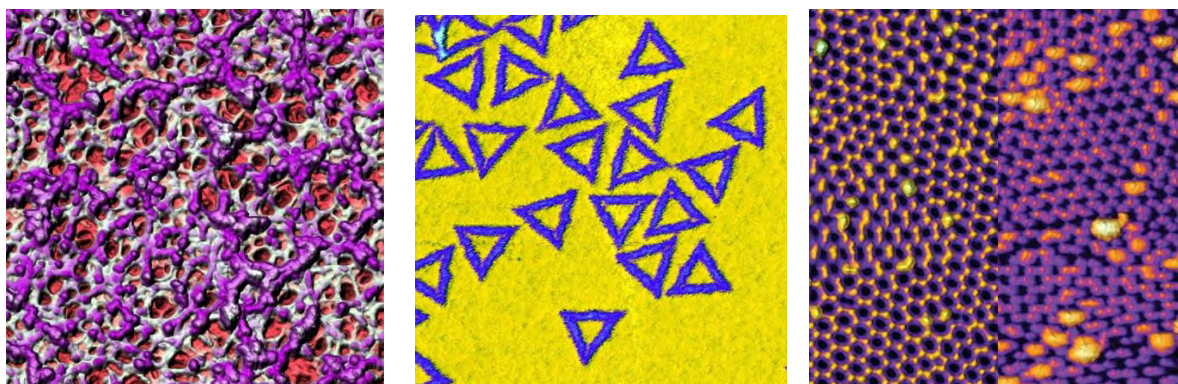


Рис. 2. АСМ изображения нитроцеллюлозной мембраны, ДНК-оригами на слюде и остро-конечной структуры Al_2O_3 полученная в режиме ScanTronic слева и в ручном режиме – справа. (<https://www.ntmdt-si.ru/products/atomic-force-microscopes/ntegra-ii>)

- Все самые современные методы АСМ, 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.

NTEGRA II имеет нашу новейшей разработку – программный модуль ScanTronic™. Он позволяет полностью автоматически настраивать параметры сканирования в полуконтактной АСМ: амплитуда колебаний кантилевера, значение рабочей амплитуды колебаний, коэффициент усиления обратной связи, скорость сканирования. ScanTronic™ создан для получения оптимальных изображений рельефа и фазового контраста поверхностей образцов практически любой морфологии и заметно снижает расход кантилеверов при рутинных измерениях. ScanTronic™

позволяет значительно ускорить получение качественных и достоверных результатов как для опытных, так и для начинающих пользователей АСМ.

АСМ NTEGRA II оснащён большим набором специализированных головок (Рис. 3), обеспечивающие для высококвалифицированного пользователя самостоятельно перестраивать прибор для решения широкого круга задач в различных режимах.

Термошкаф прибора обеспечивает работу в температурном интервале $T_{\text{комн.}} + 5^\circ$ с точностью до $0,005^\circ$, что и обеспечивает предельно низкий дрейф и возможность получения высокого разрешения с высокой повторяемостью.

Автоматизированный сканирующий зондовый микроскоп НЕКСТ II

Для центров коллективного пользования, образовательных лабораторий создан прибор с повышенным уровнем автоматизации НЕКСТ II. 14 высокоточных шаговых двигателей управляют всеми подвижными

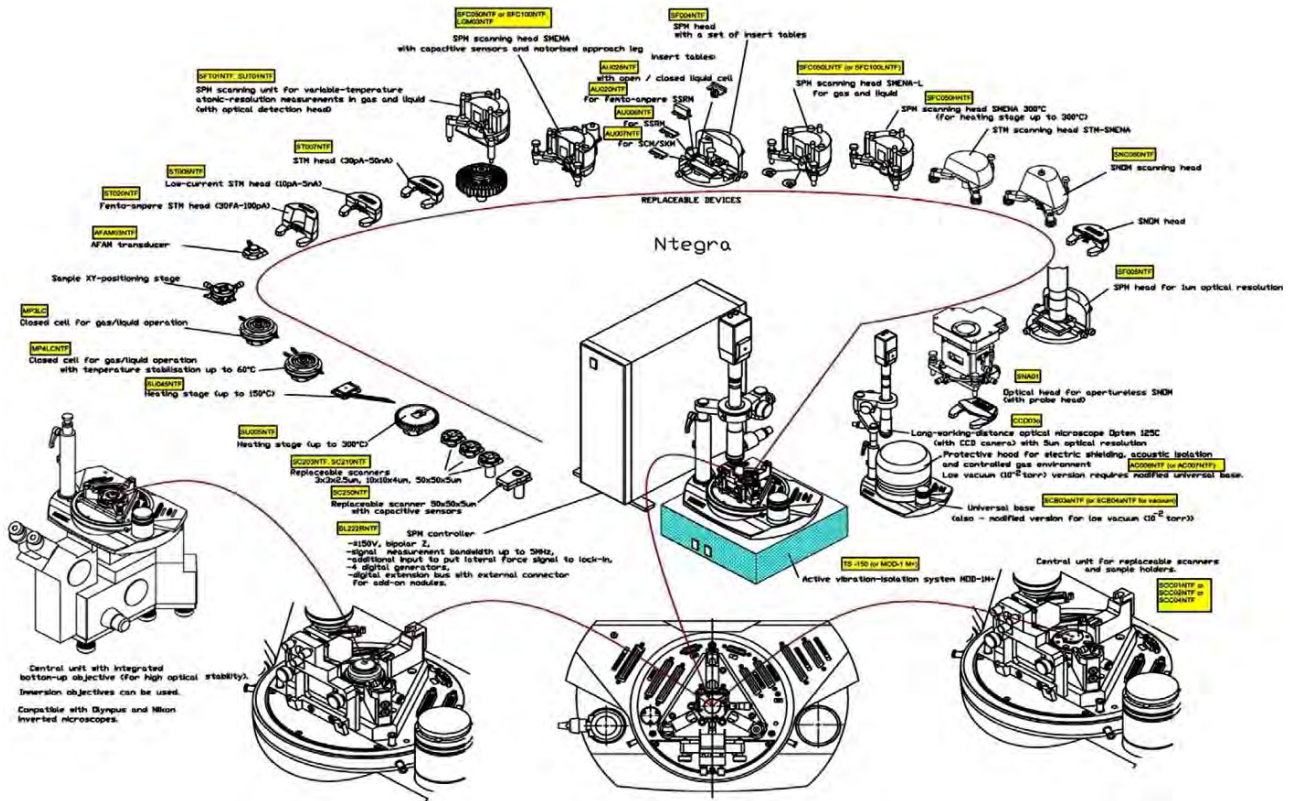


Рис. 3. Специализированные головки и сканеры системы NTEGRA II

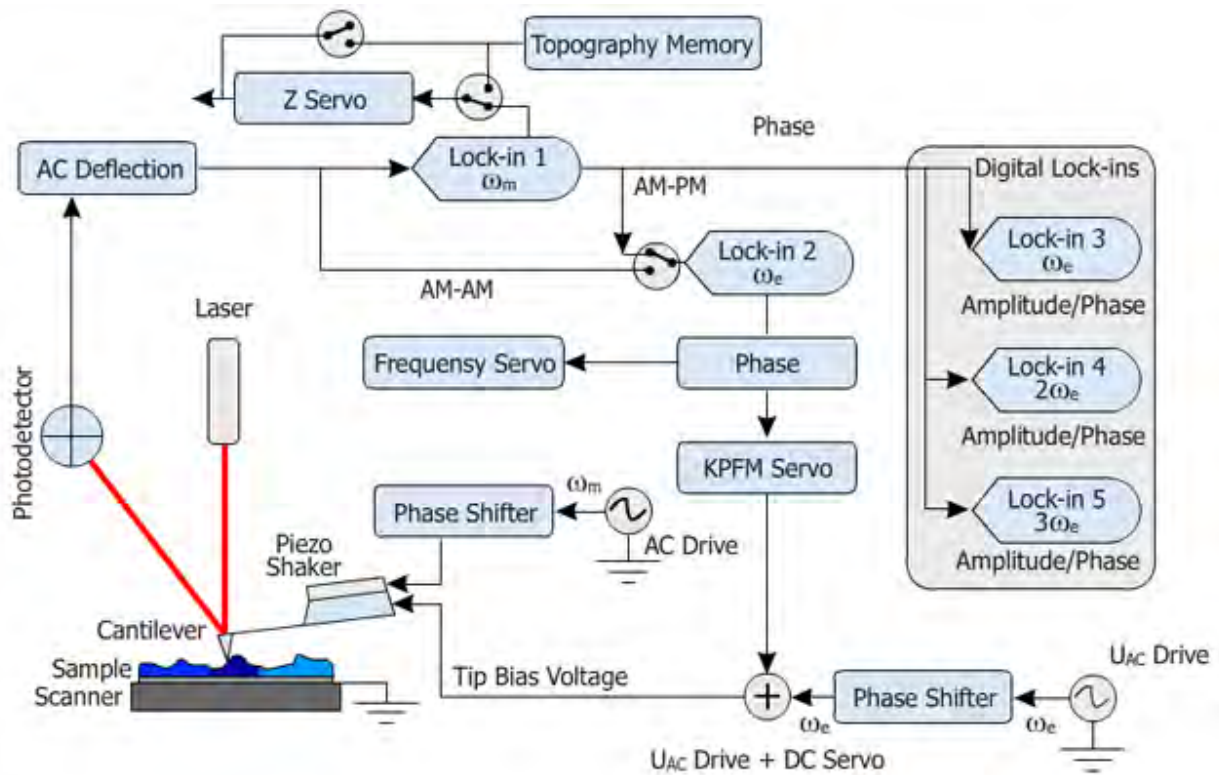


Рис. 4. Контроллер системы NTEGRA II имеет частотный диапазон до 5 МГц, имеет 5 предусилителей, аналого-цифровой преобразователь (ADC) со скоростью обработки до 500 кГц, 18-битное ADC разрешение, шум фазы до 0,01°



Рис. 5. Сканирующий зондовый микроскоп NEXТ II

частями микроскопа, а интеллектуальное программное обеспечение стирает грань между оптическим и СЗМ изображением. НЕКСТ обеспечивает непрерывное увеличение от миллиметровых панорамных оптических изображений до атомарного разрешения, а такие промежуточные операции, как наведение лазера на кантилевер, позиционирование образца, «мягкий» подвод и конфигурация продвинутых СЗМ методик происходит автоматически.

a) Возможности автоматизации:

- Распознавание кантилевера и автоматическая настройка системы регистрации изгибов кантилевера как на воздухе, так и в жидкости;
- Автоматическая фокусировка оптического микроскопа;
- Построение 7×7 мм панорамного оптического изображение с 2 мкм разрешением;
- Позиционирование образца по целеуказанию на оптическом изображении;
- Патентованный алгоритм «мягкого» подвода зонда и автоматическая настройка рабочих параметров сканирования;
- Автоматическое конфигурирование ПО для всех продвинутых СЗМ методик;
- Эргономичный 3D-манипулятор для перемещений образца и оптического микроскопа.
- Процедура MultiScan™, позволяющая автоматически осуществлять последовательное сканирование областей до 5×5 мм с возможностью сшивки перекрывающихся сканов;
- Возможность проведения сотен измерений в день с минимальным участием оператора.

b) Простота использования и гибкое ПО

Программное обеспечение Nova PX оснащено системой автоматической установки параметров и интеллектуальными алгоритмами для быстрой конфигурации работы НЕКСТ во всех продвинутых методиках. Наряду с быстрой конфигурацией, Nova PX даёт исследователям неограниченную гибкость в настройках.

c) Измерение рельефа

Рельеф поверхности измеряется с помощью контактной, амплитудно-модуляционной АСМ, а также инновационной методики Hybrid Mode™, как на воздухе, так и в жидкости.

d) Анализ кривых

Анализ кривых различной природы (зависимость силы, амплитуды, частоты, фазы или тока от расстояния, а также ВАХ, АЧХ и много другое) даёт в дополнение ко всему мощный инструмент для характеристики образца.

e) Исследование магнитных свойств

МСМ измерения НЕКСТ позволяет проводить с использованием двухпроходных методик, построчной и покадровой.

f) Электрические измерения

NEXТ позволяет реализовать широкий спектр различных электрических измерений, таких как электростатическая силовая микроскопия с фазовой, частотной и амплитудной модуляцией, Кельвин-зондовая силовая микроскопия с фазовой и амплитудной модуляцией, измерение распределения dC/dZ и dC/dV , измерение диэлектрической проницаемости,

отображение сопротивления растекания и силовая микроскопия пьезоотклика.

g) СТМ измерения

Измерения методом сканирующей туннельной микроскопии возможны по методу постоянного тока и постоянной высоты. Кроме того возможно одновременное отображение плотности состояний и работы выхода, а также снятие зависимостей $I(V)$, $I(Z)$, dI/dV и dI/dZ .

h) Наномеханика

Одной из дополнительных возможностей NEXТ является наносклерометрия. NEXТ позволяет получать численные значения твёрдости и модуля Юнга с использованием зондов Берковича и стандартных АСМ кантилеров в зависимости от свойств исследуемого образца.

i) Инновационная методика Hybrid Mode™

Hybrid Mode™ (HD-AFM™) – инновационная АСМ методика, которая с помощью контроллера Hybrid даёт комплексную информацию об образце за один цикл измерений. В процессе измерений зонд тысячи раз в секунду проходит весь диапазон значимых силовых взаимодействий – от нулевого до прямого контактного взаимодействия с образцом. Это позволяет получать распределение широкого спектра морфологических, механических, химических, электрических, магнитных и других характеристик образца.

Для изучения структурных особенностей структур нано- и микроэлектроники разработаны опытные образцы приборов ВЕГА (рис. 7). Прибор работает во всех известных режимах атомно-силовой микроскопии. Максимальный размер образцов 200x200x40 мм.

Дальнейшее совершенствование системы «ВЕГА» предполагает разработку системы кассетной загрузки для пластин типового диаметра – 100, 200 мм под существующие типовые SMIF контейнеры.

Прыжковая АСМ пьезоотклика

Дальнейшее развитие HybridDTM mode позволило создать новые, очень информативно-емкие методы, позволяющие измерять пьезоэлектрические свойства материалов (Рис. 8). 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 АСМ 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.

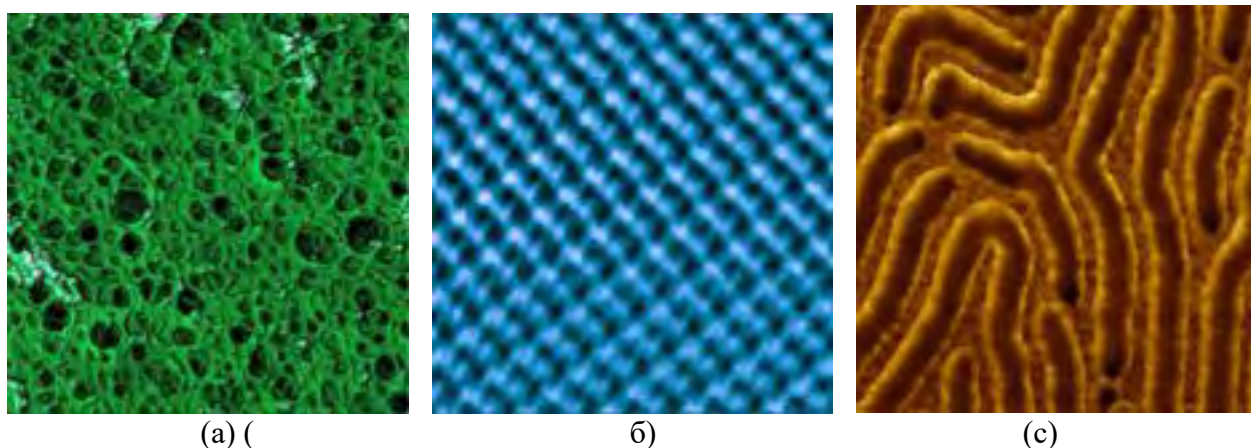


Рис. 6. (а) СОЛВЕР НЕКСТ II. Микропоры в нитроцеллюлозной мембране. АМ-АСМ. Размер скана 7×7 мкм; (б) Кальцит, атомное разрешение. АМ-АСМ в жидкости. Размер скана 7×7 нм, (в) - Молекулы PnBA на слюде. Карта адгезии, Hybrid Mode™. Размер скана 300×300 нм



Рис. 7. Сканирующий зондовый микроскоп ВЕГА; 200 мм пластина, атомарное разрешение на НОРГ, размер скана 6x6 нм; поверхностный потенциал SRAM, размер скана 2,5x1,6 мкм; (<https://www.ntmdt-si.ru/products/automated-afm/vega>)

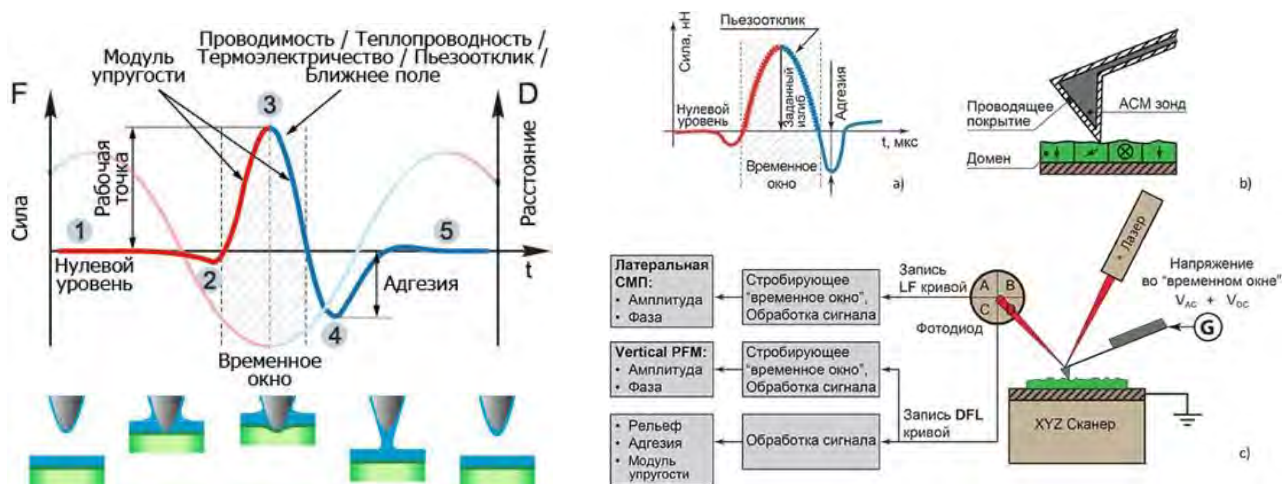


Рис. 8. Hybrid™ mode – Прыжковая АСМ

Капиллярная микроскопия

В 1989 году американским физиком, профессором Паулем Хансма 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, как правило, хлорсеребряные или платиновые. В настоящее время работы по капиллярной микроскопии получили серьезное развитие благодаря работам группы специалистов под руковод-

ством проф. Ю. Е. Корчева. 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/ntegra-marlin>).

В настоящее время разработана методика быстрого и надежного изготовления капиллярных систем для СМПП с диаметром выходного отверстия 10–20 нм, что позволяет с высоким разрешением проводить измерения. При этом себестоимость зонда СМПП значительно ниже стоимости кантилевера АСМ.

СМПП изображения нейрона из гиппокампа мыши (10 x 10 x 6,3 мкм) и риновируса.

Бесконтактный скачковый алгоритм СМПП 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

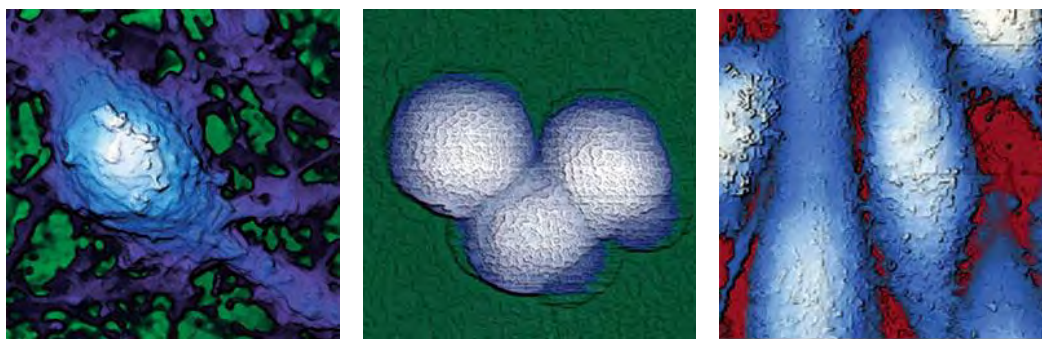


Рис. 9. РСМИП изображения нейрона из гиппокампа мыши (10x10x6,3мкм), изображение рельефа риновируса (200x200x100нм), и клеток карциномы РС3 предстательной железы человека (40x40x6,8 мкм)полученных методами капиллярной микроскопии (<https://www.ntmdt-si.ru/products/features/ntegra-marlin>)

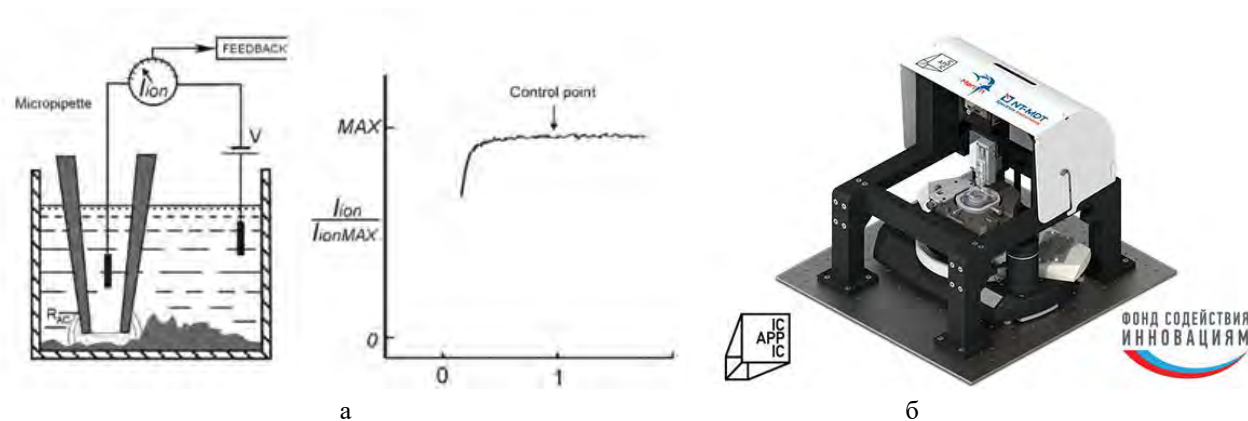


Рис. 10. Принцип работы (а) и измерительная головка СММП АСМ (б)

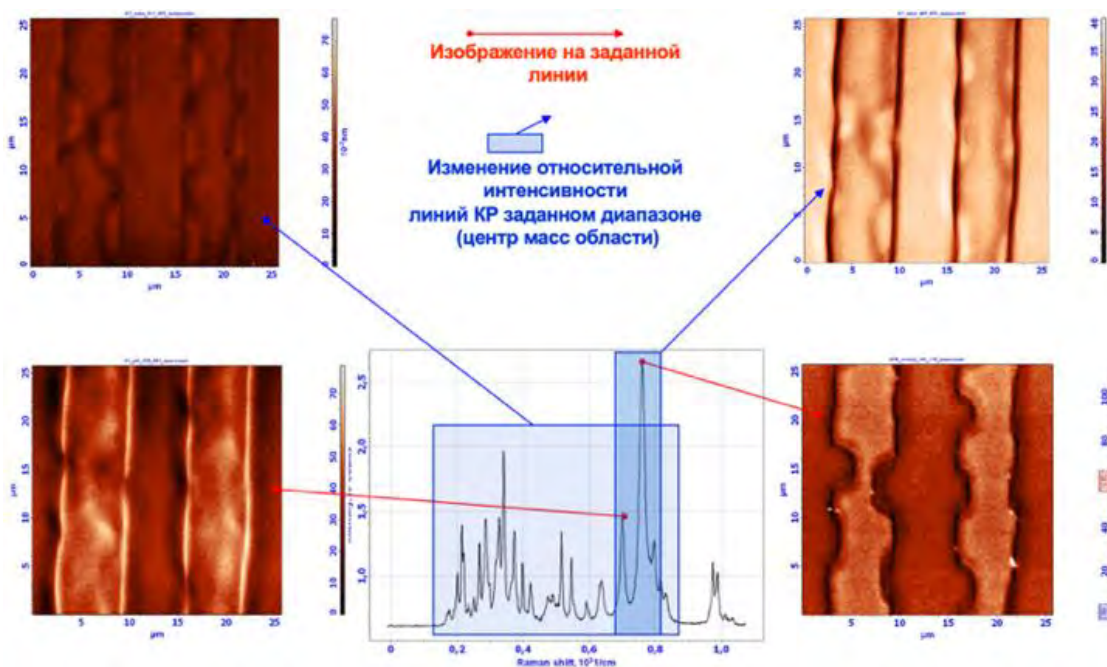


Рис. 11. Конфокальная Рамановская спектроскопия титанилфосфата калия (КТiOPO4) на глубине 500нм от поверхности образца (а) и конфокальное изображение относительного изменения интенсивности спектра КР в диапазоне 660–740 см⁻¹

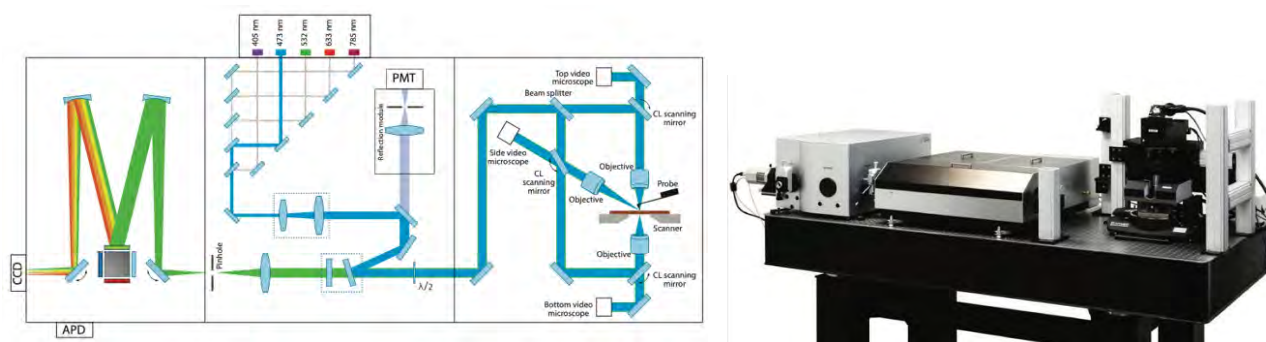


Рис. 12. Схема и фотография прибора СПЕКТРА-2. https://www.ntmtdt-si.ru/data/media/files/products/ntegra/Spectra-II/Spectra-II_A4_en_web_spreads.pdf

приближается к образцу в вертикальном направлении, становится возможным визуализировать даже те объекты, которые «подвешены» в пространстве.

Комбинация СМПП и Hybrid™ метода АСМ 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 НТ-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 нанoeлектроники 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.

Сканирующая многофункциональная спектроскопия комбинационного рассеяния (Рамановская) в комбинации с АСМ (<https://www.ntmtdt-si.ru/products/afm-raman-nano-ir-systems/ntegra-spectra-ii>).

Разработка зондов со специальными покрытиями, способными концентрировать оптические плазмоны, позволило создать приборы на основе эффекта гигантского усиления Рамановского рассеяния – создать методы Tip Enhanced Raman Scatterings (TERS).

Методика информативна для изучения, в том числе, сегнетоэлектриков, предельно тонких углеродных материалов – графены, углеродные нанотрубки, слоистые полупроводники, а также квантовых точек, нанопроволок и других материалов, активных в комбинационном рассеянии.

Безапертурная ближнепольная микроскопия

Развитие сканирующей ближнепольной оптической микроскопии (СБОМ) привело к созданию системы обеспечивающей в режиме СБОМ разрешение, близкое к разрешению атомно-силовой микроскопии. В этом режиме в процессе сканирования регистрируется модулированное острием колеблющегося кантилевера рассеянное излучения лазерного излучения, фокус которого совмещен с зондом кантилевера (Рис. 6). В особенности интересно использова-

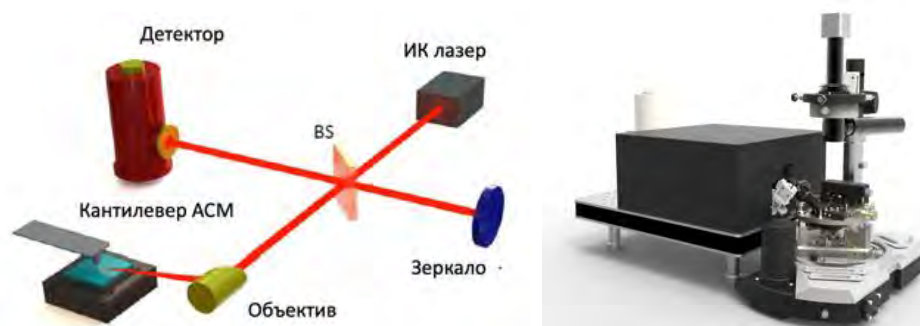


Рис. 13. Схема и фотография прибора ИНТЕГРА Нано ИК <https://www.ntmdt-si.ru/products/afm-raman-nano-ir-systems/ntegra-nano-ir>

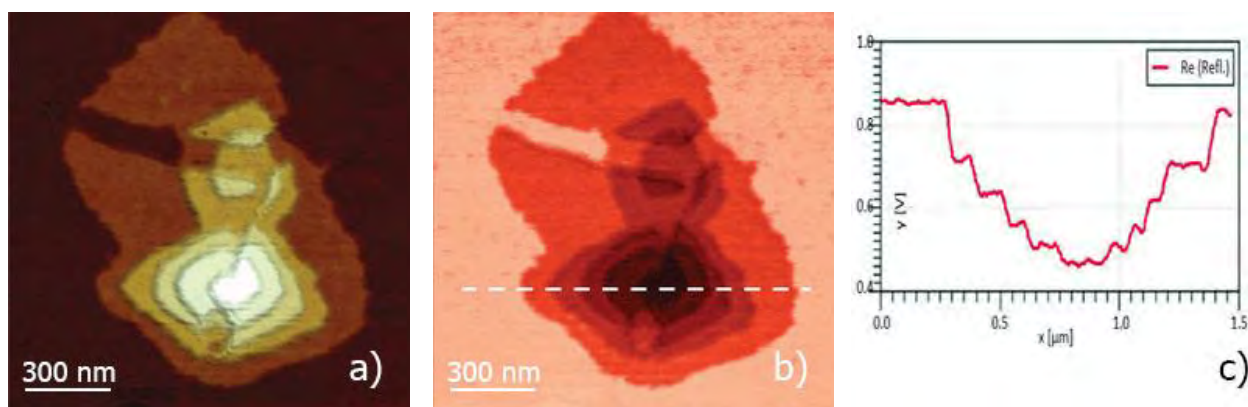


Рис. 14. Рельеф (а), отражение при $\lambda = 10.6$ мкм (b) и сечение сигнала отражения (с). Образец представлен Dr. A. Mourran (DWI, Aachen, Germany). Измерения проводились Dr. G. Andreev (EVS Co)

ние перестраиваемых широкодиапазонных инфракрасных лазеров. При этом можно с высоким разрешением регистрировать характеристическое взаимодействие излучение с конкретными функциональными группами и изучать пространственное распределение (Рис. 7).

Контраст ИК отклика между тонкими и мягкими слоями тиофена на кремнии легко различим. Каждая из пяти 3,4 нм ступеней разрешима. Пространственное разрешение составляет $\sim \lambda/1000$.

Наноэдюкаторы

Для студенческих лабораторий, кванториумов, образовательных школ за последние годы разработаны новые версии приборов НАНОЭДЬЮКАТОР и Солвен-НАНО

NanoEducator II – это сканирующий зондовый микроскоп, который сочетает в себе простоту, устойчивость к случайным поломкам, низкую стоимость эксплуатации, возможность использовать в образо-

вательном процессе и профессиональный функционал атомно-силового микроскопа.

NanoEducator II может быть использован в различных научных и практических приложениях.

NanoEducator II, несмотря на свою компактность и простоту эксплуатации, поддерживает все базовые методики атомно-силовой и сканирующей туннельной микроскопии, поэтому он может быть использован для любых рутинных АСМ и СТМ измерений и экспериментов в научных исследованиях. Для примера показаны результаты некоторых экспериментов в различных научных приложениях:

1. Исследование атомных структур.
2. Исследование металлических наноструктур.
3. Исследование магнитных структур.
4. Исследование полимерных объектов.
5. Исследование биологических объектов.
6. Исследование углеродных наноматериалов.

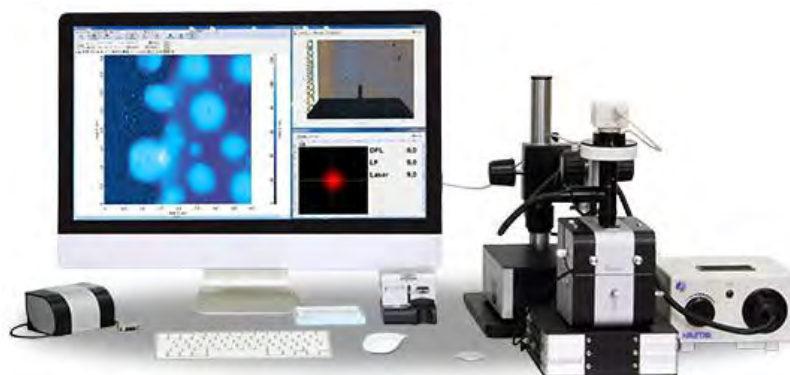
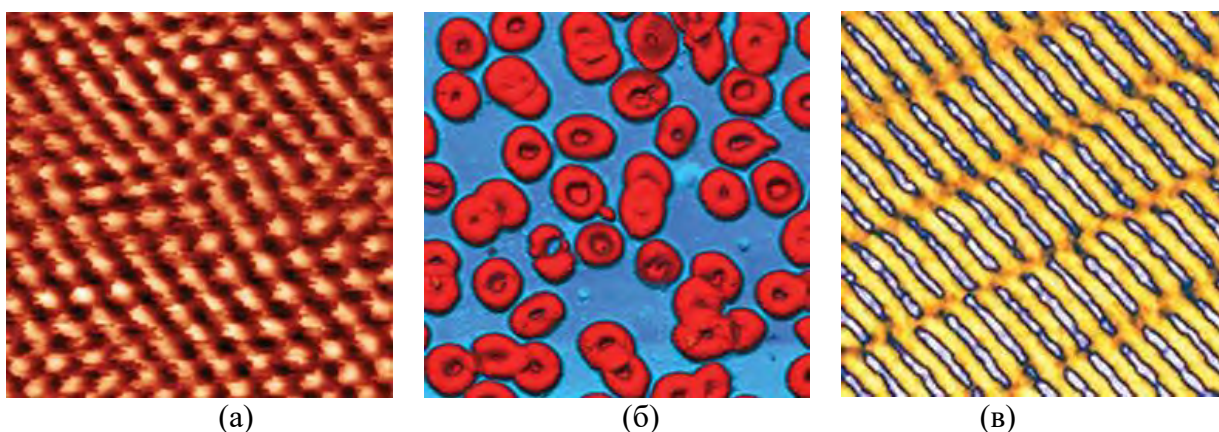


Рис. 15. Сканирующий зондовый микроскоп Солвер НАНО



(а)

(б)

(в)

Рис. 16. Результаты, полученные на приборах НАНОЭДЬЮКАТОР II – (а) – атомарная решетка высоко-ориентированного графита, размер скана 4x4 нм; (б) клетки крови, размер скана 50x50 мкм; (в) – магнитные домены НЖМД, размер скана 30x30 мкм

Выводы

Можно уверенно констатировать, что к настоящему времени в России выполнены разработки и организовано производство широкого круга конкурентоспособных сканирующих зондовых микроскопов мирового уровня качества. В настоящее время более 4000 приборов эксплуатируется в 63 странах Мира. Ежегодно более 1000 статей с результатами, полученными на наших приборах публикуется в высокорейтинговых журналах по всему Мирау. Для лабораторий – созданы приборы линии ИНТЕГРА, для системы образования в школах и колледжах – бюджетные, но достаточно мощные НАНОЭДЬЮКАТОРЫ и СОЛВЕР-НАНО, а для исследовательских работ –

приборы кратко описанные в настоящей статье. Следует отметить, что развитие нанопэлектроники, создание новой элементной базы дают возможность дальнейшего совершенствования приборов, все более и более внедрять системы искусственного интеллекта в программное обеспечение с раскрытием возможностей развивающейся элементной базы контроллеров срок морального старения которых сегодня составляет около 5 лет.

Дальнейшее совершенствование приборов позволит их использовать и в исследовательских и разрабатывающих производствах профиля микро- и нанопэлектроника, образовательных и исследовательских лабораториях широкого профиля, медицинских диагностических центрах.

Модификация моноатомного слоя Вi адсорбцией атомов Ва

Ю.Е. Вековшинин^{1,*}, Д.В. Грузнев¹, А.Ю. Тупчая¹, Л.В. Бондаренко¹, А.Н. Михалюк^{1,2}, А.В. Зотов¹, А.А. Саранин¹

¹ Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН Владивосток 690041

² Институт наукоёмких технологий и передовых материалов, Дальневосточный федеральный университет, Владивосток

*vekovsh981@gmail.com

Представлены результаты исследования поверхностной реконструкции $\sqrt{7}\times\sqrt{7}$ -(Bi, Ва)/Si(111) с помощью сканирующей туннельной микроскопии (СТМ), дифракции медленных электронов (ДМЭ), фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСУР). В результате адсорбции атомов Вi и Ва на поверхности кремния образуются кластеры, которые могут существовать как отдельно, так и образовывать плотноупакованные домены с периодом $\sqrt{7}\times\sqrt{7}$.

Введение

2D структуры на основе висмута (Вi) представляют большой интерес для современной физики конденсированного состояния. Вi является самым тяжёлым стабильным элементом, что приводит к возникновению таких явлений как гигантское спиновое расщепление типа Рашбы [1], усиленный дипольный момент кривизны Бэрри [2] и др. На поверхности кремния, зонная структура реконструкции Вi характеризуется большой энергетической щелью, т.е. все спин-расщеплённые состояния расположены ниже уровня Ферми. Возможна модификация висмутовых слоёв элементами первой и второй группы с целью изменения положения E_F в результате переноса заряда в атомный слой Вi [3].

В настоящей работе в качестве модификатора поверхности Вi/Si(111) был выбран Ва. Металлы II группы легко отдают внешние s-электроны, что с успехом используется для модификации электронных структур, например, графена [4]. В результате адсорбции Ва с последующим отжигом произошло формирование новой реконструкции $\sqrt{7}\times\sqrt{7}$ -(Bi, Ва)/Si(111), структура и свойства которой были изучены экспериментальными методами СТМ, ДМЭ и ФЭСУР.

Результаты и обсуждение

Процесс формирования 2D соединения $\sqrt{7}\times\sqrt{7}$ -(Bi, Ва)/Si(111) заключался в осаждении атомов Ва при комнатной температуре на поверхность Si(111)- α - $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -Вi (1/3 МС) и последующим отжигом при 500°C. На первых стадиях адсорбция Ва приводит к полному разрушению поверхностной структуры; СТМ и ДМЭ регистрируют отсутствие какого-либо

дальнего порядка. Однако при дальнейшей адсорбции наблюдается образование отдельных ярких кластеров, которые с увеличением покрытия Ва агрегируются в плотноупакованные массивы с периодом $\sqrt{7}\times\sqrt{7}$ (Рис. 1). На основе данных РФЭС и ФЭСУР определено покрытие элементов в данной реконструкции (0,33 МС Вi и 0,8 МС Ва) и электронная структура, соответственно. На основе данных СТМ и расчетов из первых принципов предложена структурная модель.

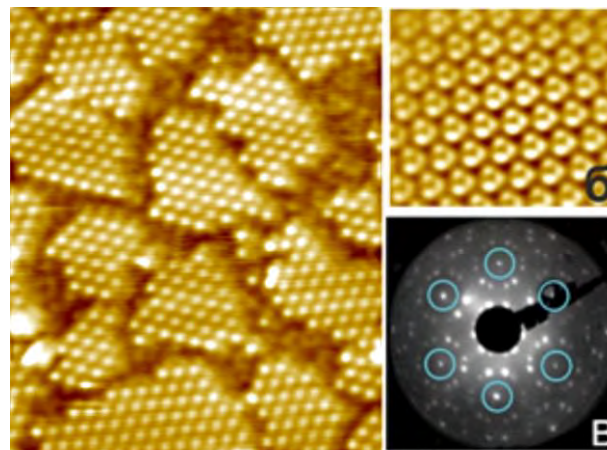


Рис. 1. Реконструкция $\sqrt{7}\times\sqrt{7}$ -(Bi, Ва)/Si(111). а – СТМ изображение 23×27 нм²; б – СТМ высокого разрешения 5×5 нм²; в - ДМЭ изображение. Выделены рефлексы 1×1

Литература

1. Gierz I. *et al.* // Phys. Rev. Lett., 103, 046803 (2009).
2. Jin K.-H. *et al.* // Nano Lett. 21, 9468 (2021).
3. Gruznev D.V. *et al.* // Sci. Rep. 4, 4742 (2014).
4. McChesney J. *et al.* // Phys. Rev. Lett., 104, 136803 (2010).

Электронно-микроскопические исследования гибридного наноматериала ZrC/МУНТ

И.В. Вилков^{1, §}, Б.С. Каверин¹, А.М. Объедков¹, Н.М. Семёнов¹, С.Ю. Кетков¹

¹ Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева РАН, ул. Тропинина, д. 49, Нижний Новгород, 603137.

[§]mr.vilkof@yandex.ru

Гибридные наноматериалы на основе многостенных углеродных нанотрубок (МУНТ), декорированные наноразмерными покрытиями карбида циркония (ZrC), были получены методом МOCVD с применением бисциклопентадиенил цирконий дихлорида ((C₅H₅)₂ZrCl₂) в качестве прекурсора. Методами электронной микроскопии исследованы строение, морфология, химический и фазовый состав гибридных наноматериалов ZrC/МУНТ.

Введение

Создание новых материалов является одной из актуальной задачей химии и материаловедения. Современные методы синтетической нанохимии и исследований позволяют создавать сложные композитные материалы с контролируемой наноразмерной архитектурой. Такие материалы обладают большим спектром преимуществ и демонстрируют уникальные свойства. Углеродные нанотрубки (УНТ) являются одним из таких перспективных наноматериалов. Благодаря развитию методов производства УНТ они рассматриваются как перспективные упрочняющие и проводящие добавки в композитные материалы. Создание гибридных наноматериалов на основе многостенных углеродных нанотрубок (МУНТ) модификацией их поверхности, осаждением на них наночастиц или нанопокровов позволяет создавать функциональные наноматериалы, а также кардинально изменять свойства. Благодаря подобной модификации становится возможным создание сверхпрочных композитных материалов на основе металлических, полимерных и керамических матриц, армированных углеродными нанотрубками. Например, композитные материалы на основе алюминиевой матрицы 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, что делает их перспективными носителями наноразмерных катализаторов.

Изучение таких материалов невозможно без применения современных методов электронной микроскопии. В настоящей работе представлено исследование гибридного наноматериала ZrC/МУНТ. Гибридные материалы, представляющие собой МУНТ, поверхность которых, декорирована цирконий-содержащими нанопокровками, могут найти применение в качестве упрочняющих добавок в композитные материалы. Высокая каталитическая активность цирконий-содержащих наночастиц в совокупности с уникальными свойствами УНТ делает подобные материалы перспективными катализаторами.

Методика эксперимента

Непосредственно гибридный наноматериал ZrC/МУНТ был получен методом МOCVD в проточном реакторе при пиролизе паров (C₅H₅)₂ZrCl₂ 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. Поток паров прекурсора контролировался температурой испарителя (T_{vap}), а скорость осаждения температурой реактора (T_{pyr}). Таким образом оптимальными T_{vap} и T_{pyr}, определяющими однородностью получаемого нанопокровка и максимизацией выхода продукта, являются 150 °C и 900 °C, соответственно. Толщина покрытия контролировалась массовым соотношением (C₅H₅)₂ZrCl₂:МУНТ, которое составляло от 2:1 до 10:1.

Морфология и строение гибридных наноматериалов были исследованы методами электронной микро-

скопии с использованием сканирующего электронного микроскопа Hitachi Regulus SU8100, оснащенного приставкой элементного анализа Bruker XFlash 6-60, при ускоряющем напряжении от 0,5 кВ (в режиме торможения электронов) до 15 кВ. Образцы – пучки гибридного наноматериала фиксировались на углеродный токопроводящий скотч. Просвечивающая электронная микроскопия проводилась на JEOL JEM 2000EX на ускоряющем напряжении 100 кВ. Образцы ZrC/МУНТ диспергировались ультразвуковой ванне в течение 30 мин в изопропиловом спирте, после чего наносились на предметную сетку с углеродом.

Результаты и обсуждение

Гибридный наноматериал ZrC/МУНТ представляет собой нанотрубки декорированные сплошным нанопокрывтием ZrC (Рис. 1 (а) и (в)) или наночастицами ZrC, что зависит от условий син-

теза. Покрытие однородное и равномерное. В случае соотношения прекурсоров 2:1 наночастицы $d_{ср} = 8$ нм с дисперсией $\sigma = 2$ нм, равномерно покрывают поверхность МУНТ, почти без перекрытий. Увеличение соотношения до 10:1 приводит к формированию сплошного нанопокрывтия толщиной до 80 нм. Покрытие является поликластерным, о чём свидетельствует электронная дифракция. Согласно электронной микродифракции (Рис. 1 (г)) кристаллической фазой наночастиц и нанопокрывтия является кубическая фаза ZrC с ГЦК решёткой (PDF 00-035-0784).

Данные ЭДС указывают на наличие Zr и C в составе нанопокрывтия. Наличие кислорода в спектрах ЭДС объясняется его сорбцией на поверхности нанопокрывтия. Покрытие ZrC на поверхности МУНТ имеет однородный состав, о чём свидетельствует равномерное распределение всех элементов на картах (Рис. 2).

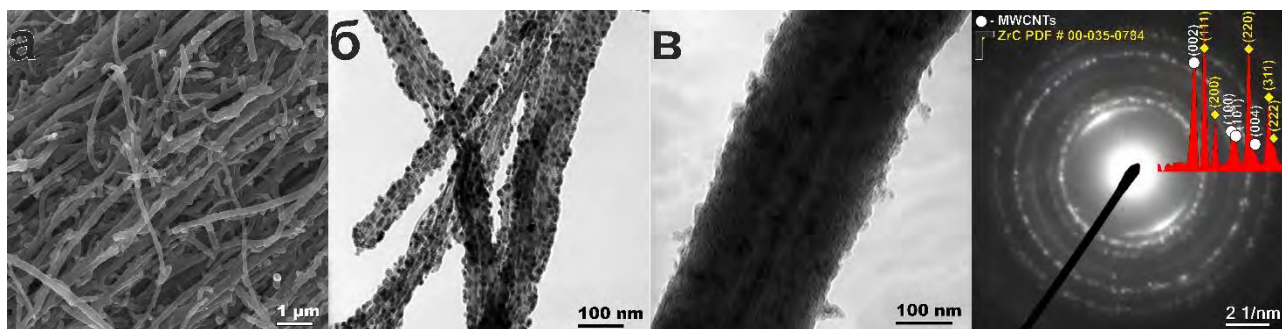


Рис. 1. Снимок СЭМ гибридного наноматериала ZrC/МУНТ (а), ПЭМ гибридного наноматериала ZrC/МУНТ, полученного при соотношении прекурсоров 2:1 (б), 10:1 (в); микродифракция от единичной МУНТ, декорированной нанопокрывтием ZrC, со вставкой профиля интегрирования по углу и фазовой расшифровкой (г)

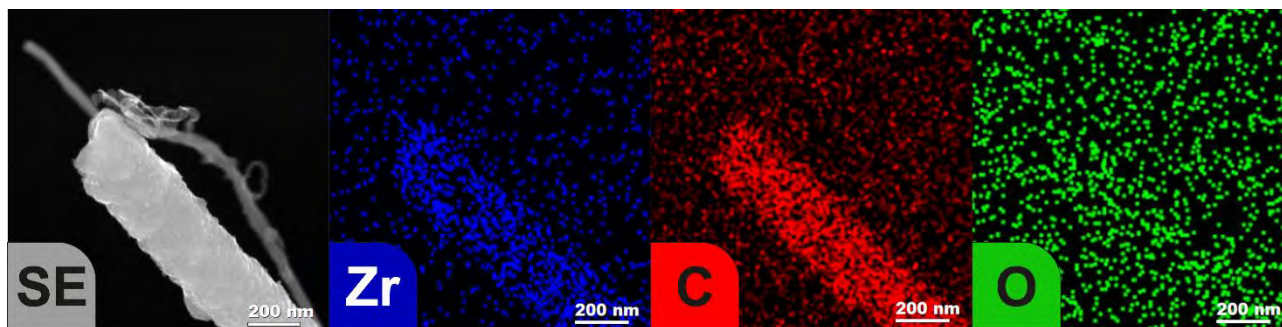


Рис. 2. Снимки СЭМ единичной МУНТ, декорированной ZrC нанопокрывтием, и карты распределения элементов: Zr, C и O одной и той же области

Литература

1. Aborkin A.V // Technical Physics Letters, 46(3), 207–210, 2020.
2. Aborkin A.V. // Journal of Physics: Conference Series, 1331(1), 012001, 2019.

Взаимодействие газов с биметаллическими наноструктурированными покрытиями на графите в присутствии электрического поля

А.К. Гатин, М.В. Гришин*, С.А. Озерин, С.Ю. Сарвадий, Б.Р. Шуб

¹ Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н.Н. Семенова РАН, ул. Косыгина, 4, Москва, 119991.

*mvgrishin68@yandex.ru

Установлено, что при одновременном нанесении на поверхность графита водных растворов нитратов меди и никеля с последующим прогревом в вакууме на подложке образуются медно-никелевые наночастицы диаметром 4–8 нм. Выявлено влияние электрического поля на восстановление в СО оксида на поверхности медно-никелевых наночастиц: при потенциалах образца $\varphi \leq +1$ В относительно потенциала земли скорость восстановления возрастает, а при $\varphi \geq +5$ В - резко падает. Механизм влияния электрического поля на восстановление поверхностного оксида связан с ориентированием молекулы СО в сильном электрическом поле непосредственно вблизи поверхности наночастиц.

Введение

Электрическое поле может оказывать влияние на химическое взаимодействие между молекулами, находящимися в газовой фазе и адсорбированными на поверхности частицами. Например, такому влиянию подвержена реакция Дильса-Альдера. Эти явления наблюдаются не только в «сильных» (с напряженностью 10^9 В/м и выше), но и в «слабых» (с напряженностью 10^6 В/м и менее) электрических полях, что в настоящее время не имеет разумного объяснения. Цель нашей работы состояла в выяснении возможного механизма воздействия «слабого» электрического поля на восстановление оксида на поверхности частиц из состава медно-никелевого наноструктурированного покрытия.

Эксперимент и обсуждение

Для формирования покрытия на поверхность графита наносились водные растворы $\text{Cu}(\text{NO}_3)_2$ и $\text{Ni}(\text{NO}_3)_2$, высушивались и отжигались в течение 28-30 часов при 700 К в условиях сверхвысокого вакуума. В результате на графите образовались как многочисленные кластеры, состоящие из сферических наночастиц диаметром порядка 4-8 нм, так и изолированные наночастицы (Рис. 1). Электронное строение нанесенных наночастиц, определенное методами сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии, соответствует электронному строению металла. Результаты исследования в сканирующем электронном микроскопе локального элементного состава поверхности образца показали, что образовавшиеся наночастицы состоят из медно-никелевого сплава.

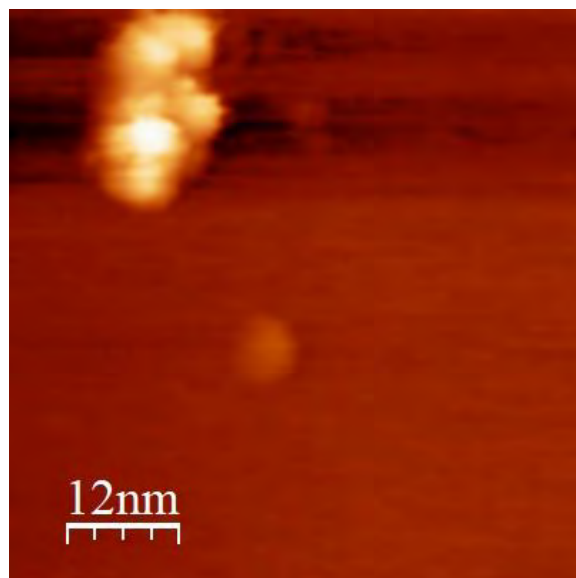


Рис. 1. Поверхность графита с CuNi-частицами

Медно-никелевое покрытие окислялось кислородом ($P_{\text{O}_2} = 1 \times 10^{-6}$ мбар, $T = 300$ К) непосредственно в установке. При этом на поверхности наночастиц появилась оксидная пленка, характеризующаяся запрещенной зоной шириной 1.2–1.6 эВ.

Экспозиция в СО образца при различных значениях приложенного относительно земли потенциала, φ , приводила к частичному восстановлению окисленной поверхности наночастиц. При потенциале образца $\varphi \leq +1$ В происходило восстановление от 80% ($\varphi = 0$ эВ) до 95% ($\varphi = -1$ и $+1$ В) поверхности наночастиц, а при потенциалах образца $\varphi +5$ В и $+10$ В доля восстановленных участков не превышает 28%. Полученные результаты значительно отличаются от таковых для гомогенных (медного или никелевого) наноструктурированных покрытий.

В указанных условиях эксперимента окисленные наночастицы Ni, сформированные на поверхности ВОПГ методом пропитки, не восстанавливаются. Скорость восстановления окисленных наночастиц Cu существенно зависит от знака потенциала: при $\varphi = -1$ В эффективность восстановления окисленной поверхности медных наночастиц значительно выше, чем при $\varphi = +1$ В [1].

При объяснении полученных экспериментальных результатов необходимо учесть ряд факторов. Поскольку молекула CO полярна, то электрическое поле внутри асимметричного конденсатора, образованного зондом СТМ и поверхностью образца, влияет на ее ориентацию. Изменяя направление электрического поля, можно предотвратить или способствовать восстановлению оксида на поверхности CuNi-наночастиц. Из-за малого радиуса кривизны зонда СТМ ($\rho \sim 10^{-9}$ м) напряженность локального электрического поля, E, вблизи поверхности наночастиц может быть очень высокой ($\rho E = \text{const}$). В соответствии с [1] результаты эксперимента по восстановлению окисленных CuNi-наночастиц в CO могут быть описаны простой двухуровневой моделью, в которой молекулы CO могут быть ориентированы к наночастице положительным зарядом (атомом углерода) и отрицательным зарядом (атомом кислорода). Если за основное состояние молекулы CO принять ориентацию положительным зарядом к поверхности, мы получим следующее соотношение для концентраций молекул CO с различной ориентацией:

$$C_{CO+} = C_{CO-} \times \exp(-Ed/k_B T),$$

где k_B – постоянная Больцмана, E – напряженность электрического поля вблизи поверхности наночастицы, d – электрический дипольный момент молекулы CO, C_{CO-} и C_{CO+} – концентрации молекул CO, ориентированных положительным и отрицательным зарядом к образцу, соответственно.

Кроме того следует также учесть, что в рассматриваемом образце возможен перенос электронов между тремя компонентами системы: атомами никеля, атомами меди и графитом. Перенос заряда между атомами никеля и меди определяется их электроотрицательностью: Ni – 1.91, Cu – 1.90 (по Поллингу). Т.е. вероятен перенос электрона от атомов меди и к атомам никеля. Учитывая, что работа выхода электрона составляет для углерода 4,7 эВ, а

для медно-никелевого сплава с равным количеством атомов обоих типов – 5 эВ, можно заключить, что наночастицы, нанесенные на графит, получили избыточную электронную плотность. Таким образом, даже в отсутствии электрического потенциала медно-никелевые наночастицы заряжаются отрицательно и создают вокруг себя такое электрическое поле, которое может ориентировать молекулу CO положительным зарядом (атомом углерода) к наночастице, что значительно повышает вероятность ее взаимодействия с поверхностным оксидом. Для подавления этого поля необходимо придать образцу значительный потенциал ($\varphi \geq +5$ В), что приводит к ориентации молекул CO «отрицательным зарядом» (атомом кислорода) к наночастице и снижению вероятности взаимодействия.

Таким образом, при $\varphi \leq +1$ В восстановление происходит только за счет молекул, обращенных своим углеродным концом к наночастицам, т.е. ориентированным положительным зарядом к наночастицам, а при $\varphi \geq +5$ В – только за счет дезориентированных молекул. Полученные данные позволяют также оценить значение напряженности электрического поля вблизи поверхности наночастицы, которое составляет $E \approx 11 \times 10^9$ В/м.

Результаты и выводы

Показано, что ориентация молекулы CO углеродным концом к наночастице способствует восстановлению окисленной поверхности CuNi-наночастиц. Основным фактором, влияющим на локальную напряженность электрического поля, является характерный размер элементов наноструктурированного покрытия, этот эффект может наблюдаться и в слабых электрических полях, если размер наночастиц составляет 1–10 нм.

Аналогичные эффекты обнаружены для покрытий, образованных наночастицами золота и никеля, а также золота и меди.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФИЦ ХФ РАН, а также при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 20-03-00419).

Литература

1. Sarvadii S.Y., Gatin A.K., Kharitonov V.A. *et al.* // *Nanomaterials*, 11, 279 (2021).

Магнитоупругий эффект в многослойных ферромагнитных плёнках Co/Pt

Р.В. Горев*, М.В. Сапожников, Н.С. Гусев, О.Г. Удалов

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

*gorevrv@ipmras.ru

Методом магнитно-силовой микроскопии исследована доменная структура в растянутой многослойной ферромагнитной плёнке Co/Pt с перпендикулярной анизотропией. Анализ изображений подтверждает формирование теоретически предсказанных зигзагообразных доменов.

Введение

Доменные стенки (ДС) в тонких ферромагнитных плёнках 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 в численном эксперименте было показано, что в условиях деформации лабиринтные ДС в многослойной плёнке Co/Pt имеют зигзагообразную структуру из-за изменения константы поверхностного взаимодействия Дзялошинского-Мория (пВДМ), вызванного приложением одноосных деформаций растяжения или сжатия [1,2].

Результаты и обсуждение

Для экспериментальной проверки полученных теоретических предсказаний были изготовлены образцы многослойных магнитных структур (Co 0.7 нм/Pt 1 нм)₄. Образующиеся доменные структуры при разных величинах деформации исследовались методами МСМ с последующим Фурье-анализом полученных изображений. Перед каждым магнитно-силовым измерением плёнка размагничивалась в переменном магнитном поле. На рис. 1 приведены результаты, полученные для одного из образцов для случая недеформированной плёнки и плёнки, одноосно растянутой на 0.1%. В первом случае наблюдается изотропная доменная структура с характерным периодом 200 нм (рис. 1а), которой соответствует кольцевая форма Фурье-образа (рис. 1в). При растяжении плёнки доменная структура меня-

ется (рис. 1б), при этом на Фурье-изображении появляется 4 максимума (рис. 1г), что подтверждает формирование зигзагообразной доменной структуры. Угол, характеризующий ориентацию доменных стенок относительно главных осей тензора пВДМ составляет в этом случае примерно 40°. Период доменов сохраняется, равным 200 нм.

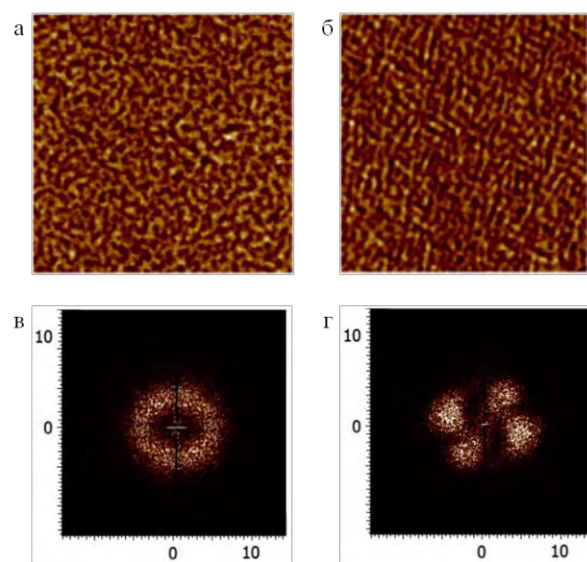


Рис. 1. а, б — МСМ изображения многослойной плёнки Co/Pt до и после растяжения на 0.1% соответственно; в, г — соответствующие Фурье-образы

Работа выполнена в рамках госзадания (грант № 0030-2021-0021).

Литература

1. Udalov O.G., Sapozhnikov M.V. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, V. 519, 167464 (2021).
2. Gusev N.S., Sadovnikov A.V., Nikitov S.A. *et al.* // Physical Review Letters, V. 124, 157202 (2020).

Исследование эффекта резистивного переключения в мемристорных структурах Ag/Ge/Si методом атомно-силовой микроскопии

О.Н. Горшков¹, Д.О. Филатов¹, Д.А. Антонов^{1*}, А.В. Круглов¹, С.А. Денисов²,
И.Н. Антонов¹, М.Е. Шенина¹, В.Е. Котомина², В.А. Воронцов¹, М.А. Рябова¹

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского (ННГУ им. Н.И. Лобачевского), пр-т Гагарина 23, Нижний Новгород, 603022

² Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина 23, корп.3, Нижний Новгород, 603022

*antonov@phys.unn.ru

Экспериментально изучены особенности резистивного переключения (РП) в отдельных дислокациях мемристорных структур на основе эпитаксиальных слоев Ge/Si(100) методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) с проводящим зондом. Верхние Ag электроды мемристорных структур Ag/Ge/Si удалялись с помощью ионного распыления под малыми углами. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) контакта АСМ зонда к частицам металла, оставшимся в дислокационных лунках травления, демонстрировали устойчивый гистерезис, характерный для энергонезависимого биполярного РП. Полученные ВАХ находятся в хорошем качественном соответствии с ВАХ лабораторных макетов мемристоров с электродами микронных размеров. Результаты работы показывают, что функционирование изученных мемристорных структур основано на формировании и разрыве единичного металлического филамента, проходящего через ядро прорастающей дислокации.

Введение

Электронные приборы, принцип действия которых основан на эффекте резистивного переключения (РП), получили название мемристоров [1]. Эффект РП заключается в бистабильном (мультистабильном) обратимом изменении электросопротивления изолирующего слоя под действием приложенных к обкладкам импульсов электрического напряжения соответствующей полярности [2]. Общепринятым механизмом РП в мемристорных устройствах на основе оксидов считается филаментарный механизм, заключающийся в образовании/разрушении, под действием электрического поля, в диэлектрическом слое проводящих нитевидных каналов (филаментов), состоящих из цепочек вакансий по кислороду (conductive filaments) либо из катионов металла активного электрода (conductive bridges) [3]. Недавно в [4] продемонстрирован новый тип мемристоров на основе структур Ag/Si_{0.9}Ge_{0.1}/Si(001) с релаксированными эпитаксиальными слоями (ЭС) SiGe/Si(001) – так называемая Epitaxial RRAM или EpiRRAM. В данных устройствах филаменты представляют собой цепочки атомов Ag, заполняющие ядро дислокаций в ЭС SiGe. Вместе с тем, детали механизма РП в подобных мемристорах остаются неизученными.

Методика эксперимента

В настоящей работе, метод АСМ был применен для изучения РП в отдельных филаментах в мемристорных структурах Ag/p-Ge/n⁺-Si(001), Ag/p-Ge/i-Si(001)/n⁺-Si(001), Ag/i-Si/p-Ge/n⁺-Si(001) с релаксированными ЭС Ge, выращенными методом “горячей проволоки” при температуре подложки 325 °С. Прорастающие дислокации на поверхности ЭС выявлялись селективным химическим травлением. Затем методом магнетронного осаждения через маску наносились верхние Ag электроды. На части структур, серебряные электроды удалялись с поверхности Ge распылением под скользящим углом падения (~3) ионами Ag⁺ с энергией 2 кэВ. При этом частицы Ag оставались внутри лунок травления (рис 1 а). Исследования РП проводилось путем измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) прижимного контакта АСМ зонда как к металлическим частицам в лунках травления, так и за их пределами. Для сравнения были исследованы макроскопические структуры. В этом случае, ВАХ измерялись с помощью АСМ зонда, контактирующего с Ag электродом мемристорных структур микронных размеров. Исследования были выполнены при помощи АСМ NT-MDT Solver Pro с использованием АСМ зондов марки HA_HR_DCP.

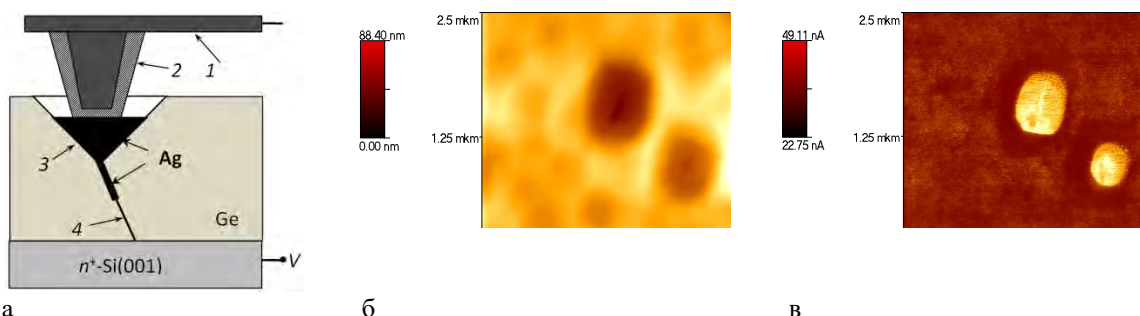


Рис. 1. а — Схема исследования РП в отдельной дислокации в ЭС Ge/Si(001) при помощи АСМ (1 — АСМ кантилевер; 2 — алмазоподобное покрытие АСМ зонда; 3 — лунка травления; 4 — дислокация); б, в — Морфология (б) и токовое изображение (в) отдельных островков Ag в лунках травления

Результаты и обсуждение

Токовые изображения поверхности структуры Ag/p-Ge/n⁺-Si(001) после удаления верхнего электрода демонстрируют (рис. 1в) участки с увеличенными значениями тока, соответствующие ямкам травления (рис. 1б), где АСМ зонд контактирует с частицами Ag оставшимися в лунках травления (рис. 1а). При этом циклические ВАХ демонстрировали выраженный гистерезис, типичный для биполярного энергонезависимого РП (рис. 2, синяя кривая 1). ВАХ измеренные между ямками травления имели нелинейный вид со слабым выпрямляющим эффектом, при этом петля гистерезиса отсутствовала (не показано). РП связано с формированием проводящего филамента в отдельной дислокации под лункой травления вследствие дрейфа ионов Ag⁺ вдоль ядра дислокации под действием электрического поля и разрывом филамента вследствие диффузионного выхода атомов Ag из филамента (дислокации). Полученные ВАХ находятся в хорошем качественном соответствии с ВАХ контакта АСМ зонда к лабораторным макетам мемристоров с электродами микронных размеров (рис. 2, черная кривая 2). Следует отметить, что приведенные ВАХ в области малых электрических напряжений в состоянии СНС имеют линейный характер и качественно совпадают друг с другом (вставка на рис. 2). Были определены средние значения основных параметров РП устройств на одной дислокации: $\langle V_{SET} \rangle \sim 1$ В; $\langle V_{RESET} \rangle \sim -1.2$ В; $I_{CBV}/I_{CHC} = 10^3$ при напряжении чтения $V_{read} = 0.1$ В. Полученные результаты показывают, что РП в мемристоровых структурах на основе ЭС Ge определяется формированием и разрушением отдельного металлизированного филамента, прорастающего по дислокации от верхнего электрода мемристоровой структуры до проводящей подложки.

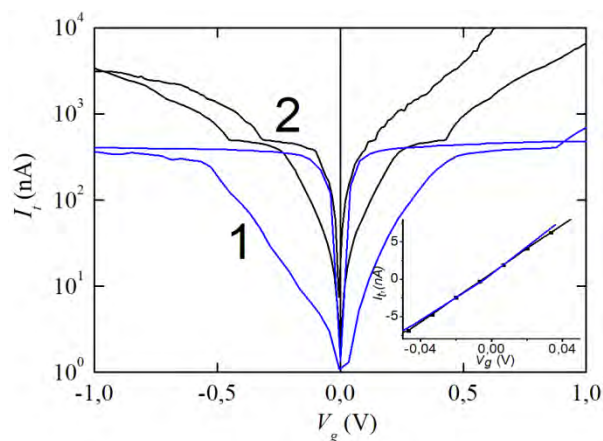


Рис. 2. Циклические ВАХ контакта зонда АСМ к частице Ag внутри лунки травления структуры p-Ge/n⁺-Si (синяя кривая 1) и к верхнему электроду микронных размеров структуры Ag/i-Si/p-Ge/n⁺-Si(001) (черная кривая 2); вставка — участки ВАХ мемристоровых структур в СНС при малых напряжениях

Финансирование

Работа выполнена при поддержке РФФИ (19-29-03026).

Литература

1. Strukov D.B., Snider G.S. *et al.* // Nature, V.453, 7191, P. 80–83 (2008).
2. Lee S.H., Zhu X., Lu W.D. // Nano Research, V. 13, P. 1228–1244 (2020).
3. Ielmini D., Waser R. Resistive Switching: From Fundamentals of Nanoionic Redox Processes to Memristive Device Applications. Wiley-VCH (2016).
4. Choi S., Tan S.H. *et al.* // Nature Materials, V.17, P. 335–340 (2018).

Модификация роста низкоразмерных структур на Si(111) реконструкцией $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -В

Д.В. Грузнев^{1,*}, А.В. Слышкин¹, А.Ю. Тупчая¹, Л.В. Бондаренко¹, А.Н. Михалюк^{1,2},
А.В. Зотов¹, А.А. Саранин¹

¹ Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток, 690041.

² Институт наукоёмких технологий и передовых материалов, Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, 690950.

*gruznev@iacp.dvo.ru

Приведены экспериментальные и расчетные исследования процессов формирования пленок Mg(0001) и GaSb(111) на поверхности Si(111) с внедренной в границу раздела реконструкцией $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -В. Показано подавление образования силицида и рост атомно-гладких ненапряженных пленок. Исследованы их кристаллические и электронные структуры.

Введение

Реконструкция $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -В, которая спонтанно формируется на поверхности сильнолегированных (0,001 Ω -см) бором подложек Si(111) при высокотемпературном отжиге, зарекомендовала себя как стабильная инертная поверхность, пригодная для формирования органических наноструктур и супрамолекулярных ансамблей [1]. Вследствие отсутствия ненасыщенных оборванных связей такая поверхность пригодна также для изменения режима роста некоторых металлов [2]. Кроме того, дырочное легирование приповерхностного слоя приводит к изменениям и некоторым физическим свойствам 2D структур, формирующихся на таких подложках. Например, неожиданный фазовый переход в слое Sn [3] и индуцированная сверхпроводимость в реконструкции Si(111) $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -Sn [4].

В данном докладе обсуждается возможность использования реконструкции $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -В для формирования низкоразмерных структур, формирование которых на «чистой» поверхности кремния затруднено вследствие высокой химической активности входящих в их состав элементов. Представлены результаты экспериментальных исследований методами сканирующей туннельной микроскопии (СТМ), дифракции медленных электронов (ДМЭ) и фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСУР), а также вычислений в рамках теории функционала плотности (DFT).

Результаты и обсуждения

Рост пленок Mg(0001)

Тонкие пленки Mg(0001) представляют интерес как объект исследований квантово-размерных эффек-

тов, прототипов водородных накопителей, топологических состояний (как дираковский полуметалл с нодальной линией [5]) и др. При адсорбции Mg на поверхности кремния формируется объемный силицид Mg₂Si, что сильно ухудшает границу раздела и качество пленки (Рис. 1 а). Для устранения этого недостатка ранее применялась адсорбция магния при криогенных температурах или пассивация поверхности атомным водородом, что сильно усложняет процедуру.

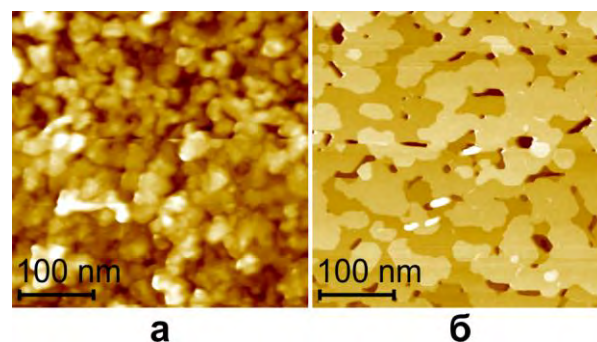


Рис. 1. СТМ изображения поверхности после адсорбции Mg при КТ на: а – Si(111), б – Si(111) $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -В

При росте пленки Mg(0001) на поверхности Si(111) $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -В наблюдается подавление формирования силицида при комнатной температуре (КТ), что приводит к росту гладкой пленки с небольшим числом проколов (Рис. 1 б). Пленка демонстрирует пример ротационной эпитаксии, при которой разворот на 30° (в соответствие с решеткой $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$) снижает несоответствие решеток с 19% до 3,6%. Дифракционные картины и низкотемпературные СТМ изображения (Рис. 2а), а также сравнение расчетных и экспериментальных зонных структур (Рис. 2б), показали высокое кристаллическое качество пленки с ненапряженной ГПУ структурой и

ярко-выраженный эффект размерного квантования (QWS) в ней.

Рост пленок GaSb(111)

Показано изменение режима роста пленок GaSb на поверхности с реконструкцией $\text{Si}(111)\sqrt{3}\times\sqrt{3}\text{-B}$. Данная задача представляет высокую практическую значимость как основа приборных структур (электронных, опто-электронных, т.п.). В настоящее время рост A3B5 на Si осуществляется в основном с использованием многочисленных буферных слоев; без них формируется смачивающий слой Sb, на котором расположены куполообразные островки GaSb различной ориентации [6].

В данной работе показано, что внедрение реконструкции $\text{Si}(111)\sqrt{3}\times\sqrt{3}\text{-B}$ в границу раздела изменяет режим роста с островкового на псевдопослойный (Рис. 3) с гладкой поверхностью и высоким кристаллическим качеством пленки. СТМ анализ реконструкций поверхности показал, что формируется Ga-терминированная пленка.

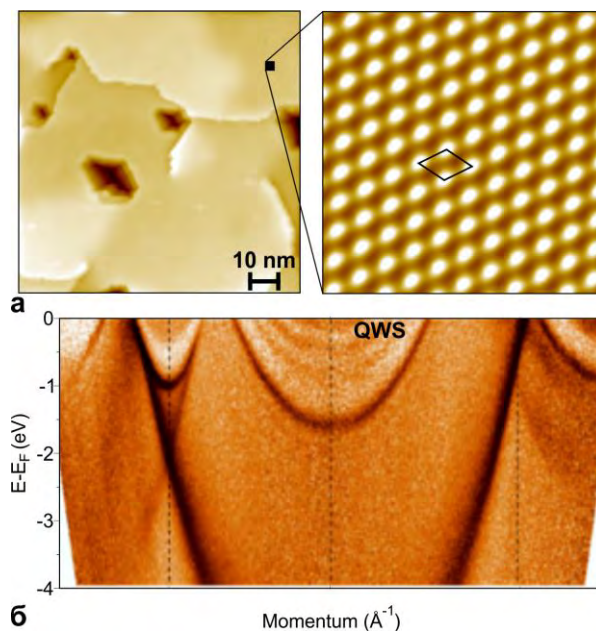


Рис. 2. а – СТМ изображения (110 К) разного масштаба (ячейка 1×1 выделена) и б – спектры ФЭСУР пленки Mg(0001) толщиной 36 слоев

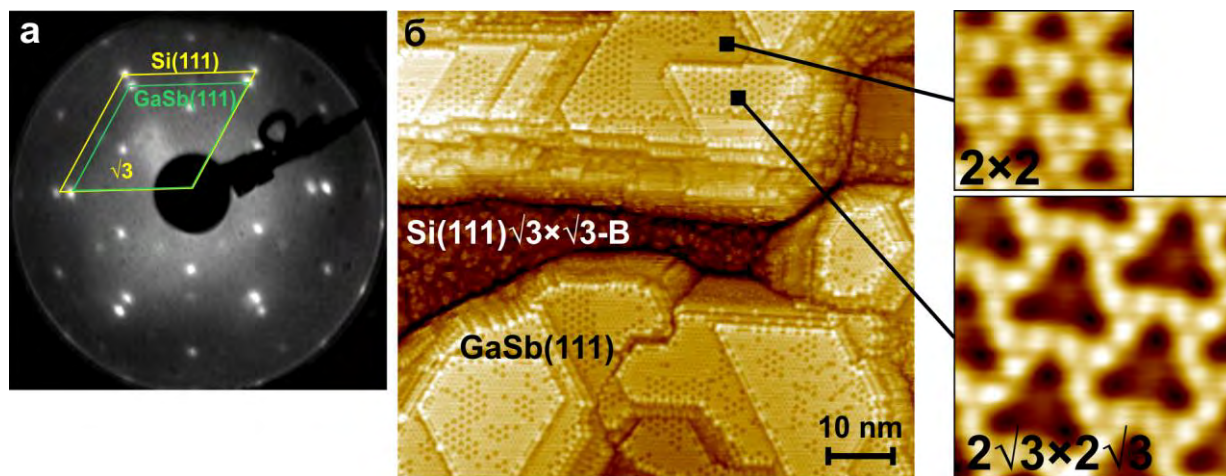


Рис. 3. Пленка GaSb на поверхности $\text{Si}(111)\sqrt{3}\times\sqrt{3}\text{-B}$: а – ДМЭ изображение (ячейки Si(111) и GaSb(111) выделены), б – СТМ изображения пленки с двумя Ga-вакансионными реконструкциями, 2×2 и $2\sqrt{3}\times 2\sqrt{3}$

Работа поддержана грантом РФФИ № 20-02-00497.

Литература

1. Makoudi Y. *et al.* // Surf. Sci. Rep., 72, 316 (2017).
2. Nagase K. *et al.* // Appl. Phys. Express, 13, 085506 (2020).
3. Ming F. *et al.* // Nat. Comm., 8, 14721 (2017).
4. Wu X. *et al.* // Phys. Rev. Lett. 125, 117001 (2020).
5. Li R. *et al.* // Phys. Rev. Lett. 117, 096401 (2016).
6. Hara S. *et al.* // J. J. Appl. Phys. 50, 08LB03 (2011).

К вопросу о количественном описании диссипации зарядов в диэлектриках

П.А. Дементьев^{1*}, Е.В. Дементьева¹, М.С. Дунаевский¹

¹ ФТИ им. А.Ф.Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26.

*demenp@yandex.ru

В работе представлены результаты численного моделирования процессов диссипации зарядов в диэлектрических и полупроводниковых материалах. Показано, что электрическое взаимодействие зарядов заметно влияет на временные зависимости зарядовых пятен. Кроме того, наглядно продемонстрировано, что характер диссипации зависит от соотношения начального размера зарядовой области, коэффициента диффузии и геометрических размеров образцов.

Введение

Диэлектрические материалы, такие как диоксид кремния SiO₂ или диоксид гафния HfO₂ широко используются в различных структурах, в которых ключевую роль играют их электрофизические свойства. Исследование электрофизических свойств важно и при изучении полупроводниковых материалов, таких как Ga₂O₃ или A^{III}B^{IV}. Традиционно для исследования таких свойств используются различные модификации сканирующей Кельвин-зонд микроскопии (СКЗМ). Одной из наиболее распространенных методик является локальная инжекция зарядов в диэлектрик с последующим наблюдением за изменениями во времени параметров полученного зарядового пятна [1].

В простейшем случае эволюция во времени t потенциала в центре зарядового пятна ϕ_0 , его ширины L и общее количества заряда Q описана в ряде работ [2]. В данном случае рассматривается только диффузионный механизм диссипации зарядового пятна, что, как показано в [2], приводит к зависимостям $\phi_0 \sim t^{-1}$, $L \sim t^2$, $Q = \text{const}$. С другой стороны, в более сложных случаях, когда присутствует уход заряда в подложку и более сложные механизмы распространения зарядов в слое диэлектрика зависимость потенциала от времени может принимать экзотический вид типа $\phi_0 \sim \exp[-(t/\tau)^\beta]$, $0 \leq \beta \leq 1$ [3].

Подходы к анализу

Отдельного внимания заслуживает изучение процессов диссипации зарядов в диэлектриках с высокой подвижностью зарядов, и в полупроводниках. В этом случае описанный выше подход с локальной инжекцией в точку не подходит в силу относительной медленности СКЗМ методики. Нами в

этом случае предложено использовать локальную инжекцию не в точке, а вдоль «бесконечной» линии, проходящей через всю исследуемую область и даже выходящую за ее пределы [4]. В таком случае диссипация заряда в направлении медленного сканирования оказывается подавленной. Как следствие, сканирование в медленном направлении может рассматриваться в качестве сканирования не в плоскости, а по времени. Таким образом, становится возможным наблюдать за изменениями параметров зарядовых областей на временах порядка нескольких секунд.

Пример такого эксперимента на термическом диоксиде кремния приведен на рисунке 1.

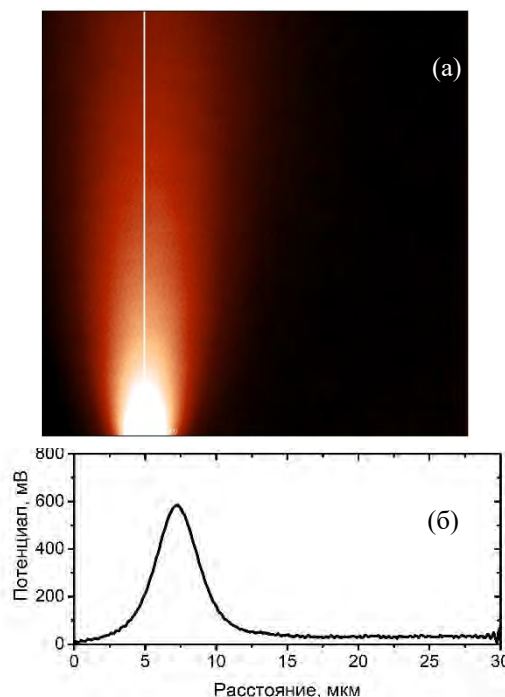


Рис. 1. СКЗМ изображение заряженной линии (а) и горизонтальный профиль потенциала в начальный момент (б)

В упомянутой работе [4] для анализа использовался подход, аналогичный работе [2], т.е. случаю инъекции в точку. Очевидно, однако, что случай диссипации из заряженной линии может отличаться от диссипации из единичного зарядового пятна.

В данной работе представлено численное решение уравнения непрерывности, учитывающее дрейфовый поток, описывающий кулоновское расталкивание зарядов электрическим полем, создаваемым самим множеством инжектированных зарядов и диффузионный поток зарядов. Очевидно, что в случае доминирования диффузионного слагаемого, уравнение непрерывности превращается в диффузионное уравнение и его решение известно. При этом первоначальное распределение зарядов эволюционирует во времени таким образом, что квадрат характерного размера заряженной области растёт линейно со временем $L_{\text{diff}} \sim D^{1/2}t^{1/2}$. При этом потенциал в центре заряженной области будет убывать степенным образом ($\varphi \sim t^{-1/2}$ в случае 1-мерной диффузии, $\varphi \sim t^{-1}$ в случае 2-мерной и $\varphi \sim t^{-3/2}$ в случае 3-мерной диффузии). В общем случае дрейфовое слагаемое является значимым и, соответственно, вклад от полевого расталкивания зарядов оказывается значимым, что приводит к более быстрой диссипации зарядов.

На рисунке 2 приведены расчетные временные зависимости максимальной зарядовой плотности $\varphi_0(t)$ для диффузионного (серая кривая) и дрейф-диффузионного (желтая кривая) механизмов. Кроме того, точками приведены экспериментальные данные, полученные из вертикального профиля вдоль белой линии на Рис. 1(a).

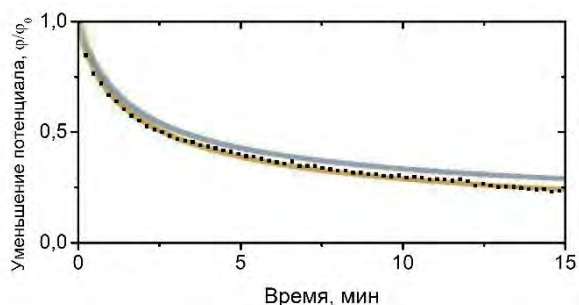


Рис. 2. Зависимость от времени потенциала в центре заряженной области, серая кривая – диффузионный механизм ($\varphi_0 \sim t^{-1/2}$), желтая кривая – диффузионный и дрейфовый механизмы, точки – экспериментальные данные вдоль белой линии Рис. 1(a)

Видно, что в этом случае данные, полученные из эксперимента, наиболее близки к кривой, соответствующей дрейф-диффузионному механизму.

Еще одним важным аспектом при анализе диссипации зарядов является учет соотношения размера зарядовой области, скорости разбегания (с учетом указанных выше аспектов) и геометрических размеров той области, в которой диссипация происходит. Очевидно, что существуют два предельных случая – когда толщина области меньше или близка к размеру области инъекции зарядов, и когда диссипация происходит в бесконечном полупространстве. В первом случае временные зависимости параметров носят одномерный характер, а во втором – двумерный. Существует также промежуточная ситуация – когда толщина области в несколько раз превышает область инъекции зарядов. В этом случае происходит переход от двумерного к одномерному характеру разбегания. Визуализация этой ситуации представлена на рисунке 3.

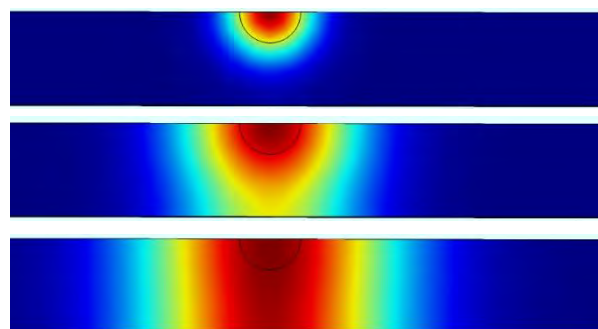


Рис. 3. Демонстрация перехода от двумерного к одномерному процессу диффузии в ограниченной области

Литература

1. Moran J., Suzuki K., Hosokura T., Khaetskii A., Huey B.D. // *J. Am. Ceram. Soc.*, 2021.
2. Dunaevskiy M.S., Alekseev P.A., Girard P., Lahderanta E., Lashkul A., Titkov A.N. // *J. Appl. Phys.*, 2011, 110, 084304.
3. Zaghoul U., Papaioannou G.J., Coccetti F., Pons P. and Plana R. // *J. Micromech. Microeng.*, 2010, 20, 064016.
4. Дементьев П.А., Иванова Е.В., Заморянская М.В. // *ФТТ*, 2019, 61(8), 1448; Mironov V.L., Ermolaeva O.L., Skorohodov E.V. *et al.* // *Physical Review B*, V. 85, 144418 (2012).

DFT-моделирование адсорбции водорода и кислорода на наночастицах никеля и платины, нанесенных на подложку графита

Н.В. Дохликова¹, А.К. Гатин¹, С.Ю. Сарвадий¹, М.В. Гришин¹, Б.Р. Шуб¹

¹ ФИЦ ХФ РАН, Москва, ул. Косыгина, 119334

dohlikovanv@gmail.com

С помощью моделирования в рамках теории функционала плотности (ТФП) адсорбции атомарных О и Н на поверхности наночастиц Ni и Pt на подложках графита с различными дефектами рассчитаны энергии связи адатомов и изменения плотности состояний атомов металла при взаимодействии с адатомами. Установлено, что при адсорбции О на вершине кластера металла плотность состояний снижается больше, чем при адсорбции О на интерфейсе кластера металла и подложки графита. Для адсорбции водорода подобных зависимостей не выявлено. Продемонстрировано, что влияние одноатомных дефектов подложки незначительно при адсорбции обоих типов адатомов.

Введение

С помощью квантово-химического моделирования в приближении теории функционала плотности (DFT) исследована адсорбция атомарных Н и О на кластерах Ni₁₃ и Pt₁₃ на подложках графита с различными дефектами. Целью данной работы было установление зависимости адсорбционных свойств, а именно энергии связи и локальной плотности состояний, наноструктур на основе Ni и Pt на графите от положения адатома и дефектности подложки, а также сравнение с адсорбционными свойствами наноструктур на основе Au и Cu [1].

Метод расчетов

Моделирование наносистем, имитирующих нанесенные на графитовую подложку с различными дефектами наночастицы Ni и Pt, проводилось в рамках ТФП с использованием программных пакетов Quantum Espresso (QE) [2] и OpenMX (OMX) [3] с открытым исходным кодом. Для расчета электронной структуры использовано приближение LDA в ультрамягком псевдопотенциале с функционалом Пердью-Зингера и радиусом обрезания 39 Ry. Наборы примитивных базисных функций в пакете OMX примерно соответствовали двойному набору слэттеровских функций.

Модель подложки представляла собой пластину (слаб) графита, состоящую из двух графеновых плоскостей, содержащих по шесть краевых атомов с каждой стороны. Величина вакуумного зазора составляла 14.5 Å. На верхней плоскости присутствовали вакансии, дефект 5/7, обрывы типа зигзаг

и кресло. В качестве исходной модели наночастиц Ni и Pt использовались икосаэдрические изомеры кластеров Ni₁₃ и Pt₁₃. Их атомная структура рассчитывалась при фиксированном положении всех атомов подложки. Исследование особенностей взаимодействия атомов Н и О с кластерами производилось путем расчета параметров связи и спроектированных плотностей состояний при адсорбции адатомов на интерфейсе кластер-графит и на вершине кластера. Взаимодействие с адсорбатом рассчитано как при фиксированном положении атомов кластера металла, так и при не фиксированном для оценки влияния подвижности атомов металла на энергию связи с адатомами.

Результаты и обсуждение

Предварительный расчет плотности состояний атомов металла свободных кластеров Ni₁₃ и Pt₁₃ при взаимодействии с адатомами Н и О показал, что плотность состояний вблизи уровня Ферми образована в основном d-электронами и незначительно снижается при взаимодействии с адсорбатом. Моделирование влияния графитовой подложки показало, что атомная структура кластера Pt₁₃ даже в системах с подложками с единичными дефектами теряет первоначальную икосаэдрическую симметрию, энергия связи кластера с подложкой находится в диапазоне от -0.36 до -2.78 эВ. Атомная трансформация икосаэдрического кластера Ni₁₃ невелика, несмотря на то, что величина энергии связи кластера Ni₁₃ с подложкой больше от -0.51 до -2.18 эВ [4, 5]. Расчет распределения плотности состояний показал, что вблизи уровня Ферми по-прежнему

расположена «зона» d-орбиталей. Согласно анализу заселенности по Малликену кластеры металла накапливают отрицательный заряд.

Моделирование адсорбции атомов Н на металлических кластерах Ni и Pt показало, что величины энергий связи вблизи интерфейса и на вершине различаются не слишком сильно, нет никакой зависимости от дефектности подложки, различия ~ 0.1-0.2 эВ. Моделирование адсорбции атомов О на тех же кластерах в целом дало сходные результаты, однако различие величин энергий связи вблизи интерфейса металл-графит и на вершине больше ~ 0.3-0.5 эВ. В целом энергия связи адатомов для кластеров на подложке больше энергии связи для свободных кластеров на ~0.1 для Н-Ni, ~0.5 эВ для О-Ni, ~0.1 эВ для Н-Pt, ~0.4 эВ для О-Pt. Подвижность атомов Ni влияет на энергию связи с атомами Н и О незначительно, т.е. взаимодействие с адатомами практически не изменяет атомную структуру кластера Ni₁₃, различия ~0.1 эВ. Напротив подвижность атомов Pt сильно влияет на величину энергии связи с адатомами, при этом кластер Pt₁₃ трансформируется, различия ~0.6 эВ.

Расчет показал небольшое снижение плотности состояний атомов Ni и Pt при адсорбции Н и на вершине и на интерфейсе. По-видимому благодаря сильному взаимодействию подложка-кластер явных различий не проявляется. Полученные результаты соответствуют экспериментальным данным, где экспозиция в атмосфере Н наноструктурированных покрытий на основе Pt и Ni не вызвала существенных изменений вольт-амперных характеристик образца [4, 5]. Расчет показал небольшое снижение плотности состояний атомов Ni и Pt при адсорбции О и на вершине и на интерфейсе. Однако стоит отметить, что для наносистем с Ni и подложками с единичными дефектами при адсорбции на вершине характерно более выраженное уменьшение плотности состояний вблизи уровня Ферми. При адсорбции на интерфейсе это явление не наблюдается. В меньшей степени этот эффект проявляется в наносистемах с Pt и подложками с единичными дефектами. Можно предположить, что одна из причин отклонений от такой тенденции связана с существенной трансформацией атомной структуры кластеров Pt. Такие же отклонения встречаются и в системах с подложками с обрыва-

ми плоскостей графена типа «зигзаг» и «кресло», где кластеры металлов сильнее деформированы.

В результате DFT моделирования адсорбции Н и О на наносистемах Ni₁₃-графит и Pt₁₃-графит установлено, что энергия связи адатомов с кластерами переходных металлов на подложках графита больше чем в системах свободных кластеров переходных металлов. Одним из факторов увеличения энергии связи может быть появление отрицательного заряда на кластерах металла при взаимодействии с подложкой. Адсорбция Н и О на вершине кластеров переходных металлов и интерфейсе кластер-подложка становятся равнозначными, благодаря сильному воздействию подложки. Изменение плотности состояний при адсорбции О на вершине больше, если трансформация кластера невелика. Влияние дефектов подложки на адсорбционные свойства системы кластер-подложка незначительно.

Все расчеты выполнены с использованием вычислительных ресурсов Межведомственного Суперкомпьютерного Центра РАН (МСЦ РАН).

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 21-73-20010).

Литература

1. Lambert R.M., Pacchioni G. Chemisorption and Reactivity on Supported Clusters and Thin Films, 1997. С. 532.
2. Giannozzi P., Andreussi O., Brumme T. *et al.* // J. Phys. Condens. Matt. V. 29(46), 30(2017).
3. Ozaki T., Kino H. // Phys. Rev. B. V. 69(19), 19(2004).
4. Гришин М.В., Гатин А.К., Дохликова Н.В. *и др.* // Хим. физ. Т. 38(1), 3(2019).
5. Гатин А.К., Гришин М.В., Сарвадий С.Ю. *и др.* // Кинет. и катал. Т. 59(2), 224(2018).
6. Дохликова Н.В., Гатин А.К., Сарвадий С.Ю. *и др.* // Хим. физ. Т. 40(7), 67(2021).
7. Дохликова Н.В., Гатин А.К., Сарвадий С.Ю. *и др.* Хим. физ. в печати (2022).
8. В. Hammer, J.K. Norskov // Surf. Sci. V. 359(1-3), 306(1996).

Исследование методом СТМ автоэлектронной эмиссии катодов острйного типа на наноразмерном масштабе

И.Д. Евсиков^{1,*}, Н.А. Филиппов^{1,§}, К.А. Царик¹, Н.А. Дюжев¹

¹ Национальный исследовательский университет «МИЭТ», пл. Шокина, 1, Москва, Зеленоград, 124498.

*evsikov.ilija@yandex.ru, §filippov@ckp-miet.ru

В работе приведены результаты экспериментального исследования автоэлектронной эмиссии с одиночного катода острйного типа методом сканирующей туннельной микроскопии (СТМ). Созданы массивы автоэмиссионных острйных катодов на основе кремния покрытые тонким слоем молибдена. Получены вольт-амперные характеристики одиночного острйного катода с использованием сканирующего туннельного микроскопа.

Введение

Широкому внедрению и коммерциализации элементной базы автоэмиссионной микро- и нанозлектроники и технологии вакуумных интегральных схем препятствует ряд проблем технического и теоретического характера. Отмечается, что почти половина работ, посвященных исследованию автоэлектронной эмиссии, содержат данные, не вписывающиеся в существующие модели, лежащие в основе теории автоэмиссионного процесса [1]. Задача коррекции теоретических представлений, касающихся автоэлектронной эмиссии требует совершенствования, прежде всего, экспериментальных методик исследования автоэмиссионных структур.

Настоящая работа является развитием методик исследования автоэмиссионных структур с использованием атомно-силовой микроскопии [2]. Метод атомно-силовой микроскопии предпочтителен для получения локальных вольт-амперных характеристик на структурах типа массивы острй. Однако, существует проблема появления артефактов локальных вольт-амперных характеристик, связанных с изменением длины зазора «образец-зонд» при варьировании напряжения на кантилере атомно-силового микроскопа. В таком случае, предпочтительным может стать метод получения экспериментальных характеристик автоэмиссионных структур с использованием сканирующего туннельного микроскопа (СТМ).

Методика и результаты проведения эксперимента

В качестве образца для проведения исследований в данной работе использовался кремниевый кристалл 2×2 мм со сформированным на его поверхности массивом автоэмиссионных катодов острйного типа. Краткое описание технологического маршрута создания массива кремниевых острйных катодов представлено в [3]. Для улучшения проводимости и повышения величины тока автоэмиссии с массива, катоды были дополнительно покрыты тонким 7 нм слоем молибдена при помощи установки магнетронного напыления.

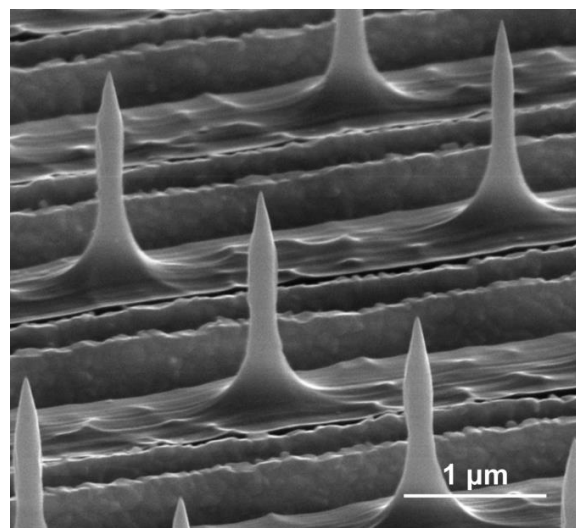


Рис. 1. РЭМ изображение фрагмента массива автоэмиссионных катодов острйного типа со слоем молибдена

На рисунке 1 представлено изображение фрагмента массива таких катодов, полученное с использованием растрового электронного микроскопа. Характерная цилиндрическая форма катодов, отличная от полученной в работе [3], была достигнута в результате подбора режимов плазмохимического травления кремния. Расстояние между остриями в массиве составляло 3 мкм, высота катодов была равна приблизительно 1,5 мкм, радиус скругления острия катодов – 10 нм.

После изготовления образцы кремниевых кристаллов с массивом автоэмиссионных катодов исследовались на сканирующем туннельном микроскопе с использованием Pt-Ir зонда. Получение топографии образца и снятие вольт-амперных характеристик производилось в воздушной атмосфере. Вольт-амперные характеристики отдельных катодов снимались при вариации напряжения, подаваемого на измерительный зонд сканирующего туннельного микроскопа от –10 до 10 В в два прохода. При этом варьировалось расстояние от измерительного зонда до выбранного катода от зазора туннельного режима (условно 0 нм) до 50 нм с шагом 5–6 нм. При достижении расстояния 42 нм между вершиной катода и зондом микроскопа, автоэмиссионная характеристика катода уже не была различима на фоне приборных шумов.

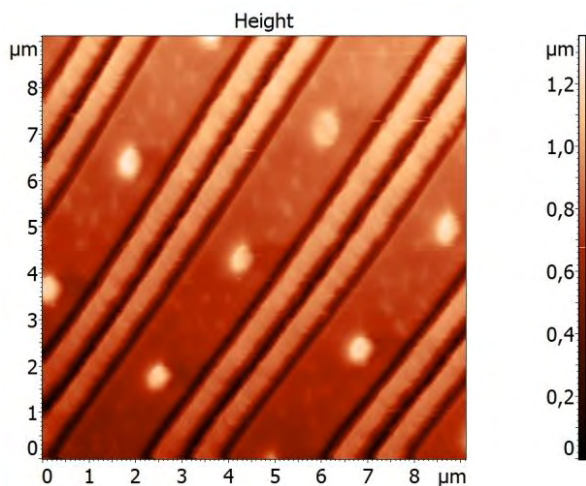


Рис. 2. Топография фрагмента массива автоэмиссионных катодов острейного типа полученная на СТМ

На рисунке 2 представлена топография фрагмента массива автоэмиссионных катодов. Яркие желто-белые пятна на изображении показывают локализацию катодов в составе массива. Эмиссионная вольт-амперная характеристика, полученная при

зазоре «зонд-катод» 24 нм представлена на рисунке 3. Линеаризованный характер вольт-амперной зависимости вызван тем, что изначально установленная измерительная электроника сканирующего туннельного микроскопа не рассчитана на токи величиной несколько десятков наноампер, поэтому в этом случае, подключается предохранительный резистор, линеаризующий вольт-амперную характеристику. Коэффициент усиления поля β вычисленный на основании полученной вольт-амперной характеристики в координатах Фаулера-Нордгейма составил 11, что достаточно близко к теоретическим оценкам для катодов данного типа.

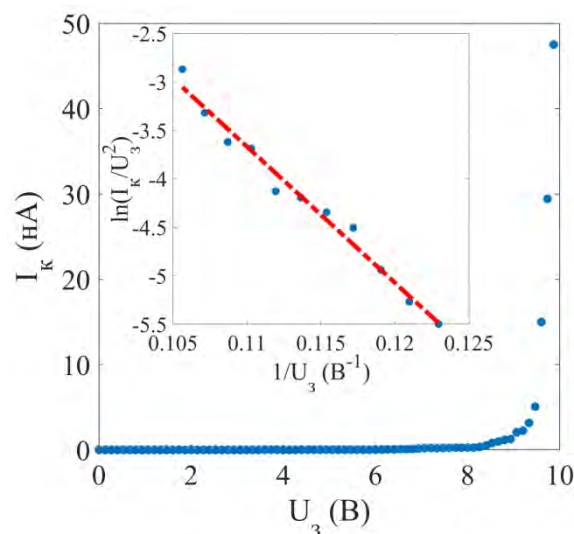


Рис. 3. Вольт-амперная характеристика автоэмиссионного катода острейного типа снятая при расстоянии «зонд-катод» 24 нм. На вставке: вольт-амперная характеристика региона автоэлектронной эмиссии в координатах Фаулера-Нордгейма

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).

Литература

1. Forbes R.G. // Proc. R. Soc. A, 469, P. 20130271 (2013).
2. Евсиков И.Д. и др. // ЖТФ, 11, С. 1931 (2020).
3. Дюжев Н.А. и др. // ЖТФ, 12, С. 1836 (2019).

Особенности применения сканирующих методик для исследования электронного транспорта в системах с низкой размерностью

А.А. Жуков^{1,*}

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

*azhukov@issp.ac.ru

Подробно рассмотрены примеры применения двух методик, а именно, метод зонда Кельвина и измерение электронного транспорта в присутствии заряженного зонда атомно-силового микроскопа при исследовании электронной системы в баллистических и диффузных образцах низкой размерности. Особое внимание уделяется вопросу пространственного разрешения данных сканирующих методик, а также правильной интерпретации полученных экспериментальных данных.

Введение

В отличие от стандартных измерений магнитотранспорта, в которых исследуется отклик всего образца, сканирующие методики на основе атомно-силового микроскопа (АСМ) позволяют проводить транспортные исследования локально с достаточно высоким (от единиц нанометров) пространственным разрешением. В данном докладе рассмотрены особенности применений двух сканирующих методик, а именно, метод локального зонда Кельвина и измерение магнитотранспорта в присутствии заряженного зонда АСМ. Особое внимание уделяется рассмотрению особенностей применения второй методики, которая в англоязычной литературе получила название scanning gate microscopy (SGM).

Основные экспериментальные результаты и их обсуждение

Методика SGM не входит формально в набор стандартных и пока еще не достаточно широко применяется, в том числе, в связи с ее достаточной технической сложностью, особенно при температурах жидкого гелия, однако уже первые применения SGM при исследовании транспорта в системах GaAs/AlGaAs продемонстрировали важность применения данной техники [1]. В работе [1] и последующих удалось продемонстрировать шнурование потока электронов в баллистических двумерных структурах при впрыскивании носителей через точечный контакт. Позже было показано, что при изменении направления импульса впрыснутых электронов положение шнуров не меняется, изме-

няется только степень их наполнения. Следует отметить, что шнурование происходит в системе флуктуациями кулоновского потенциала много меньшими энергии Ферми в данной системе.

Успешная визуализация устойчивых траекторий протекания электронов в баллистическом двумерном газе позволило предположить, что устойчивые траектории получится визуализировать и в интегрируемых баллистических бильярдах, изготовленных на базе GaAs/AlGaAs, однако все попытки визуализации оказались неудачными. Это связано с тем фактом, что настоящее пространственное разрешение методики SGM в системах GaAs/AlGaAs составляет не десятки нанометров (характерная ширина визуализированного шнура [1]), а определяется характерной величиной области обеднения электронной системы под остриём АСМ, т.е. около половины микрометра. Таким образом, введение заряженного острия АСМ в систему на самом деле не является малым возмущением в бильярдах, изготовленных из гетероструктур GaAs/AlGaAs, с характерными размерами в несколько микрон. Низкое (микронное) разрешение SGM при исследовании систем на базе GaAs/AlGaAs не позволило визуализировать без артефактов траектории электронов в магнитном поле.

Существенное улучшение пространственного разрешения методики SGM можно достигнуть, если в исследуемой системе присутствует нижний затвор, в этом случае поле от острия АСМ спадает уже не как $1/r$, а как $1/r^2$. Пример успешной визуализации потока электронов в магнитном поле можно найти

в работе [2]. Данная работа выполнена монослоем графена, лежащего на подложке из допированного кремния, который служил в эксперименте нижним затвором. Ожидается, что визуализация устойчивых траекторий в интегрируемых бильярдах, изготовленных из графена, окажется успешной.

Одним из аспектов, который исследуется при измерении магнитотранспорта в баллистических бильярдах является спектр универсальных флуктуаций проводимости (universal conductance fluctuations, UCF). В частности, в интегрируемых бильярдах UCF демонстрируют наличие фрактального устройства проводимости [3]. Фрактальность магнитотранспорта была обнаружена как в металлических [4], так и в полупроводниковых [5] диффузных проволоках. Физический механизм возникновения фрактального транспорта в диффузных проволоках пока еще не до конца ясен. Ожидается, что применение техники SGM должно существенно помочь в решении данной проблемы. От части данные ожидания связаны с тем, что в типичных структурах (полевых транзисторах), изготовленных из нанопроволок, присутствует нижний затвор, который позволяет, как и в случае структур на оанове графена добиваться высокого пространственного разрешения, а заряженное острие ACM может рассматриваться как слабое возмущение.

Также, как SGM, стандартный метод локального зонда Кельвина (Kelvin probe force microscopy, KPFM) может быть использована не только для измерения локального значения работы выхода в одномерных системах, таких как углеродные нанотрубки, но и позволяет исследовать электронный транспорт в таких системах. Кроме того, методика KPFM позволяет определить наличие и величину полупроводниковой щели в углеродных нанотрубках.

Отдельно следует отметить важность калибровки методики KPFM в случае ее применения для измерения работы выхода одномерных объектов. Для стандартного двухпроходного варианта KPFM на постоянном токе величина отношения емкостей острие-нанопроволока и полная емкость острия оказывается равной ~ 0.1 , данное отношение может быть определено экспериментально.

Важным аспектом любой сканирующей методики является правильно подобранный тип острия. Для исследования техникой KPFM одним из оптимальных его видов является многостенная углеродная

нанотрубка. Данный тип острия является оптимальным по двум причинам. Первая – высокое пространственное разрешение, которое может быть достигнуто, вторая причина – крайняя устойчивость и износостойкость данного острия типа. При применении двухпроходных методик не всегда удается избежать касания острия исследуемой поверхности, особенно в случае сложного рельефа. Острие, изготовленное из многостенной углеродной нанотрубки оказывается достаточно устойчивым к касаниям поверхности и не столь подвержено загрязнению. Пространственное разрешение, которое позволяет достигать данное острие, оказывается сравнимым с разрешением дорогих ultrasharp кантилеверов [6].

Заключение

Рассмотрены различные аспекты применения сканирующих методик, таких как SGM и метод локального зонда Кельвина для исследований электронных систем низкой баллистической и диффузной размерности. Продемонстрирована важность точного знания пространственного разрешения методик для правильной интерпретации полученных экспериментальных данных. Подчеркнута важность применения техники SGM для прояснения проблемы фрактальности магнитотранспорта в низкоразмерных баллистических и диффузных системах. Отдельно рассмотрены различные аспекты методики KPFM, такие как ее калибровка в случае исследования одномерных систем, а также ее пространственное разрешение в зависимости от примененного острия, включая многостенную углеродную нанотрубку.

Литература

1. Topinka M.A. *et al.* // Nature 410, 183 (2001).
2. Bhandari S. *et al.* // Nano Lett. V. 16, 1690 (2016).
3. Marcus C.M. *et al.* // Phys. Rev. Lett. V. 69, 506 (1992).
4. Hegger H. *et al.* // Phys. Rev. Lett. V. 77, 3885 (1996).
5. Marlow C.A. *et al.* // Phys. Rev. B V.73, 195318 (2006).
6. Zhukov A.A. *et al.* // JETP V. 123, 143 (2016).

Расширение возможностей применения двухзондового АСМ-манипулятора

А.А. Жуков^{1,*}

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

*azhukov@issp.ac.ru

Показана возможность применения стеклянного капилляра в качестве зонда двухзондового АСМ-манипулятора, работающего в гибридной моде. Продемонстрировано применение данного манипулятора в такой конфигурации для микрофлюидики.

Введение

В настоящее время все большее значение приобретает возможность использования атомно-силового микроскопа (АСМ) в микробиологии и медицине. При этом используются как стандартные зонды АСМ, так и изготовленные специально под конкретную задачу. Примером специально изготовленного зонда, получившего очень широкое распространение, является стеклянный капилляр с диаметром на своём узком конце от десятков нанометров до микронов. Как правило, изготовленный капилляр затем монтируется на кварцевый резонатор и может быть использован в качестве зонда АСМ, работающего в так называемой “shear” моде, когда острое колеблется параллельно исследуемой поверхности.

Ранее нами была предложена гибридная мода работы АСМ [1]. В данной моде, металлическое острие АСМ, закрепленное под углом к исследуемой поверхности к кварцевому резонатору, колеблется, не отрываясь от поверхности. Изгиб острия и трение о поверхность приводят к уменьшению амплитуды колебания кварцевого резонатора. Изменение амплитуды может быть использовано в качестве сигнала обратной связи АСМ. В данном докладе показана возможность использования стеклянного капилляра в качестве зонда АСМ, работающего в гибридной моде, а также приведены примеры применения АСМ в такой конфигурации в микрофлюидике.

Описание эксперимента

Двухзондовый АСМ-манипулятор собственной конструкции [1] использовался в качестве атомно-силового микроскопа. Управление манипулятором осуществлялось при помощи блока электроники SOLVER компании NT-MDT SI. Более подробную

информацию о работе манипулятора можно найти в работе [1].

В качестве капилляров были использованы боросиликатные стеклянные заготовки длиной 10 см с исходным внешним диаметром 1.5 мм и внутренним диаметром 0.86 мм (BF150-86-10, Sutter Instruments). Для получения микрокапилляров использовался пуллер «Флеминга-Брауна» (модель Р-95, Sutter Instruments). Диаметр кончика контролировался под микроскопом микроузницы (Narishige). Далее, с помощью микроузницы проводилась окончательная полировка кончика микропипетки. Характерный внешний диаметр капилляра на конце составлял 2 микрометра. Полученный капилляр монтировался на кварцевый резонатор (к.р.) с собственной частотой $f_0=32768$ Гц. Собственная частота к.р. с монтированным капилляром составляла $f=10-20$ кГц. В качестве жидкости для микрофлюидики использовался толуол особой чистоты (ТУ 2631-065-44493179-01). Подложкою, на которой располагались капли толуола, служила стандартная кремниевая пластина, покрытая термически выращенным оксидом кремния толщиной 300 нм.

Результаты эксперимента и их обсуждение

На рисунке 1 представлены изображения капилляра касающегося поверхности кремниевой подложки, полученные в оптическом микроскопе (увеличение $\times 20$). Данные изображения были получены с использованием линейных поляризатора и анализатора, взаимная ориентация плоскостей поляризации ортогональна. Изображения были получены при последовательном уменьшении величины итоговых колебаний к.р. с $A = 0.998A_0$ (Рис. 1а), где A_0 – амплитуда свободных колебаний, амплитуда колебаний, до $A = 0.9912A_0$ (Рис. 1б). Применение поляризаторов позволяет увидеть увеличение длины изо-

гнутого в вертикальной плоскости участка капилляра по мере уменьшения амплитуды колебания к.р. Место начала изгиба капилляра отмечено белой стрелкой на всех рисунках.

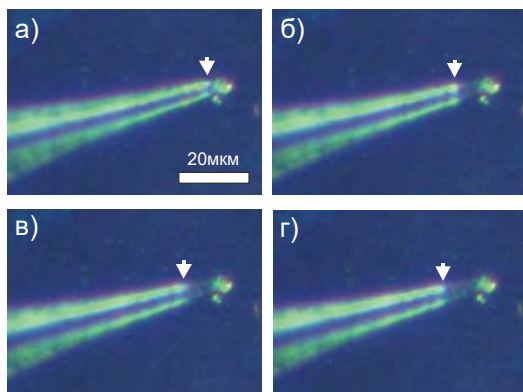


Рис. 1. Фотографии капилляра на поверхности оксида кремния при различной величине прижимающей силы. Рисунок *а* – наименьшая сила, $A=0.9980A_0$, *б* – $A=0.9955A_0$, *в* – $A=0.9934A_0$ и *г* – $A=0.9912A_0$. Место перехода от прямого участка капилляра (более светлый) к изогнутому (более темный) отмечен стрелкой

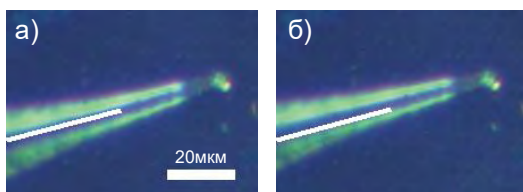


Рис. 2. Фотографии капилляра на поверхности оксида кремния. Белый отрезок служит репером для сравнения позиции и направление горизонтального изгиба капилляра на рисунках *а* и *б*

На рисунке 2 изображены два положения капилляра, амплитуда колебания к.р. $A=0.9912A_0$. Виден изгиб капилляра в горизонтальной плоскости. Данные изображения служат дополнительным доказательством того, что реализована именно гибридная мода АСМ, а не полуконтактная. В полуконтактной моде атомно-силового микроскопа происходит отрыв острия от поверхности при каждом периоде осцилляций, т.е. постоянный изгиб капилляра в плоскости положки не возможен.

Измерение топографии участка стандартной калибровочной решетки (TGZ2, NT-MDT SI) позволило

определить характерный шум, который оказался порядка $\Delta h=20$ нм, что означает точность поддержания прижимающей силы $\Delta F=\Delta hk=8$ мкН, где $k=400$ Н/м – жесткость стеклянного капилляра, использованного в эксперименте.

Несмотря на то, что в данном эксперименте использован капилляр с большим диаметром на конце ($d=2$ мкм), и который имеет достаточно большую жесткость, можно показать, что тем не менее есть возможность перемещения капли жидкости по поверхности кремния при помощи данного капилляра без касания капилляром поверхности кремния, т.е. максимально аккуратным образом.

Кроме того, если капилляр чист, то его внутренний объем можно частично заполнить толуолом, поместив кончик капилляра внутрь большой капли, после чего оказывается возможным дозированное помещение толуола на поверхность кремния. Было показано, что ратковременное касание капилляром поверхности формирует каплю объемом около $200 \cdot 10^{-15}$ л, а долговременное касание – каплю объемом около $400 \cdot 10^{-15}$ л. Две отдельно стоящие капли можно далее при помощи капилляра или стандартного острия из вольфрама можно слить в одну [2], с возможностью получения капель произвольного объема с шагом $200 \cdot 10^{-15}$ л.

Заключение

Продемонстрирована возможность использования стеклянного капилляра в качестве зонда атомно-силового микроскопа, работающего в гибридной моде. Показаны примеры применения атомно-силового микроскопа в данной конфигурации в микрофлюидике, а именно, аккуратное, без касания поверхности острием АСМ, манипулирование каплями жидкости, а также формирование дозированных капель жидкости на поверхности подложки.

Литература

1. Zhukov A.A., Stoliarov V.S., Kononenko O.V. // Rev. Scient. Instrum. V. 88, 063701 (2017).
2. Zhukov A.A. // Instruments and Experimental Techniques, V. 62, 416–420 (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 (Tl). 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 $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$, 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, образующих графеноподобную сотовую структуру. (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), Pb (плюмбена), элементов V группы P (фосфорена), As (арсена), Sb (антимонена), Bi (висмутена). Эксперименты показали, что успешный синтез 2D-Xene в большей степени определяется правильным подбором подходящей подложки, которая, зачастую, имеет достаточно непростые строения и состав.

В настоящей работе нам удалось впервые синтезировать 2D-Xene из атомов элемента III группы таллия, т.е. *таллена* [3]. Принципиальным шагом для синтеза таллена было формирование сэндвич-структуры на поверхности Si(111), состоящей из атомного слоя таллия с покрытием 2/3 МС (моно-слоя, $7,8\times 10^{14}$ 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 МС Tl; (2) осаждение на нее 1,0 МС Ni при комнатной температуре и последующий отжиг образца при 300°C, в результате которого атомы Ni проникают под слой Tl и образуют там моноатомный слой NiSi₂ [4]; (3) деликатная десорбция 1/3 МС Tl при 375°C, в результате чего на поверхности NiSi₂/Si(111) остается 2/3 МС Tl. Хотя сформированный таким образом образец содержит 2/3 МС Tl, на СТМ изображениях при комнатной температуре он выглядит неотличимым от образца с полным покрытием 1,0 МС Tl, демонстрируя поверхностную структуру с периодом 1×1 (Рис. 1 (а)).

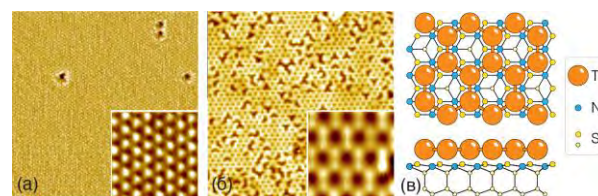


Рис. 1. СТМ изображения (23×23 нм), полученные от поверхности образца Tl/NiSi₂/Si(111) с 2/3 МС Tl при (а) 300 К и (б) при 70 К. Вставки на (а) и (б) показывают СТМ изображения высокого разрешения от участков поверхности 2,3×2,3 нм. (в) Схематическое изображение структуры таллена на поверхности подложки 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

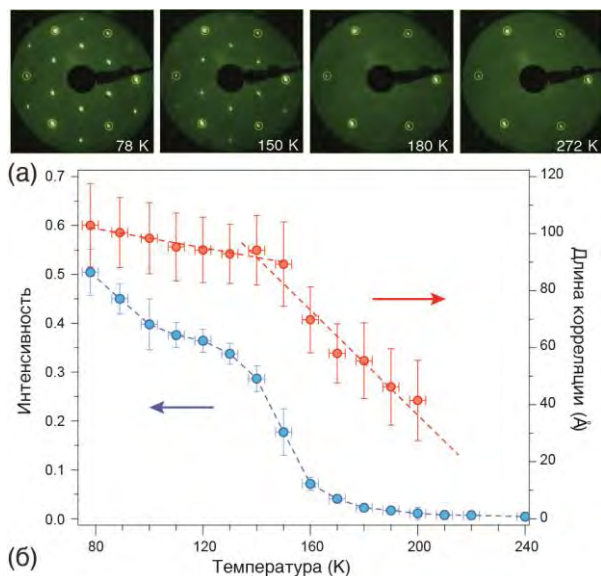


Рис. 2. (а) Картины ДМЭ ($E_p = 40$ эВ), полученные при разных температурах. Основные рефлексы обведены желтыми кружками для удобства восприятия. (б) Температурная зависимость интенсивности рефлексов суперструктуры $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ на картинах ДМЭ (голубые кружки, левая шкала) и длины корреляции, рассчитанной из полуширины рефлексов (красные кружки, правая шкала)

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 Тl в $2/3$ МС, 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)).

Анализ на основе теоретических расчетов показал, что по сравнению с гипотетическим свободно подвешенным талленом, таллен, сформированный на поверхности $\text{NiSi}_2/\text{Si}(111)$, 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 $\text{NiSi}_2/\text{Si}(111)$.

Работа поддержана грантом РФФИ 20-02-00510.

Литература

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).
4. Bondarenko L.V. *et al.* // 2D Materials, **7**, 025009 (2020).

Плазмон-усиленная флуоресценция центров окраски и оптическое поглощение в тонких слоях и пленках LiF с имплантированными наночастицами металлов Mg и Li

Н.А. Иванов^{1,*}, В.Л. Паперный², С.А. Небогин¹, Л.И. Брюквина³

¹Иркутский национальный исследовательский технический университет, ул. Лермонтова, 83, Иркутск, 664074.

²Иркутский государственный университет, ул. Карла Маркса, 1, Иркутск, 664003.

³Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН, ул. Лермонтова, 130А, Иркутск, 664033.

*ivnik@istu.edu,

В кристаллах фторида лития получены тонкие имплантированные ионами магния, лития, меди, серебра и золота наноразмерные слои. Оптические спектры поверхностного плазмонного резонанса наночастиц соответствующих металлов показали на порядок меньшую интенсивность, чем в случае LiF с имплантированными наночастицами магния. Также наночастицы магния способствуют значительному увеличению интенсивности люминесценции с $\lambda_{\text{max}} = 640$ нм.

Введение

Фторид лития (LiF) представляет большой научный и технологический интерес из-за некоторых новых приложений. Материал используется в качестве защитной пленки электрода или в качестве добавки для улучшения характеристик электродов в литий-ионных батареях. Кроме того, из-за большой запрещенной зоны и низкого показателя преломления LiF применяется в качестве защитного прозрачного оптического покрытия для сохранения характеристик в ультрафиолетовой области спектра, например, в алюминиевых зеркалах для космических применений. LiF также используется в качестве материала в органических светоизлучающих диодах. Кроме того, LiF исследуется как материал для применения в конструкции солнечных элементов. Все эти применения требуют миниатюризации деталей устройств, поэтому тонкие имплантированные различными ионами слои LiF актуальны для исследований. Также известно, что металлические наночастицы (МНЧ) в матрице LiF усиливают ее термолюминесцентный отклик [1]. Возможность применения плазмон-усиленной люминесценции центров окраски в лазерных средах на основе LiF исследовалась в [2]. Целью настоящей работы было изучить оптические и люминесцентные характеристики лазерно-активных центров окраски в кристаллах фторида лития, облученных пучками высокоэнергетических (50-100 keV) ионов магния и лития в сравнении с ионами серебра, меди и золота.

Оптическое поглощение имплантированных LiF кристаллов

Образцы LiF были имплантированы ионами Mg^{2+} , Cu^{2+} , Ag^{2+} , Au^{2+} и Li^+ с ионным флюенсом 5×10^{16} and 1×10^{17} ионов/см² с энергией ионов около 100 кэВ с помощью специального высокоэнергетического ионного ускорителя. Спектры оптического поглощения в области поверхностного плазмонного резонанса (ППР) представлены на рис. 1.

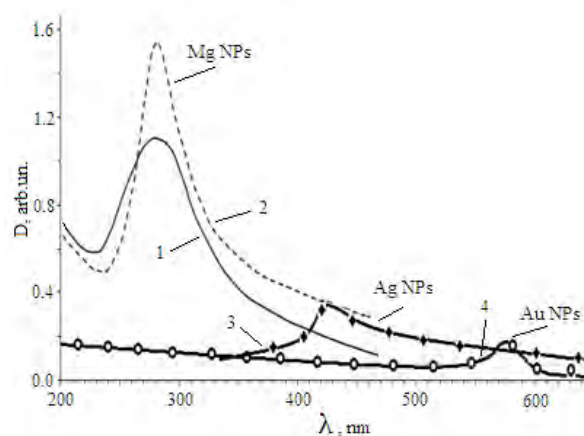


Рис. 1. Спектр поглощения кристалла LiF, имплантированного ионами Mg (1) и отожженного при 650 K в течение 15 мин с пиком плазмонного резонанса при $\lambda = 285$ нм (2); спектр поглощения кристалла LiF с осажденными LiF и Ag пленками с пиком плазмонного резонанса Ag при $\lambda = 425$ нм (3); спектр плазмонного резонанса после имплантации ионов Cu и последующего отжига при 950 K (4)

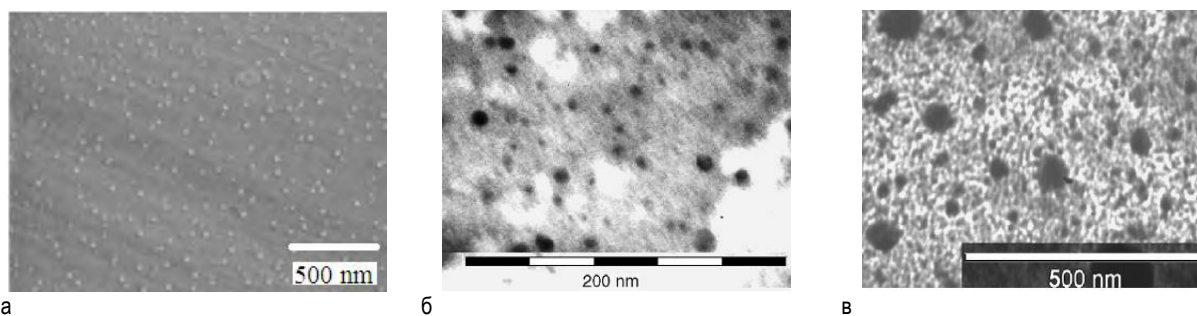


Рис. 2. SEM снимок кристалла LiF, имплантированного ионами магния (а), ПЭМ-микрофотография кристалла LiF с Cu НЧ (б), ПЭМ-микрофотография кристалла LiF с осажденной пленкой LiF, содержащей Ag НЧ (в)

В кристалле LiF, имплантированном ионами Mg, в спектрах поглощения наблюдается полоса ППР наноразмерных частиц магния с максимумом при 285 нм (рис. 1, кр. 1). После непродолжительного отжига (650 К, 15 мин.) происходит увеличение интенсивности полосы ППР и уменьшение ее полуширины (рис. 1, кр. 2). Оптическая плотность в максимуме полосы ППР при имплантации кристаллов LiF ионами магния превосходит в 3-5 раз оптическую плотность полос ППР, образующихся в LiF при имплантации ионами серебра (рис. 1, кр. 3), золота или меди (рис. 1, кр. 4) при одинаковых условиях облучения. Таким образом, наиболее эффективно плазмонное поглощение наблюдается при имплантации тонких слоев LiF ионами магния. Оптические спектры после имплантации ионами лития нуждаются в дальнейшем уточнении. Это связано с тем, что область полос поглощения наночастиц лития совпадает с областью полос поглощения N_1 и N_2 центров окраски (от 490 до 535 нм), создающихся при имплантации. Перекрывание полос поглощения центров окраски и наночастиц лития не позволяет однозначно выделить полосу ППР наночастиц лития, поскольку при термическом отжиге центров окраски происходит разукрупнение наночастиц лития и дифференциация их по размерам. Уменьшение размеров наночастиц лития при отжиге обуславливает сдвиг полос ППР в коротковолновую сторону и перекрывание максимумов полос различных по размерам НЧ.

На рис. 2 представлены микроскопические изображения имплантированных металлических наночастиц. Рис. 2 (а) демонстрирует почти одинаковые по размерам (около 10-20 нм) наночастицы магния, распределенные в слое LiF толщиной менее 100 нм. На рис. 2 (б) показаны частицы меди, распределенные по легированному слою кристалла, имеющие

квазисферическую форму диаметром 2–20 нм со средним расстоянием между частицами 10–50 нм. ПЭМ-микрофотография, представленная на рис. 2 (в), демонстрирует кроме частиц размером около 10 нм островковые частицы серебра размерами в интервале 50-100 нм. Отжиги металлических пленок, проведенные при разных условиях, могут менять размеры и форму наночастиц, а также приводить их к одинаковому размеру и вызывать регулярное расположение наночастиц в поверхностном слое. Люминесценция центров окраски в имплантированных магнием LiF кристаллах

При возбуждении кристалла LiF, имплантированного ионами магния, аргоновым лазером с длиной волны генерации 488 нм при температуре 5 К наблюдается люминесценция, спектры которой содержат две широких полосы при $\lambda_{\max} \sim 540$ нм и 640 нм и нуль-фонные линии, с наиболее интенсивной линией 601.5 нм. Сравнительные спектры люминесценции γ -облученного кристалла LiF и имплантированного магнием наноразмерного слоя LiF, порядка 100 нм толщиной, показали, что интенсивность люминесценции имплантированного слоя в примерно на три порядка больше интенсивности люминесценции γ -облученного кристалла на длине волны с $\lambda_{\max} = 640$ нм. Интенсивность сравнивалась с учетом возбуждаемого объема кристаллов.

Литература

1. Vallejo M.A., Rivera E., Azorín J.C. *et al.* // Journal of Nanoscience and Nanotechnology, V. 17, 1 (2017).
2. Nebogin S.A., Ivanov N.A., Bryukvina L.I. *et al.* // Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications, V. 29, 36 (2018).

Влияние температуры отжига на пьезоэлектрические свойства допированных азотом углеродных нанотрубок

М.В. Ильина^{1,*}, О.И. Осотова^{1,2}, Н.Н. Рудык², М.Р. Польшянова^{1,2}, О.И. Ильин^{1,2}

¹Южный Федеральний Университет, Институт Нанотехнологий, Электроники и Приборостроения, ул. Шевченко, 2, Таганрог, 347922.

²Южный Федеральний Университет, Лаборатория технологии функциональных наноматериалов, ул. Шевченко, 2, Таганрог, 347922.

*mailina@sfned.ru

В работе представлены результаты исследования пьезоэлектрического модуля допированных азотом углеродных нанотрубок (УНТ), подверженных отжигу при температурах от 200 до 600 °С. Установлено нелинейное изменение пьезоэлектрического модуля УНТ от 4,4 до 17,2 пм/В с ростом температуры отжига, связанное с перераспределением типов формирующихся дефектов замещения углерода азотом. Данная закономерность, предположительно, обусловлена зависимостью пьезоэлектрических свойств УНТ от концентрации азотных дефектов пиррольного и пиридинового типов, которые нарушают центросимметричность структуры УНТ. Полученные результаты могут быть использованы при разработке пьезоэлектрических наногенераторов на основе допированных азотом углеродных нанотрубок.

Введение

Исследования последних лет показали, что углеродные нанотрубки (УНТ) могут быть использованы в качестве функционального материала для наногенераторов, способных обеспечить автономную работу носимой и имплантируемой электроники путем сбора и преобразования механической энергии окружающей среды и движений человека [1, 2]. Такой подход стал возможен благодаря аномальным пьезоэлектрическим свойствам УНТ, обладающих бамбукообразными дефектами структуры в результате их допирования азотом [3, 4]. Однако разработка наногенераторов на основе допированных азотом УНТ требует детального изучения механизма возникновения пьезоэлектрического эффекта и его зависимости от параметров нанотрубок. В рамках данной работы исследовано влияние температуры отжига на величину пьезоэлектрического модуля УНТ с целью установления механизма возникновения пьезоэлектрических свойств.

Методика исследования

В качестве исследуемого образца выступал массив вертикально ориентированных УНТ, выращенных методом плазмохимического осаждения из газовой фазы при температуре 660 °С и толщине каталитического слоя никеля 15 нм. Рост осуществлялся в потоках аммиака (210 см³/мин) и ацетилена (70 см³/мин), что способствовало внедрению ато-

мов азота в структуру нанотрубок [5]. Исследования методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии также подтвердили внедрение азота в структуру УНТ с концентрацией 4 ат. %. Изображение растровой электронной микроскопии (РЭМ) показали, что средняя длина и диаметр УНТ в массиве составили 20,7 мкм и 66 нм, соответственно (Рис. 1).

Исследования УНТ методом спектроскопии комбинационного рассеяния (СКР) при длине волны лазерного возбуждения 514 нм показали наличие G - (1580 см⁻¹), D- (1350 см⁻¹) и G'- (2680 см⁻¹) мод (Рис. 1), характерных для многослойных УНТ [5, 6].

Для установления механизма возникновения пьезоэлектрического эффекта в допированных азотом УНТ проводился отжиг УНТ в вакууме (10⁻⁵ Па) при температурах от 200 до 600 °С. Это позволило установить закономерность влияния перераспределения дефектов внедрения азота на пьезоэлектрический модуль УНТ. Измерения пьезоэлектрического модуля d₃₃ проводились методом силовой микроскопии пьезоотклика (СМП) путем регистрации изменения размеров УНТ при приложении переменного напряжения $U = U_{DC} + U_{AC}(\sin(\omega t))$, где U_{DC} изменялось от 0 до ±10 В, U_{AC} составляло ±3 В и частота ω составляла 5 кГц.

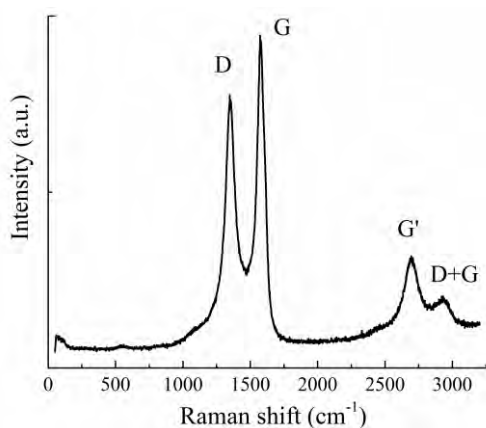
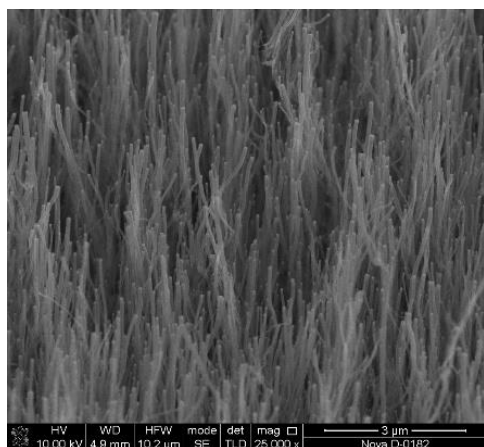


Рис. 1. РЭМ-изображение (сверху) и спектр СКР (снизу) исследуемого массива УНТ, допированных азотом

Результаты и обсуждение

Анализ полученных результатов СМП показал, что с увеличением температуры отжига величина пьезоэлектрического модуля изменяется нелинейно (Рис. 2). Так после отжига при 200 °С величина модуля d_{33} увеличилась от $4,39 \pm 0,02$ пм/В до $6,65 \pm 0,03$ пм/В. Дальнейшее увеличение температуры отжига до 400 °С приводило к увеличению d_{33} до $17,2 \pm 0,13$ пм/В, что вероятно связано с перераспределением дефектов замещения азотом пиррольного и пиридинового типов между собой [7]. При увеличении температуры до 600 °С наблюдалось уменьшения величины d_{33} до $8,01 \pm 0,09$ пм/В из-за перехода азотных дефектов пиррольного типа в пиридиновый, либо графитоподобный типы [7, 8].

Установленная закономерность позволяет предположить, что пьезоэлектрические свойства допированных азотом УНТ обусловлены наличием пиррольного и пиридинового азота, который нарушает centrosymmetry структуры УНТ путем формирования пор, либо бамбукообразных дефектов, соответственно.

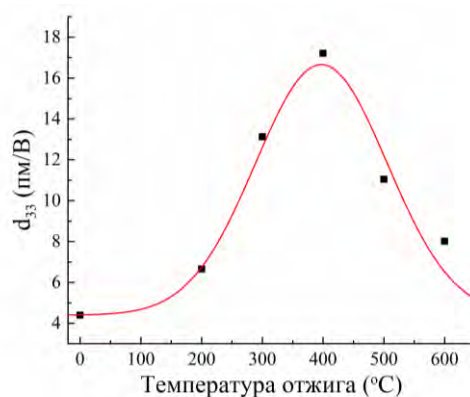


Рис. 2. Зависимость пьезоэлектрического модуля d_{33} УНТ, допированных азотом, от температуры отжига

Заключение

Полученные результаты подтверждают ранее установленную зависимость пьезоэлектрического модуля УНТ от концентрации азотных дефектов пиррольного типа, а также механизм возникновения пьезоэлектрического эффекта в УНТ, связанный с формированием не скомпенсированного дипольного момента из-за образования бамбукообразных «перемычек» в полости нанотрубки в результате наличия дефектов замещения углерода азотом пиррольного типа [4]. Установленная закономерность может быть использованы при разработке энергоэффективных пьезоэлектрических наногенераторов на основе вертикально ориентированных УНТ, допированных азотом.

Исследования выполнены при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ; государственное задание в области научной деятельности № FENW-2022-0001.

Литература

- Gogurla N., Kim S. // *Energy Mater.*, 2100801, 1 (2021).
- Khan S.A., Zhang H.L., Xie Y. *et al.* // *Eng. Mater.*, 19 (3), 1 (2017).
- Ирина М.В., Ирин О.И., Гурьянов А.В. *et al.* // *Mater. Chem. C*, 9(18), 6014 (2021).
- Ирина М.В., Ирин О.И., Осотова О.И. *et al.* // *Carbon*, doi:10.1016/j.carbon.2022.01.014 (2022).
- Sharifi T., Nitze F., Barzegar H.R. *et al.* // *Carbon*, V. 50, 3535 (2012).
- Ouyanga Y., Cong L.M., Chen L. *et al.* // *Physica E*, 40, 2386 (2008).
- Arkhipova E.A., Ivanov S., Strokova N.E. *et al.* // *Carbon*, 125, 20 (2017).
- Arrigo R., Hävecker M., Schlögl R. *et al.* // *Commun.*, 40, 4891, (2008).

Получение и исследование полимерных наночастиц

В.М. Корнилов^{1,*}, Д.Д. Карамов², А.Н. Лачинов², А.Р. Юсупов¹

¹ Башкирский государственный педагогический университет им. М. Акмуллы, ул. Октябрьской революции, 3а, Уфа, 450008.

² Институт физики молекул и кристаллов УФИЦ РАН, пр. Октября, 71, Уфа, 450054.

*kornilov@anrb.ru

Приведены результаты экспериментального исследования полимерных наночастиц на разных подложках методом атомно-силовой микроскопии. Определены основные метрологические параметры полимерных наночастиц, результаты сопоставлены с имеющимися данными о надмолекулярной структуре твердых пленок. Установлено, что размеры и форма наблюдаемых структур при прочих равных условиях существенно зависят от вида подложки. Методом АСМ с проводящим зондом было установлено, что в ряде случаев при агрегации наночастиц на металлической подложке реализуется перенос заряда по отдельным участкам нанометровых размеров. Работа выполнялась при поддержке проекта «Зеркальные лаборатории» Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики» и Башкирского государственного педагогического университета им. М. Акмуллы.

Введение

В настоящее время наблюдается возрастающий интерес к исследованию полимеров, находящихся в нанодисперсном состоянии. Поскольку полимерные материалы, как правило, являются гетерогенными системами с достаточно изменчивой поверхностью, верная оценка их химического строения, физических свойств и морфологии имеет большое научное и практическое значение. В современных нанотехнологиях активно развиваются методы получения и диагностики полимерных наночастиц (ПНЧ), особенно те направления, которые связаны с биотехнологиями и медициной, а также с различными аспектами молекулярной электроники [1]. Самостоятельный интерес представляет сопоставление свойств ПНЧ со свойствами объемного полимера, в том числе с особенностями его надмолекулярной структуры. В данной работе приведены результаты экспериментального исследования наночастиц полимера полидифениленфталата (ПДФ). В субмикронных пленках ПДФ наблюдаются эффекты резистивного переключения, которые в настоящее время интенсивно исследуются [2]. Исследования надмолекулярной структуры ПДФ позволили предположить, что перенос заряда в полимере при резистивном переключении происходит по сеткам межзеренных границ [3, 4]. В связи с этим была поставлена задача получения наночастиц ПДФ и исследования их методами АСМ и АСМ с проводящим зондом, а также сопоставления полученных данных с результатами по исследованию надмолекулярной структуры субмикронных пленок ПДФ.

Эксперимент

Одним из методов создания нанодисперсных частиц является метод добавления осадителя в раствор полимера. Суспензии полимерных наночастиц (ПНЧ) можно получить различной формы и размеров, вплоть до отдельных макромолекул, меняя концентрацию полимера. Для изучения полимерных наночастиц изготавливались образцы из прозрачной надосадочной части раствора стабилизированной суспензии ПНЧ в этаноле на полированных подложках из кремния и нержавеющей стали. На рис. 1. представлено двумерное АСМ-изображение

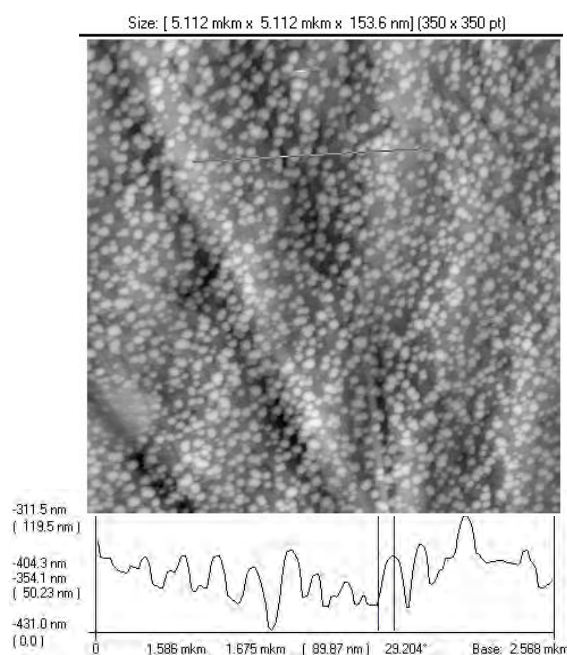


Рис. 1. АСМ-изображение полимерных наночастиц на поверхности нержавеющей стали и профиль сечения поверхности вдоль измерительной линии

полимерных наночастиц на поверхности нержавеющей стали и профиль поверхности. Видно большое количество частиц округлой формы, более или менее равномерно покрывающих поверхность подложки. По представленному профилю высота отдельного структурного элемента колеблется в диапазоне от 20 до 70 нм, на профиле измеренная высота составляет порядка 50 нм. При этом линейные размеры (диаметр) элемента структуры находятся в диапазоне 20–150 нм. При исследовании ПНЧ на поверхности полированного кремния вид и форма наблюдаемых

объектов позволяют предположить, что в процессе приготовления образцов происходит агрегация и самоорганизация полимерных наночастиц вплоть до формирования фракталоподобных структур. Исследования ПНЧ методом АСМ с проводящим зондом показали, что наночастицы в основном обладают диэлектрическими свойствами. В ряде случаев при наблюдении агрегации наночастиц на металлической подложке регистрировались токовые особенности в виде отдельных точек, расположенных в пределах агрегата наночастиц (рис.2, а, б).

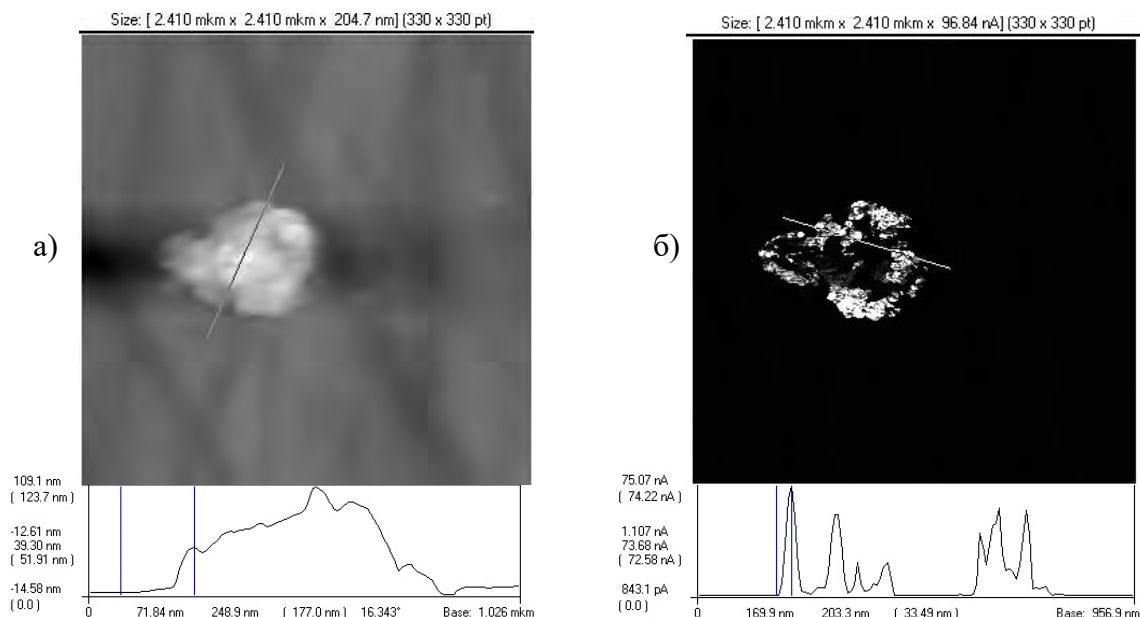


Рис. 2. Изображение одного и того же участка поверхности образца, полученное при использовании разных режимов регистрации. а) АСМ-изображение при поддержании постоянной силы взаимодействия кантилевера с образцом. б) Токовое изображение при поддержании постоянной силы взаимодействия

Выводы

Продемонстрирована возможность использования методик атомно-силовой микроскопии для визуализации полимерных наночастиц на разных подложках. Показано, что размеры и форма наблюдаемых структур при прочих равных условиях существенно зависят от вида подложки. Определены основные метрологические параметры полимерных наночастиц, результаты сопоставлены с имеющимися данными о надмолекулярной структуре твердых пленок. Удалось визуализировать электропроводящие каналы нанометровых размеров в пределах агрегатов наночастиц. Методы атомно-силовой микроскопии с проводящим зондом позволили определить линейные размеры проводящих каналов, величину и плотность тока в каналах.

Литература

1. Chandan Adhikari. Polymer nanoparticles-preparations, applications and future insights: a concise review. POLYMER-PLASTICS TECHNOLOGY AND MATERIALS <https://doi.org/10.1080/25740881.2021.1939715>
2. Лачинов А.Н., Воробьева Н.В. Электроника тонких слоев широкозонных полимеров // УФН. 176, 1249 (2006).
3. 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.
4. Корнилов В.М., Лачинов А.Н., Юсупов А.Р. Визуализация проводящих каналов в полимерных слоях методом атомно-силовой микроскопии с проводящим зондом. ЖТФ, 2021, Т. 91, № 10, с. 1560-1565.

Исследование процессов неупругого рассеяния электронов и излучения фотонов в туннельном зазоре сверхвысоковакуумного СТМ

Д.В. Лебедев^{1,2,3}, В.А. Школдин¹, А.М. Можаров¹, Д.В. Пермяков⁴, А.К. Самусев⁴, А.А. Богданов⁴, К.Н. Новикова¹, Н.А. Соломонов¹, И.С. Мухин^{1,4}, А.О. Голубок²

¹ СПбАУ РАН им. Ж.И. Алфёрова, 194021, Санкт-Петербург, улица Хлопина, дом 8, к. 3, литер А

² ИАП РАН, 190103, Санкт-Петербург, Рижский пр., 26.

³ СПбГУ, 199034, г. Санкт-Петербург, Университетская набережная, д. 7/9

⁴ ИТМО, 197101, г. Санкт-Петербург, Кронверкский пр., д.49, лит. А

* Denis.v.lebedev@gmail.com, \$v@al404.spb.ru

Переход к электрооптическим интегральным схемам (ИС) является следующим закономерным шагом в развитии вычислительных технологий. Компактный наноразмерный источник оптических сигналов может быть реализован на основе эффекта генерации фотонов и плазмонов в туннельном контакте типа металл-диэлектрик-металл (МДМ) или металл-диэлектрик-полупроводник (МДП), но квантовая эффективность такой системы недостаточна для применения в ИС. Значительно поднять эффективность можно используя оптические наноантенны, локализованные в области туннельного зазора. В представленной работе была разработана методика исследования влияния наноантенн на эффективность процесса излучения фотонов из контакта МДМ (МДП). Кроме того, был разработан метод создания прецизионно локализованных кремний-золотых наноантенн.

Введение

Одна из целей производителей вычислительных систем, это создание наиболее эффективных и высокопроизводительных устройств. Последнее время, одной из основных стратегий повышения производительности является увеличение количества вычислительных ядер. Такой подход связан с эффективностью теплоотвода, ограничивающей производительность. В многоядерных системах наибольшее влияние на производительность оказывает эффективность межъядерного обмена информацией.

Одним из эффективнейших способов передачи информации на большие расстояния является оптоволоконные линии связи. На масштабах приближающихся к размерам интегральных микросхем (ИС), так же перспективно передавать сигналы по оптическим соединениям. На данный момент оптические источники с электрическим управлением обладают размерами на три порядка превосходящие размеры полупроводниковых компонент, используемых в микроэлектронике.

Преодолеть это несоответствие размеров можно используя источник фотонов и плазмонов на основе излучения из туннельного контакта при неупругом туннелировании электронов. Такие источники, пока

обладают крайне низкой квантовой эффективностью [1,2]. Перспективным является развитие технологий создания оптических наноантенн, посредством которых эффективность эмиссии из туннельного контакта может быть увеличена на порядки. Основной целью данной работы было исследование процесса рождения фотонов при неупругом туннелировании электронов в сверхвысоковакуумном сканирующем туннельном микроскопе.

Методика эксперимента

Сверхвысоковакуумный сканирующий туннельный микроскоп Omicron VT650 был модифицирован для вывода излучения, рождающегося в туннельном зазоре за пределы вакуумной камеры через оптический фланец. Излучение собиралось из телесного угла порядка 0,1 стерадиан и направлялось в счетчик одиночных фотонов IDQuantique ID120, подробнее оптический эксперимент описан в [3].

Туннельный контакт создавался между платиноиридиевым зондом Bruker DPT10 и образцом. Образец представлял собой слоистую планарную структуру, сформированную на поверхности слюды. В качестве базового слоя была использована золотая пленка толщиной 120 нм. На поверхность пленки было термически напылено 10 нм кремния.

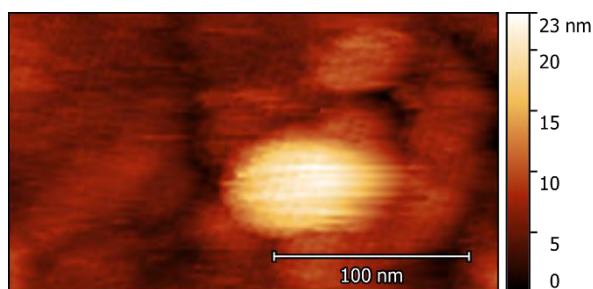


Рис. 1. Топография поверхности тонкой кремниевой плёнке на золоте после образования «нанохолма». Параметры сканирования: 1 нА, 3 В

После получения СТМ топографии рабочей области образца (5x5 мкм), на зонд подавался кратковременный (100 мс) импульс напряжения -10 В с отключением обратной связи, в то время как обратная связь во время сканирования была настроена на поддержание тока 100 пА при 0,5 В. Повторное сканирование области обнаруживало образование на поверхности «нанохолма» (см. Рис. 1). Далее, проводилось сканирование поверхности при напряжении 3 В. При таком напряжении возможно наблюдение оптического излучения, генерируемого при неупругом туннелировании электронов.

На карте интенсивности оптического излучения из туннельного контакта (см. Рис. 2) видно, что на образце не наблюдается излучения, за исключением области, соответствующей положению «нанохолма». Схожая картина усиления эмиссии наблюдается при создании наноантенн методом электронной литографии [4]. Мы предполагаем, что создаваемая на поверхности особенность является результатом локального разогрева поверхности и представляет собой композит кремния и золота.

Результаты

Получаемая методом локальной СТМ модификации поверхности наноантенна является субволновым источником фотонов. Ожидаемый спектр излучения лежит в диапазоне длин волн 500–900 нм.

Сканирующий туннельный микроскоп позволяет не только проводить исследования топографии и электронных свойств, но позволяет с прецизионной точностью создавать такие наноантенны. Поскольку, состав наноантенны – это кремний и золото, она может обладать преимуществами над чисто золотой антенной [5] и является полностью совместимой

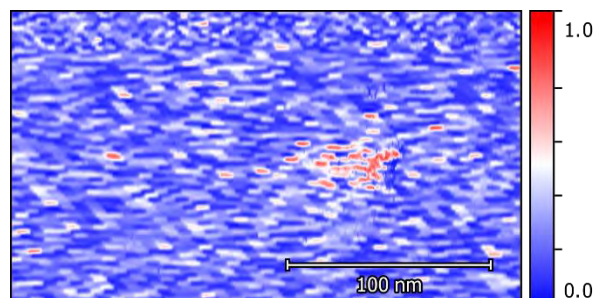


Рис. 2. Карта интенсивности излучения из туннельного контакта полученная синхронно с изображением топографии на рис. 1

с существующими КМОП-технологиями. Следовательно, возможна простая интеграция этой технологии в существующие интегральные схемы. А благодаря своим субволновым размерам и возможности работать на больших частотах модуляции сигнала, такой источник имеет высокий потенциал быть основой электрооптических чипов следующего поколения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект РНФ № 21-79-10346).

Литература

1. Parzefall M., Novotny L. Optical antennas driven by quantum tunneling: a key issues review // *Reports Prog. Phys.* 2019. Т. 82. № 11. С. 112401.
2. Shkoldin V.A. *et al.* Crucial Role of Metal Surface Morphology in Photon Emission from a Tunnel Junction at Ambient Conditions // *J. Phys. Chem. C.* 2019. Т. 123. № 14. С. 8813–8817.
3. Lebedev D.V. *et al.* Indirect Detection of the Light Emission in the Local Tunnel Junction // *Phys. Status Solidi - Rapid Res. Lett.* 2020. Т. 14. № 3.
4. Lebedev D.V. *et al.* Scanning Tunneling Microscopy-Induced Light Emission and I(V) Study of Optical Near-Field Properties of Single Plasmonic Nanoantennas // *J. Phys. Chem. Lett.* 2021. Т. 12. № 1. С. 501–507.
5. Dvoretckaia L. *et al.* Electrically driven metal and all-dielectric nanoantennas for plasmon polariton excitation // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 2020. Т. 244. С. 1–7.

Формирование неоднородных оксидных и субоксидных слоев на ультратонкой металлической пленке при многократном окислении и ионном распылении

А.В. Лубенченко^{1*}, Д.А. Иванов¹, О.И. Лубенченко¹, А.Б. Паволоцкий²,
Д.С. Лукьянцев¹, В.А. Ячук¹, О.Н. Павлов¹

¹ НИУ Московский энергетический институт, ул. Красноказарменная, 14, Москва, 111250.

² Chalmers University of Technology, st. Maskingränd, 2, Göteborg, 41296, Sweden.

*lubenchenkoav@mpei.ru

В работе представлена технология контролируемого формирования неоднородных оксидных и субоксидных слоев на ультратонкой металлической пленке. Получена структура с чередованием ультратонких слоев из высшего оксида и субоксидных слоев на ниобиевой пленке.

Ультратонкие металл-оксидные плёнки находят своё применение в создании мемристоров, которые, в свою очередь, являются ключевым элементом энергонезависимой резистивной оперативной памяти (RRAM). Для мемристоров на основе ультратонких металл-оксидных плёнок необходимо формировать слои, обеднённые кислородом (субоксидные слои), и/или слои с кислородными вакансиями. От послойного химического и фазового состава и толщины активного слоя зависят функциональные параметры мемристора как элементов RRAM (число циклов запись/чтение, напряжения записи и стирания и др.).

В работе предлагается технология формирования многослойных оксидных и субоксидных слоев на ультратонкой металлической пленке в несколько этапов: 1) напыление однородной ультратонкой металлической пленки на подложку в вакуумной камере методом магнетронного распыления с контролем толщины напыляемой пленки; 2) атмосферное окисление пленки после выгрузки из камеры; 3) загрузка в вакуумную камеру; 4) определение послойного химического и фазового состава окисленной металлической пленки; 5) распыление оксидного слоя скользящими ионными пучками с целью уменьшения его толщины, при этом осуществляется контроль *in situ* послойного химического и фазового состава пленки; 6) модификация оксидного слоя в субоксидный слой (слой с обеднённым содержанием кислородом) за счет преимущественного распыления кислорода слаботочными ионными пучками с контролем *in situ* послойного химического и

фазового состава пленки; 7) контролируемое окисление в шлюзовой камере, формирующее на верхней поверхности слой высшего оксида; 8) определение послойного химического и фазового состава окисленной металлической пленки. Такой подход позволит формировать на ультратонкой металлической пленке оксидные и субоксидные слои с определенными толщинами и составом.

В работе продемонстрировано формирование многослойной оксидной и субоксидной структуры на ультратонкой пленке ниобия. Плёнки Nb были нанесены на кремниевую подложку методом магнетронного напыления в установке Pfeiffer Vacuum SLS630G. Толщина плёнки при напылении контролировалась по известной скорости напыления (скорость напыления была подтверждена при исследовании пленок методом ПЭМ). Была использована пленка толщиной 50 нм. Для формирования толстого слоя высшего оксида пленка находилась на воздухе несколько часов. Распыление и модификация пленки проводились направленными ионными пучками Ag^+ в вакуумных условиях с помощью ионной пушки SPECS Ion Source IQE 12/38 (при распылении: энергия ионов – 1 кэВ, угол падения – 70° от нормали, ионный ток – 1,5 мкА, время распыления – 20 минут; при модификации: энергия ионов – 0,5 кэВ, угол падения – 70° от нормали, ионный ток – 0,5 мкА, время распыления – 10 минут). Контролируемое окисление в шлюзовой камере, формирующее на верхней поверхности слой высшего оксида, проводилось в двух режимах: кратковременное окисление на атмосфере в течении 1 минуты, длительное окисление на атмосфере в течении 15 минут.

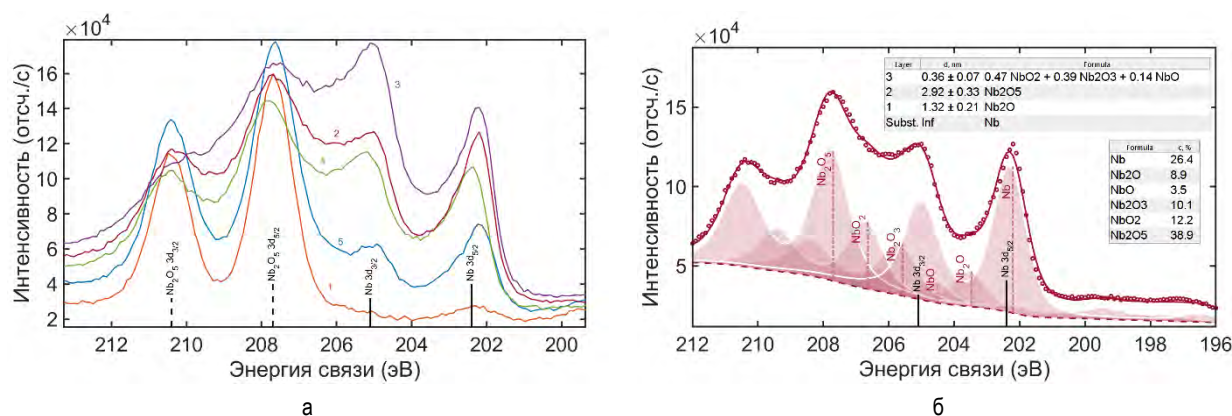


Рис. 1. Рентгеновские фотоэлектронные спектры: спектральная линия Nb 3d

Таблица 1. Послойный химический и фазовый состав неоднородных многослойных плёнок: 1 — до распыления; 2 — после распыления; 3 — после модификации; 4 — после кратковременного окисления; 5 — после длительного окисления

слои	1		2		3		4		6	
	d, нм	формула	d, нм	формула	d, нм	формула	d, нм	формула	d, нм	формула
4	—	—	—	—	—	—	0.84 ± 0.15	Nb ₂ O ₅	1.58 ± 0.23	Nb ₂ O ₅
3	—	—	0.36 ± 0.10	0.47 NbO ₂ + 0.39 Nb ₂ O ₃ + 0.14 NbO	1.02 ± 0.17	0.32 NbO ₂ + 0.42 Nb ₂ O ₃ + 0.26 NbO	0.40 ± 0.08	0.30 NbO ₂ + 0.52 Nb ₂ O ₃ + 0.18 NbO	0.19 ± 0.04	0.66 NbO ₂ + 0.18 Nb ₂ O ₃ + 0.16 NbO
2	7.5 ± 0.4	Nb ₂ O ₅	2.9 ± 0.3	Nb ₂ O ₅	2.9 ± 0.3	Nb ₂ O ₅	2.9 ± 0.3	Nb ₂ O ₅	2.9 ± 0.3	Nb ₂ O ₅
1	2.1 ± 0.3	Nb ₂ O	1.3 ± 0.3	Nb ₂ O	1.0 ± 0.3	Nb ₂ O	1.0 ± 0.3	Nb ₂ O	1.0 ± 0.3	Nb ₂ O
0		Nb		Nb		Nb		Nb		Nb

Незрушающий послойный химический и фазовый анализ тонких и ультратонких плёнок проводился на основе метода [1], позволяющего определять послойные профили с субмонослойной точностью, анализируя данные рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии. Рентгеновские фотоэлектронные спектры были получены с помощью модуля электронно-ионной спектроскопии на базе платформы Нанофаб 25 (НТ-МДТ). В аналитической камере достигался сверхвысокий безмасляный вакуум порядка 10^{-6} Па. Спектры снимались электростатическим полусферическим энергоанализатором SPECS Phoibos 225, с использованием рентгеновской пушки с Mg анодом. Энергоанализатор работал в режиме FAT (Fixed Analyzer Transmission). Для обзорных спектров была установлена энергия замедления в линзе энергоанализатора $E_{\text{pass}} = 80$ эВ, для детальных — $E_{\text{pass}} = 20$ эВ.

На рис. 1 показаны рентгеновские фотоэлектронные спектры от различных мишеней. Цифрами

обозначены спектры от плёнок: 1 — до распыления; 2 — после распыления; 3 — после модификации; 4 — после кратковременного окисления; 5 — после длительного окисления. На рис. 1а приведены детальные спектры линии Nb 3d. На рис. 1б приведены детальный спектр от мишени после распыления, кружками обозначены экспериментальные данные, сплошной линией — теоретическая интерпретация спектра, закрашенными областями — парциальные теоретические спектры. В таблице 1 представлены результаты послойного химического и фазового анализа после каждого этапа формирования оксидных и субоксидных слоев на ультратонкой металлической пленке.

Литература

1. Lubenchenko A.V., Batrakov A.A., Pavolotzky A.B. *et al.* // Applied Surface Science, V. 427, 711–721 (2018)

Интерпретация СТМ изображений островков структуры $g\text{-Si}_3\text{N}_3$ (8x8) при нитридации поверхности Si(111) в рамках модели ВКБ

В.Г. Мансуров^{1,*}, Ю.Г. Галицын¹, Т.В. Малин¹, С.А. Тийс¹, Д.С. Милахин¹, К.С. Журавлев¹

¹ Институт физики полупроводников (ИФП) СО РАН, пр. академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090

*mansurov@isp.nsc.ru

Экспериментально обнаружено уменьшение контраста между островками (8x8) и окружающей их областью (7x7)_N в СТМ картинах при увеличении положительного напряжения на поверхности исследуемого образца относительно СТМ-зонда. Поведение контраста объяснено в рамках модели ВКБ для туннельного тока с учетом различий локальной плотности состояний на участках поверхности с различной структурой.

В последнее время появился большой интерес к новым двумерным (2D) модификациям привычных материалов, которые могут быть сформированы в определенных условиях благодаря sp^2 гибридизации атомных орбиталей при образовании химических связей, как например, графен, силицен, BN, MoS₂, и др. Однако, мало внимания уделяется двумерной фазе Si₃N₄, несмотря на высокую практическую значимость обычных (аморфной и поликристаллической) модификаций нитрида кремния.

Ранее было обнаружено, что при нитридации чистой поверхности (111) кремния возникает нитридная структура (8x8). Образование (8x8) структуры **обычно** связывают с эпитаксиальным ростом тонкого слоя кристаллического $\beta\text{-Si}_3\text{N}_4$. Недавно мы предложили и обосновали альтернативную модель этой структуры как двумерного графеноподобного слоя $g\text{-Si}_3\text{N}_3$ [1, 2].

В настоящей работе исследован контраст СТМ изображений с островками структуры (8x8), возникающих при формировании двумерного слоя $g\text{-Si}_3\text{N}_3$ в процессе высокотемпературной нитридации (~1000° C) поверхности Si(111) в потоке аммиака. Слои исследовались методами сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии (СТМ/СТС), позволяющими изучить атомную и электронную структуры поверхности в реальном пространстве с атомным разрешением.

Результаты и обсуждение

Зародыши двумерного слоя $g\text{-Si}_3\text{N}_3$ со структурой (8x8) в СТМ изображениях проявляются как темные островки треугольной формы (Рис. 1a-d).

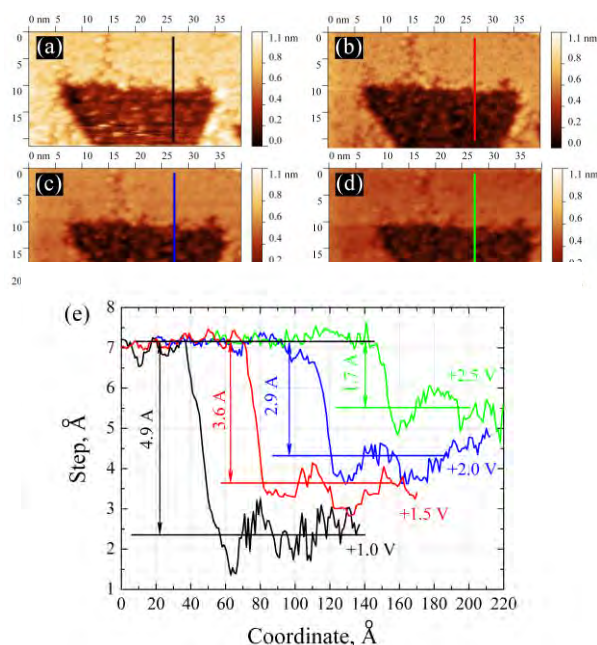


Рис. 1. Зависимость контраста от напряжения на туннельном промежутке: (a) +1 В, (b) +1.5 В, (c) +2 В, (d) +2.5 В, (e) соответствующие профили высоты ступени

Их часто связывают с образованием морфологических ямок травления [3]. Более светлый окружающий фон демонстрирует сверхструктуру (7x7)_N. Эта поверхность имеет периодичность соответствующую (7x7), как и на чистой поверхности кремния, однако она покрыта хемосорбированным слоем аммиака и фрагментов образующегося нитрида кремния, что приводит к появлению дополнительного контраста и изменению спектра локальной плотности состояний в СТС, воспроизводимо и отчетливо наблюдаемых, в сравнении с реконструкцией чистой поверхности кремния (7x7) [2].

В наших экспериментах наблюдалось уменьшение контраста между островками (8x8) и окружающей

их областью в СТМ картинах при увеличении положительного напряжения на поверхности исследуемого образца относительно СТМ-зонда, как показано на рисунке 1(a-d). Еще более наглядно это видно на профилях высоты, измеренных на границе структур (8×8) и $(7 \times 7)_N$, рисунок 1(e). Такое поведение контраста нельзя связать с морфологическими особенностями нитридизованной поверхности Si(111) на границе двух структур, в частности, приписать его образованию ямок травления, поскольку реальные морфологические ступени не зависят от напряжения на туннельном зазоре.

Наблюдаемая зависимость контраста от напряжения на туннельном зазоре была успешно объяснена в рамках модели Вентцеля-Крамерса-Бриллюэна (ВКБ) для туннельного тока, с учетом различий

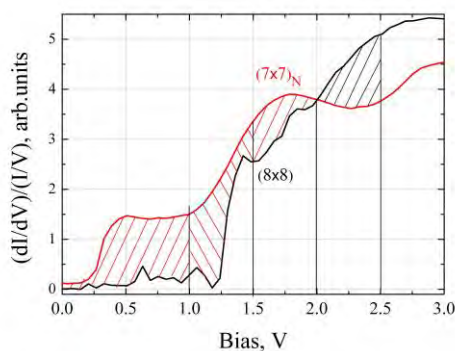


Рис. 2. Спектры нормированного дифференциального сопротивления структур (8×8) и $(7 \times 7)_N$

Количественно поведение туннельного тока описывается в одномерном приближении ВКБ следующими выражениями [4, 5]:

$$I(V, z) \sim \int_0^V \rho_s(E) \cdot \rho_t(E - V) \cdot T(E, V, z) dE \quad (1)$$

$$T(E, V, z) = \exp \left[-\sqrt{\alpha \cdot \left(\varphi + \frac{V}{2} - E \right)} \cdot z \right] \quad (2)$$

где φ – высота туннельного барьера при нулевом напряжении и $\alpha = 8m/\hbar^2$, z – расстояние от зонда до поверхности, или туннельный зазор, E – переменная интегрирования, которая пробегает диапазон энергий, соответствующий разнице уровней Ферми зонда и образца. Функция $T(E, V, z)$ описывает трансмиссионный коэффициент туннельного барьера (предполагается, что барьер имеет форму трапеции) при расстоянии z от зонда до поверхности

образца и смещении V , $\rho_s(E)$ – это плотность состояний образца. Плотность состояний зонда $\rho_t(E - V)$ считается плавной маломеняющейся функцией.

На рисунке 2 показаны фрагменты спектров нормированного дифференциального сопротивления $(dI/dV)/(I/V)$. Как известно, эта величина пропорциональна локальной плотности состояний [5]. Расчет туннельного тока с полученной плотностью состояний согласно ВКБ модели (1) показывает, что при увеличении напряжения разница туннельных токов на границе структур, рисунок 1(a-d) нивелируется, что также видно из сопоставления площадей под спектрами, рисунок 2. Обратная связь по туннельному току в процессе СТМ сканирования компенсирует такое изменение тока путем изменения туннельного зазора, что и приводит к возникновению кажущегося «морфологического контраста».

Таким образом, поведение контраста СТМ изображений при вариации напряжения может быть полностью объяснено с учетом различий плотности состояний на различных участках (структурах), возникающих при нитридации поверхности. Это помогает провести дальнейший анализ формирования нитридного слоя на поверхности кремния, и дает дополнительные аргументы в пользу графеноподобной модели структуры (8×8) .

Работа выполнена в рамках государственного задания 0306-2019-00008 «Гетероструктуры на основе материалов A_3B_5 для СВЧ электроники и СВЧ фотозлектроники».

Литература

1. Mansurov V.G., Malin T.V. *et al.* // J. Cryst. Growth., V. 441, 12 (2016).
2. Mansurov V.G. *et al.* // IntechOpen, (2019) DOI:10.5772/intechopen.81775.
3. Gangopadhyay S. *et al.* // Surf. Sci.N anotech., V. 4, 84 (2006).
4. Koslowski B., Dietrich C., Tschetschekin A. and Ziemann P. // Physical Review B, V. 75, 035421 (2007).
5. Feenstra R.M., Stroscio J.A., Fein A.P. // Surf. Sci. V. 181, 295 (1987).

Исследование ферроэлектрического фазового перехода в монослое In_2Se_3

А.В. Матецкий^{1,*}, В.В. Мараров¹, Н.В. Денисов¹, А.В. Зотов¹, А.А. Саранин¹

¹ Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, ул. Радио, 5, Владивосток, 690041.

*mateckij@iacp.dvo.ru,

Ферроэлектрические фазовые переходы в монослое $\beta\text{-In}_2\text{Se}_3$, выращенном на графене были изучены при помощи методов дифракции медленных электронов и сканирующей туннельной микроскопии. Изменения в зонной структуре материала, сопровождающие данные переходы, были изучены методом фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением. В отличие от объемного материала было обнаружено сосуществование антиферроэлектрической полосчатой фазы и ферроэлектрической зигзагообразной фазы

Слоистые халькогениды III–VI привлекают значительное внимание научного сообщества ввиду перспектив использования в качестве материалов электроники, оптоэлектроники, термоэлементов. Среди них, ряд материалов, проявляют также сегнетоэлектрические свойства. Так, ранее было показано, что фаза $\alpha\text{-In}_2\text{Se}_3$ имеет поляризацию, как в плоскости, так и перпендикулярно плоскости слоя. В тоже время, для $\beta\text{-In}_2\text{Se}_3$ имеющей гранецентрированную упаковку атомов внутри слоя, которая не предполагает пьезоэлектрических свойств, были обнаружены поверхностные суперпериодические структуры в виде полос, в которых отдельные полосы имеют не нулевой суммарный вектор поляризации, но вектора соседних полос направлены антипараллельно [1]. При охлаждении данная полосчатая фаза переходит в иную фазу с суперпериодом $2\times\sqrt{3}$, у которой имеется не нулевой вектор поляризации, направленный вдоль элементарного слоя [2].

Настоящее исследование посвящено изучению данных фаз и фазовых переходов в пределе толщины материала: в системе, где монослой In_2Se_3 выращен методом молекулярно-пучковой эпитаксии на поверхности графена. Рассматриваются особенности наблюдаемых явлений в сравнении с объемноподобным $\beta\text{-In}_2\text{Se}_3$ и со случаем пленок на иных подложках.

Результаты и обсуждение

Для получения монокристаллических образцов элементарный пятерной слой (ПС) In_2Se_3 выращивался при достаточно высокой температуре подложки (400 °С) и низкой скорости индия (скорость роста составляла 0.06 ПС/мин). Подложкой являлся кристалл карбида кремния 6Н – SiC с предварительно сформированным бислоем графена.

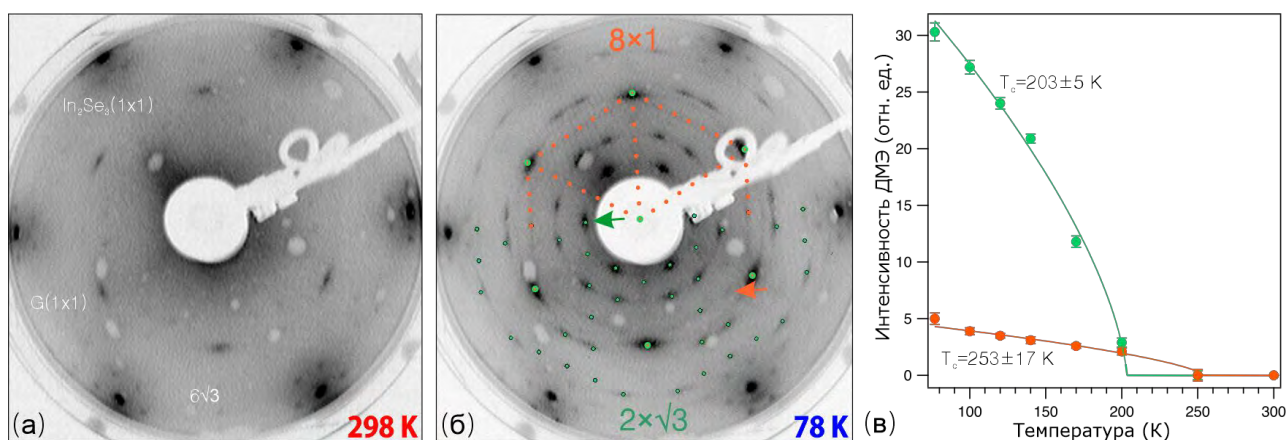


Рис. 1. Изображения ДМЭ при (а) КТ и (б) 78 К. Оранжевыми и зелеными точками в (б) обозначены моделированные половинки изображений ДМЭ от полосчатой несоразмерной фазы 4×1 и $2\times\sqrt{3}$, соответственно. (с) Эволюция интенсивности суперрефлексов обозначенных стрелками в (б) от температуры

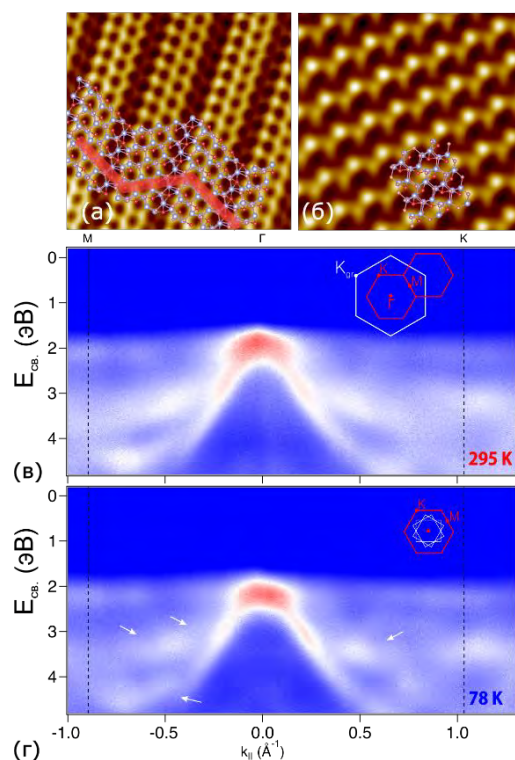


Рис. 2. а, б – Изображения СТМ ($7 \times 7 \text{ nm}^2$) полученные доменов полосчатой фазы и зигзагообразной, соответственно. в, г – данные фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением от монослоя In_2Se_3 при 295 К и при 78 К. Стрелками на г обозначены изменения в спектре в местах прохождения новых брэгговских плоскостей

Указанные условия роста приводят к тому, что большая часть островков In_2Se_3 упорядочивается вдоль направления $[1-21]$ ($\sqrt{3}$) графена, что хорошо видно на картинах дифракции медленных электронов (ДМЭ) на Рисунок 1а.

В отличие от случая объёмного $\beta\text{-In}_2\text{Se}_3$ и тонких пленок на высокоориентированном пиролитическом графите (ВОПГ) [1,2] монослой In_2Se_3 выращенный на графене не имеет выраженных супер-рефлексов на картинах ДМЭ характерных для полос-

чатой фазы при КТ. Они появляются вместе с рефлексами $2 \times \sqrt{3}$ при охлаждении ниже 200 К. При этом фазы продолжают сосуществовать при дальнейшем охлаждении (Рисунок 1б,в).

Это подтверждается наблюдениями сканирующей туннельной микроскопии (СТМ - Рисунок 2а,б), на которых можно наблюдать характерные для различных фаз модуляции контраста. Они отражают изменение положения атомов в слое, в частности поднятие некоторых атомов селена.

В то время как полосчатая фаза, по-видимому, не приводит к значительному изменению электронного спектра, при понижении температуры видны характерные искажения электронных зон в тех областях где проходят границы новой зоны Бриллюэна, соответствующей решетке $2 \times \sqrt{3}$ (Рисунок 2в,г).

Расчеты в приближении функционала плоскости показывают, что полная энергия полосчатой и зигзагообразной фазы схожи в случае монослоя In_2Se_3 , что согласуется с вышеуказанными наблюдениями ДМЭ и СТМ. Учитывая, что полосчатая фаза является антиферроэлектрической, а зигзагообразная обладает суммарным вектором поляризации, данная система выглядит перспективной для создания приборов, задействующих переключение между данными фазами под воздействием внешнего параметра [3, 4].

Данная работа проделана при поддержке гранта РФФ 20-72-00067.

Литература

1. Zheng C. *et al.* // Science Advances, 4, 1–7 (2018).
2. Zhang F. *et al.* // ACS Nano, 13, 8004–8011 (2019).
3. Chen Z. *et al.* // Advanced Science, 8, 1–8 (2021).

Влияние степени гидрофобности подложек на формирование кристаллических наноструктур на основе трипептида глицина.

А.С. Морозова¹, С.А. Зиганшина¹, М.А. Зиганшин², А.А. Бухараев¹

¹ КФТИ – обособленное структурное подразделение ФИЦ КазНЦ РАН, г. Казань

² Химический институт им. А.М. Бутлерова Казанского федерального университета, г. Казань

*morozova_anna_s@mail.ru

Методами атомно-силовой микроскопии исследована самоорганизация трипептида на основе глицина в пленках, нанесенных на поверхность кремния, обладающего гидрофильными и гидрофобными свойствами.

Введение

В последнее время особое внимание уделяют формированию структур на основе короткоцепных пептидов (олигопептидов). Это связано с тем, что микро- и наноструктуры на их основе находят применение в различных областях: оптика и энергетика, медицина, материаловедение, так как материалы на их основе обладают биологической активностью и повышенной термостабильностью [1]. В настоящей работе, с помощью методов сканирующей зондовой микроскопии, исследована самоорганизация трипептида на основе глицина в тонкой пленке на поверхности подложек под действием паров органических соединений с целью установления закономерностей формирования наноструктур различной формы и размера. В качестве подложек использовались кремниевые пластины: гидрофильная и гидрофобная. Это позволило провести исследование влияния степени гидрофильности подложек при одинаковой природе материала на вид образующихся на их поверхности структур на основе трипептида. Ранее нами было изучено влияние на пленки триглицина таких подложек как гидрофобный высокоориентированный пиролитический графит и гидрофильная слюда [2]. Также в настоящей работе представлена методика контроля за состоянием поверхности образцов с помощью атомно-силовой спектроскопии (АСС).

Методика эксперимента

В качестве объекта был использован трипептид глицил-глицил-глицин (GlyGlyGly). Тонкие аморфные пленки формировали путем нанесения раствора трипептида с концентрацией 1 мг/мл в смеси метанол-вода (в соотношении 1:1) на поверхности кремниевых пластин, отличающиеся по своим свойствам:

гидрофобную и гидрофильную. Гидрофобную поверхность получали пассивацией очищенной кремниевой пластины в растворе плавиковой кислоты. Для исследования влияния паров органических соединений на формирование наноструктур подложку с нанесенной пленкой помещали в чашку Петри с 200 мкл растворителя. Не допускалось прямого контакта жидкого растворителя и образца. Для насыщения пленок олигопептидов парами использовались растворители, отличающиеся по физико-химическим свойствам, относящиеся к разным классам органических соединений. Морфология поверхности пленок триглицина до и после насыщения парами органических соединений на гидрофобном и гидрофильном кремнии исследовалась методом атомно-силовой микроскопии на приборе Solver P47Pro (НТ-МДТ, Россия) с использованием стандартных кремниевых кантилеверов NSG-11 (НТ-МДТ, Россия) с резонансной частотой колебания от 114 до 259 кГц. С помощью атомно-силового микроскопа в режиме АСС изучались особенности локального силового взаимодействия зонда с поверхностью, и на основании результатов была получена информация о силе адгезии пленки к микрозонду. Применялись кремниевые кантилеверы (CSG – 11, с константой жесткости 0.03 Н/м). Для уменьшения ошибок, связанных с неточностью в определении постоянной упругости кантилевера, серии экспериментов проводились одной и той же иглой.

Результаты и обсуждения

Были получены АСМ изображения пленок трипептида на основе глицина на поверхности монокристаллического кремния, отличающегося степенью гидрофобности. Ранее было установлено, на поверхности кремния при самопроизвольном высыхании раствора GlyGlyGly формируются кристаллические

структуры [2]. Поэтому аморфные пленки GlyGlyGly на поверхности гидрофильного и гидрофобного кремния были получены с помощью специальной методики [3].

Установлено, что природа паров органических соединений и подложка, на которой сформированы пленки GlyGlyGly, оказывают значительное влияние на морфологию пленок [2]. Структурирование аморфной пленки трипептида, нанесенной на гидрофильный кремний, происходит под действием паров сильных протонных акцепторов (пиридин) и протонных доноров (спирты). Пары ацетонитрила, являющимся слабым протонным акцептором, на морфологию пленки трипептида на гидрофильном кремнии практически не оказывают влияния (рис. 1а). Наблюдается небольшая трансформация пленки. Противоположный эффект наблюдается после насыщения пленки GlyGlyGly, нанесенной на гидрофобный кремний (рис. 1б). На поверхности образуются как волокнообразные структуры, так и хорошо очерченные кристаллы длиной от 1 мкм до 3,5 мкм.

Полученные результаты показывают, что гидрофильный кремний препятствует образованию структур на поверхности аморфной пленки триглицина при взаимодействии со слабыми протонными донорами и протонными акцепторами.

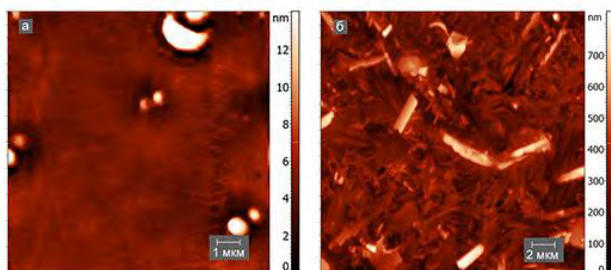


Рис. 1. АСМ изображения пленок триглицина на гидрофильной (а) и гидрофобной (б) кремниевых подложках после насыщения парами ацетонитрила

Методом атомно-силовой спектроскопии (АСС) была определена сила адгезии полученных микро- и наноструктур. В частности, после насыщения парами ацетонитрила пленки, нанесенной на поверхности гидрофильного кремния, сила адгезии составила ~ 160 нН, что соответствует значению для аморфной пленки. Для наноструктур, полученных после насыщения пленки триглицина, нанесенной на гидрофобный кремния сила адгезии составила

~ 50 нН. Таким образом, метод АСС весьма чувствителен к типу структур на поверхности изученных пленок GlyGlyGly. Этот метод можно предложить для определения степени кристалличности наноструктур на основе олигопептидов, нанесенных на различные поверхности.

Выводы

Обнаружено, что только сильные протонные доноры и протонные акцепторы влияют на пленку GlyGlyGly, нанесенную на гидрофильный кремний. Морфология пленки, нанесенной на гидрофобный кремний, изменялась как сильными, так и слабыми протонными донорами и протонными акцепторами. Установлено, что степень гидрофобности подложки, а также природа паров органических соединений, выбранных для насыщения пленок, оказывают значительное влияние на морфологию поверхности начальных пленок GlyGlyGly. Методом АСС определено, что в зависимости от природы используемого при насыщении пара формируются микро- и наноструктуры с различной степенью кристалличности.

Полученные результаты могут быть полезны при разработке методов контролируемой самосборки короткоцепных пептидов на твердых поверхностях путем рационального выбора подложки и паров или для объяснения причин образования наноструктур различной формы на основе коротких пептидов при использовании разных субстратов.

Приготовление образцов выполнено при частичной финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90101.

АСМ измерения выполнены на оборудовании Solver P47 Pro ЦКП-САЦ ФИЦ КазНЦ РАН.

Литература

1. Kim S., Kim J.H., Lee J.S. *et al.* // Small, V.11 (2015).
2. Morozova A.S., Ziganshina S.A., Bukharaev A.A. *et al.* // Journal of Surface Investigation, 3, 499–506 (2020).
3. Ziganshin M.A., Morozova A.S., Ziganshina S.A. *et al.* // Molecular Crystals And Liquid Crystals, V. 690, 67–83 (2019).

Вода как главный фактор образования микро- и наноструктур в тонких органических пленках

А.С. Морозова¹, С.А. Зиганшина¹, Е.О. Кудрявцева², А.А. Бухараев¹, М.А. Зиганшин²

¹ Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Федерального исследовательского центра «Казанский научный центр Российской академии наук», г. Казань

² Химический институт им. А.М. Бутлерова Казанского федерального университета, г. Казань

*morozova_anna_s@mail.ru

Методами атомно-силовой микроскопии исследована самоорганизация дипептида на основе глицина в пленке, после насыщения парами органических соединений и воды.

Введение

В настоящее время короткоцепные олигопептиды являются популярными объектами исследования, благодаря своей способности к самосборке с образованием разнообразных структур: наносферы, наностержни, нанотрубки, нановолокна, кристаллы и т.д. Такие наноструктуры являются биосовместимыми и могут быть использованы в медицине, экологии и различных технологиях [1, 2].

При получении наноструктур на основе олигопептидов огромное значение имеет среда, в которой происходит самосборка. Как правило, состав среды легко регулируется, если самосборку производят в растворе. Но при иницировании самосборки паровыми соединениями, состав среды является неопределенным. Без его четкого контроля невозможно прогнозирование формы образующихся структур. В связи с этим исследование роли паров воды в процессах самосборки олигопептидов в твердой фазе представляет значительный интерес.

Методика эксперимента

В качестве объекта был использован дипептид глицил-глицин (GlyGly). Раствор олигопептида с концентрацией 1 мг/мл готовился растворением точной навески GlyGly в 1:1 об. смеси метанол/вода. В качестве подложек были использованы пластины монокристаллического кремния. Непосредственно перед нанесением пленки поверхность пластин очищалась механически и промывалась этанолом.

Для получения аморфных пленок дипептида была использована специальная методика [3]. Для насы-

щения пленки GlyGly парами индивидуальных органических соединений или их смесью с водой подложку с нанесенной пленкой помещали в чашку Петри, содержащую 200 мкл органического растворителя в присутствии осушителя или 200 мкл органического растворителя с добавлением 10 мкл дистиллированной воды. Чашку Петри герметизировали и выдерживали при комнатной температуре в течение 10 минут, часа и суток. Перед изучением морфологии пленки осушались в потоке воздуха с температурой 45 °С для удаления паров растворителей.

Результаты и обсуждение

Были получены АСМ изображения пленок дипептида на основе глицина на кремниевых подложках. Полученные аморфные пленки GlyGly насыщались парами органических соединений в присутствии осушителя для снижения термодинамической активности воды в системе. Были использованы два гидрофобных растворителя, молекулы которых имеют близкие размеры: бензол и тетрахлорметан. Обнаружено, что в результате взаимодействия пленки GlyGly с парами бензолом происходит набухание и частичное растворение пленки, рис. 1а. В случае насыщения пленки парами тетрахлорметана на ее поверхности не происходит формирование каких-либо упорядоченных структур, пленка остается аморфной, рис. 1б.

При добавлении к 200 мкл (рис. 1в) C_6H_6 и (рис. 1г) CCl_4 всего лишь 10 мкл воды морфология пленки начинает изменяться. Насыщения аморфной пленки GlyGly смесями паров органических растворителей

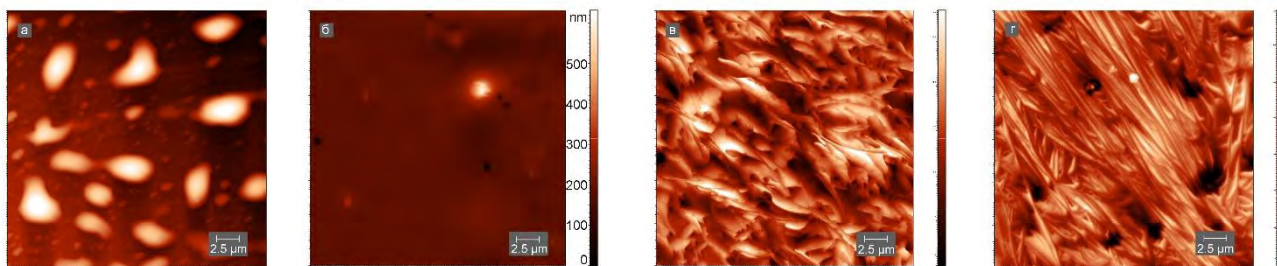


Рис. 1. АСМ-изображения пленок GlyGly на кремниевой подложке после насыщения парами органических соединений бензола (а) и тетрахлорметана (б) и смесью бензола (в) с добавлением воды и тетрахлорметана с добавлением воды (г)

и воды в течение 60 минут позволяет получить хорошо сформировавшиеся структуры во всех изученных системах. После насыщения парами бензола были получены кристаллы игольчатой формы. В случае с тетрахлорметаном на поверхности пленки образуются две фазы кристаллических структур: длинные, узкие и угольковые структуры.

Насыщение пленки GlyGly парами воды (10 мкл) приводит к формированию складчатой структуры, рис. 2а. На вершинах складок образуются зародыши диаметром ~ 500 нм. После насыщения парами воды в течение суток на поверхности пленки обнаружены сферические частицы диаметром ~ 400 нм, при этом кристаллические структуры отсутствовали, рис. 2б. Наблюдали конденсацию паров воды на поверхности пленки (рис. 2б), что приводило к ее частичному растворению. Поэтому при высыхании наблюдаются разрозненные кристаллы. В первом случае (рис. 2а) конденсации не происходило и наблюдается самосборка дипептида.

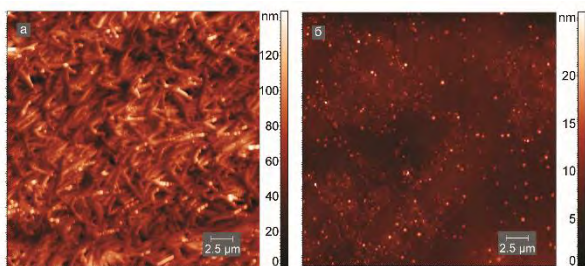


Рис. 2. АСМ-изображения пленок GlyGly, насыщенных парами воды (а) в течение 10 мин 10 мкл воды и (б) в течение 24 ч 200 мкл воды

Таким образом предполагаем, что самосборка дипептида GlyGly инициируется водяным паром, но не исследуемыми органическими соединениями, процессу кристаллизации предшествует образование раствора дипептида в конденсированных парах.

Выводы

Состояние аморфной пленки GlyGly после насыщения парами органических веществ, таких как тетрахлорметан и бензол, в отсутствие воды не меняется. Было установлено, что пары воды, а не изученные органические соединения, инициируют самосборку дипептида GlyGly. Добавление паров воды в систему инициирует кристаллизацию дипептида.

В данной работе впервые с помощью атомно-силовой микроскопии проведено исследование взаимного влияния паров воды и органических соединений на самосборку дипептида GlyGly в твердом состоянии.

Полученные результаты необходимы для совершенствования технологий получения органических наноструктур на основе олигопептидов при решении задач биомедицины, экологии, энергетики и др.

Приготовление образцов выполнено при частичной финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90101.

АСМ измерения выполнены на оборудовании Solver P47 Pro ЦКП-САЦ ФИЦ КазНЦ РАН.

Литература

1. Brar S. *et al.* // Journal of Environmental Management 255 (2020) 109804
2. Adler-Abramovich L., Gazit E. // Chem. Soc. Rev. 43(2014), 6873-7238.
3. Ziganshin M.A., Morozova A.S., Ziganshina S.A. *et al.* // Molecular Crystals And Liquid Crystals, V. 690, 67–83 (2019).

Диффузия заряженных вакансий на поверхности Si(100)-2×1-Br

Т.В. Павлова*, В.М. Шевлюга

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991.

*pavlova@kapella.gpi.ru

Оборванные связи кремния на покрытой монослоем адсорбата поверхности Si(100)-2×1 интересны для практических применений, поскольку представляют собой одноатомные квантовые точки, которые можно создавать в СТМ. Однако в процессе наблюдения в СТМ вакансии, содержащие оборванные связи, могут перемещаться. Диффузия вакансий изучалась в большом количестве работ, однако влияние заряда и подповерхностных примесей не учитывалось. В настоящей работе экспериментально и теоретически изучена диффузия вакансий на поверхности Si(100)-2×1-Br и показано, что при положительном напряжении на образце при 77 К диффундируют только положительно заряженные вакансии. Эксперименты на образцах с различным легированием позволили установить механизм диффузии и ее зависимость от степени легирования приповерхностной области образца.

Введение

На месте удаленного атома брома на поверхности Si(100)-2×1-Br остается оборванная связь (DB, dangling bond) атома кремния с одним электроном (DB⁰). Присоединение дополнительного электрона приводит к отрицательно заряженному состоянию DB (DB⁻), а удаление электрона с оборванной связи приводит к положительно заряженному состоянию DB (DB⁺). Энергетические уровни DB⁰, DB⁻ и DB⁺ находятся в запрещенной зоне кремния, и заряд DB можно контролируемо изменять в сканирующем туннельном микроскопе (СТМ). Кроме использования в качестве одноатомных квантовых точек, оборванные связи кремния представляют интерес для решения задачи о расположении легирующей примеси на поверхности с атомной точностью.

Вакансия из атома брома на поверхности Si(100)-2×1-Br может диффундировать [1]. Чтобы расположенная с атомной точностью вакансия (и, соответственно, DB) не изменяла свое положение при ее применении как квантовой точки или для встраивания примеси, важно определить зависимость диффузии от параметров сканирования. В предыдущей работе [1] было показано, что вакансии диффундируют по всей поверхности при определенных параметрах напряжения и тока в СТМ, однако зависимость диффузии от заряда DB и локального электростатического окружения (определяемого примесями и другими дефектами) не принималась во внимание. Целью настоящей работы явилось изучение диффузии вакансии брома внутри димера на поверхности Si(100)-2×1-Br в зависимости от заряда DB и легирования образца.

Методика эксперимента

Мы использовали образцы Si(100), легированные бромом (р тип, 1 Ом*см) и фосфором (n тип, 0.1 Ом*см). Для очистки поверхности образцы прогревались в течение суток при температуре 870 К, после чего проводился флеш-нагрев до 1420 К пропусканием тока через образец. Монослой брома создавался на поверхности Si(100)-2×1 адсорбцией Br₂ в течение 100–200 с при давлении 10⁻⁸ Торр и температуре образца 100–150°C сразу после выключения флеш-нагрева. Манипуляции на поверхности Si(100)-2×1-Br проводились в LT-STM GPI CRYO (SigmaScan Ltd.) при температуре 77 К и давлении 10⁻¹¹ Торр. Использовались W и Pt-Rh иглы.

Метод расчета

Спин-поляризованные расчеты выполнены на основе теории функционала плотности (DFT), реализованной в программном пакете VASP [2]. Использовались обобщенное градиентное приближение (GGA) и обменно-корреляционный функционал PBE. Поверхность Si(100)-2×1-Br моделировалась периодически повторяющимися ячейками 6×6, состоящими из шестнадцати атомных слоев кремния, нижние три из которых были зафиксированы. Атомы брома располагались на верхней стороне пластины, а на нижнюю сторону пластины помещались атомы водорода, чтобы насытить оборванные связи кремния. Пластины разделены вакуумным промежутком в 15 Å. Активационные барьеры рассчитаны методом NEB.

Результаты и обсуждение

При положительном напряжении на образце ($U_s = +2.5\text{В}$) и при токе более 0.5 нА сканирование приводит к перепрыгиванию DB^+ внутри димера, что визуализуется на СТМ-изображении как срыв. Напротив, вакансия с DB^0 не перепрыгивала ни при каких положительных напряжениях ($1.7\text{--}4.5\text{ В}$) и токах ($0.5\text{--}4.5\text{ нА}$). Хотя мы наблюдали диффузию DB^0 внутри димера и между димерами, это случалось крайне редко. Перепрыгивание DB^- также не наблюдалось при $U_s > 0$. Таким образом, прыжковая диффузия наблюдалась только для вакансии, содержащей DB^+ . Идентификация трех зарядовых состояний DB проводилась с использованием DFT- расчетов.

В изученном диапазоне туннельного тока от 1.5 до 3.5 нА (при $U_s = +2.5\text{ В}$), полученные значения вероятности перескока линейно зависят от силы тока. Линейная зависимость также наблюдалась в другой работе [1] для диффузии атома брома как внутри димера так и между димерами при степени покрытия 0.93 МС . Линейная зависимость вероятности прыжков от тока указывает на одноэлектронный механизм диффузии, т.е. прыжок атома брома обусловлен инжекцией одного электрона.

При изменении напряжения вероятность перескока в пересчете на один электрон имеет явный пик при $2\text{--}3\text{ В}$. Такой пик наблюдался также в других работах при диффузии вакансии брома и хлора [1, 3], и ассоциировался с пиком в STS, соответствующем разрыхляющей орбитали Si-Br (Cl). Можно сделать вывод, что прыжки вызваны забросом электронов с энергией, равной или более энергии пика, на разрыхляющую орбиталь. Таким образом, мы считаем основным механизмом диффузии вакансии брома резонансный заброс одного электрона на разрыхляющую орбиталь Si-Br, возможно через объемные состояния.

Мы наблюдали диффузию вакансии с DB^+ (и ее отсутствие для DB^0 и DB^-) как на донорных, так и на акцепторных образцах кремния. Диффузия вакансии на акцепторных образцах наблюдалась сразу после подготовки с однократным флеш-нагревом, в то время как на донорных образцах диффузия начинала наблюдаться только после четырех флеш-нагревов. Флеш-нагрев кремния (100) при температуре 1420 К

приводит к обеднению подповерхностного слоя примесями, из-за чего образец становится почти собственным. Таким образом, прыжковая диффузия вакансии брома возникает, если уровень Ферми находится ближе к середине запрещенной зоне, а не сверху, как в случае донорных образцов без отжига.

Для оценки скорости диффузии вакансии из брома и хлора мы рассчитали активационные барьеры диффузии вакансии внутри димера в каждом из трех зарядовых состояний. Согласно расчетам, активационный барьер диффузии DB^+ значительно ниже, чем барьер диффузии DB^0 и DB^- . Таким образом, расчеты подтверждают, что положительный заряд вакансии приводит к значительно большей скорости ее диффузии.

В заключение, в работе установлено, что диффузия вакансии брома на поверхности Si(100)- $2\times 1\text{-Br}$ сильно зависит от заряда на оборванной связи кремния. Экспериментально показано, что при сканировании при положительном напряжении диффундируют только положительно заряженные вакансии. DFT-расчеты подтверждают более быструю диффузию вакансии с DB^+ . Основным механизмом диффузии мы считаем резонансный заброс одного электрона на разрыхляющую орбиталь Si-Br. Проведенное исследование дает информацию о том, при каких параметрах сканирования вакансии на поверхности Si(100)- $2\times 1\text{-Br}$ перемещаются, и такая информация является крайне важной при использовании DB в технологических приложениях.

Благодарности

Работа поддержана грантом РФФИ (грант 21-12-00299). Работа выполнена с использованием вычислительных ресурсов Межведомственного суперкомпьютерного центра Российской академии наук (МСЦ РАН).

Литература

1. Nakayama K.S., Graugnard E., Weaver J.H. // Phys. Rev. Lett., V. 89, 266106 (2002).
2. Kresse G., Hafner J. // Phys. Rev. B, V. 47, 558 (1993).
3. Nakamura Y., Mera Y., Maeda K. // Surf. Sci., V. 531, 68 (2003).

Ионно-лучевая модификация локальных люминесцентных свойств гексагонального нитрида бора

Ю.В. Петров^{1,*}, О.Ф. Вывенко¹, О.А. Гогина¹, К. Bolotin², S. Kovalchuk², К. Watanabe³, Т. Taniguchi³

¹ Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., 7/9, Санкт-Петербург, 199034.

² Free University of Berlin Kaiserswerther Str., 16-18, Berlin, 114195.

³ National Institute for Materials Science, Tsukuba, Ibaraki 305-0047.

*y.petrov@spbu.ru

Гексагональный нитрид бора (hBN) является перспективным материалом для современной оптоэлектроники, дефекты которого могут служить однофотонными источниками света. В работе исследуется модификация люминесцентных свойств hBN посредством локального воздействия сфокусированным пучком ионов Ga⁺ и He⁺. Показано, что интенсивность катодолюминесценции (КЛ) в области зона-зонного излучения монотонно уменьшается с увеличением дозы воздействия обоих типов ионов, а полоса примесной люминесценции 2 эВ может разгораться после воздействия ионов He.

Введение

Среди полупроводниковых материалов в настоящее время все больший интерес вызывают материалы с широкой и сверх-широкой запрещенной зоной [1]. Гексагональный нитрид бора (h-BN) является одним из таких материалов и представляет интерес не только с фундаментальной точки зрения, но и как материал для создания источников одиночных фотонов на основе точечных дефектов [2]. В спектре люминесценции h-BN наблюдаются полосы с максимумами около 2 эВ и 4.1 эВ [3], а также полоса с максимумом около 5.8 эВ, соответствующая зона-зонным переходам [4]. В данной работе рассматривается возможность управляемого изменения люминесцентных свойств h-BN с помощью локальных внешних воздействий.

Эксперимент

Тонкие кристаллы гексагонального нитрида бора толщиной от 10 до 170 нм и латеральными размерами от десятков до сотен мкм, которые были получены методом эксфолиации из массивного монокристалла и перенесены на подложку Si₃N₄/Si. Исследования спектров и карт катодолюминесценции (КЛ) проводились в диапазоне температур от 7 до 300 К в сканирующем электронном микроскопе Zeiss Supra, оборудованном системой регистрации катодолюминесценции Gatan MonoCL3+, при ускоряющем напряжении 5 кВ. Исследовалось влияние различных вариантов воздействий на h-BN. Ло-

кальное облучение сфокусированным пучком ионов галлия с энергией 30 кэВ и дозами в диапазоне 5·10¹²–5·10¹⁴ см⁻² проводилось с использованием двулучевой системы Zeiss Auriga. Локальное облучение сфокусированным пучком ионов гелия с энергией 30 кэВ, проводилось с помощью гелиевого ионного микроскопа Zeiss Orion Plus. Доза облучения варьировалась в диапазоне 5·10¹³–1·10¹⁶ см⁻².

Результаты и обсуждение

В спектрах КЛ исходных образцов наблюдалась полоса зона-зонного излучения с максимумом около 5.8 эВ, а также полоса КЛ с максимумом около 2.0 эВ.

Облучение ионами галлия приводило к быстрому уменьшению интенсивности обеих полос КЛ (рисунки 1). Численное моделирование процессов рассеяния ионов в веществе с помощью SRIM, а также процесса возбуждения КЛ с помощью CASINO, показало, что ионы галлия создают нарушения в тонкой приповерхностной области, а возбуждение КЛ происходит по всей глубине образца. Это позволяет сделать предположение об образовании дополнительных центров рекомбинации неравновесных носителей заряда в приповерхностной области и заключить, что длина диффузии неравновесных носителей заряда в направлении перпендикулярном плоскости слоев h-BN порядка или не меньше толщины образца (170 нм).

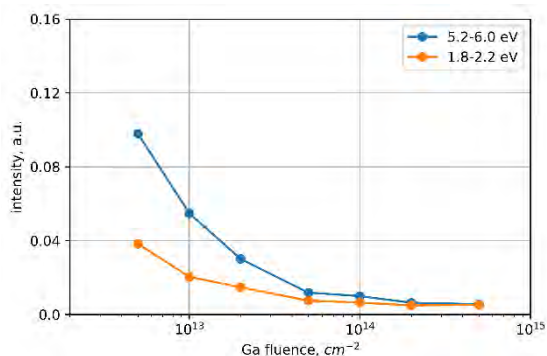


Рис. 1. Зависимость интегральной интенсивности катодолуминесценции различных спектральных полос от дозы облучения ионами галлия. Значения интенсивности нормированы на интенсивность зона-зонного излучения в необлученном образце

На карте КЛ наблюдалось существенное уменьшение яркости области, облученной ионами галлия. Аппроксимация профиля сигнала КЛ, построенного перпендикулярно границе облученной области, функцией ошибок (рисунок 2) дает оценку размытия границы 680 ± 90 нм. При этом, согласно численному моделированию, и функция возбуждения КЛ и латеральный размер области рассеяния ионов галлия имеют полуширину менее 20 нм, а следовательно, наблюдаемое размытие границы можно рассматривать, как оценку длины диффузии неравновесных носителей заряда в плоскости слоев h-BN.

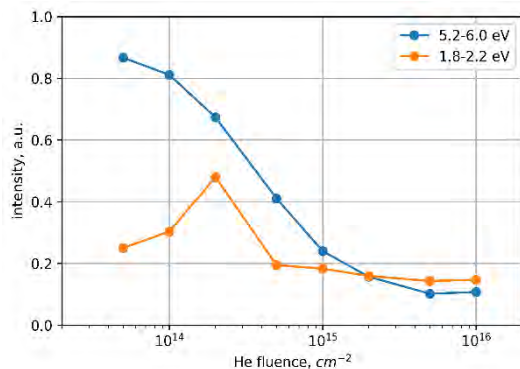


Рис. 3. Зависимость интегральной интенсивности катодолуминесценции в различных спектральных диапазонах от дозы облучения ионами гелия. Значения интенсивности нормированы на интенсивность зона-зонного излучения в необлученном образце

Облучение ионами гелия также приводило к уменьшению интенсивности полосы, связанной с зона-зонным излучением, однако при этом интен-

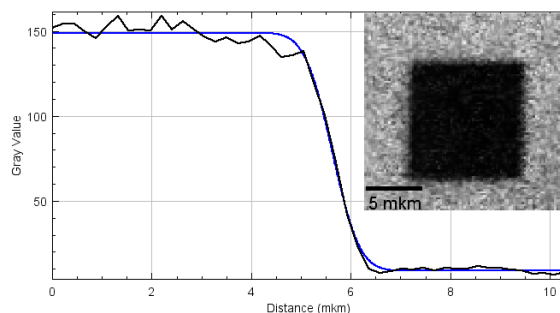


Рис. 2. Профиль интенсивности катодолуминесценции, построенный перпендикулярно границе облученной области (черный) и аппроксимация данного профиля функцией ошибок (синий). На вставке приведена карта распределения интенсивности КЛ для области, облученной ионами галлия с дозой $5 \cdot 10^{12}$ см⁻²

сивность люминесценции около 2 эВ меняется с дозой облучения немонотонно (рисунок 3).

При малых дозах облучения интенсивность полосы 2 эВ возрастала, а при больших дозах медленно убывала, так что превышала интенсивность зона-зонного излучения. Таким образом, облучения ионами гелия приводит к уменьшению интенсивности зона-зонного излучения не только за счет образования центров рекомбинации, но и за счет образования центров люминесценции, ответственных за полосу излучения около 2 эВ, что делает облучение сфокусированным пучком ионов гелия перспективным методом локального формирования однофотонных источников излучения.

Результаты получены с использованием оборудования междисциплинарного ресурсного центра по направлению «Нанотехнологии» Научного парка СПбГУ.

Литература

1. Tsao J.Y., Chowdhury S., Hollis M.A. *et al.* // *Advanced Electronic Materials*, V. 4, 1600501 (2018)
2. Bourrellier R., Meuret S., Tararan A. *et al.* // *Nano Letters*, V.16, 4317 (2016)
3. Weston L., Wickramaratne D., Mackoite M. *et al.* // *Physical Review B*, V. 97, 214104 (2018)
4. Watanabe K., Taniguchi T. and Kanda H. // *Nature Materials*, V. 3, 404 (2004)

Локальные магнитные особенности в многослойных гетероструктурах на основе Co/Pt и Co/Ru/Pt

К.Б. Полевой^{1,*}, Д.С. Калашников¹, В.В. Дрёмов, Р.А. Оганнисян¹, И. Головчанский¹, В.С. Столяров¹

¹ Московский Физико-Технический институт

*polevoy.kb@phystech.edu,

В работе представлены результаты исследования методом магнитно-силовой микроскопии многослойных структур на основе Pt/Co/Ru и Co/Pt. Кроме лабиринтной доменной структуры при сканировании был обнаружен отклик в виде колец. Будут представлены снятые зависимость формы колец от внешнего поля и возможные причины их возникновения.

Введение

Сегодня большое количество исследований посвящено изучению многослойных магнитных структур с использованием ферромагнитных материалов, тяжелых металлов и сверхпроводников. Это связано с тем, что в таких структурах возможно появление скирмионов - топологически-защищенных спиновых формирований. Скирмионы являются объектом бурных исследований с точки зрения спинтроники, так как на их основе предполагается создать быструю и надежную магнитную память [1]. В данной работе представлены результаты исследования многослойных структур, изначально произведенных для исследования взаимодействия скирмионов с вихрями Абрикосова[2].

Методы

Объектами исследования являлись многослойные структуры на основе Pt/Co/Ru и Co/Pt. Подробный состав представлен в таблице. Слой MoSi - сверхпроводящий слой с температурой сверхпроводящего перехода $T_c = 6.5\text{K}$. Слои TaPt и Pt выступают в качестве буферных. Верхний слой Pt был нанесен с целью защиты от деградации.

Таблица 1. Состав многослойных пленок. В скобках указана толщина слоя в нанометрах

Образец	Состав
Pt/Co/Ru	MoSi(60)/Ta(5)Pt(8)/[Pt(1.2)Co(1.6)Ru(1.4)]x4/Pt(3)
Co/Pt	MoSi/Pt(10)/[Co(0.6)Pt(1.0)]x5/Pt(3)

Измерения проводились на магнитно-силовом микроскопе с базовой температурой в 4К, в котором была возможность с помощью нагрева менять тем-

пературу образца, а так же подавать внешнее магнитное поле с помощью сверхпроводящего магнита.

При сканировании в режиме контроля фазы (PLL), на картах сдвига частоты видна доменная структура в материале, а на картах амплитуды видны области пониженной амплитуды, в виде колец. (Рис. 1).

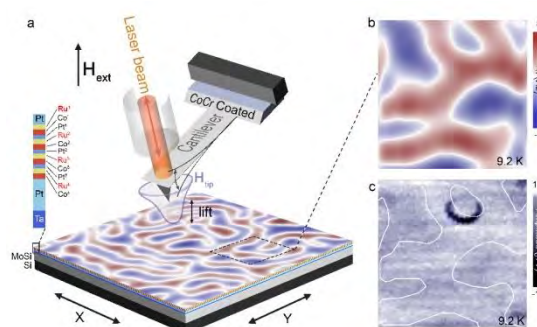


Рис. 1. а. Схематичное изображение процесса сканирования. б. и с. карты, снятые в режиме контроля фазы, при температуре 9.2К б. карта сдвига частоты, на которой изображены отдельные домены. с. Карта изменения амплитуды колебаний кантилевера, на которой изображена область пониженной амплитуды в виде кольца

Это явление наблюдается при температурах выше и ниже критической температуры сверхпроводящего слоя, то есть наличие этих колец не зависит от сверхпроводящих свойств материала.

Были промерены зависимости формы колец от приложенного внешнего магнитного поля. (Рис. 2)

Так же размер колец менялся при изменении расстояния между образцом и иглой кантилевера, и чем ближе игла к образцу, тем больше размер колец.

Связанно это с тем, что игла покрыта магнитным материалом, и так же создает внешнее поле в образце. При уменьшении расстояния до образца, создаваемое поле увеличивается.

Обсуждение

Мы предполагаем, что возникающий эффект является резонансным, с частотой резонанса равной частоте колебаний кантилевера. На это указывает уменьшение амплитуды колебаний кантилевера, свидетельствующие о возникновении дополнительного поглощения в системе. При измерениях частота колебаний варьировалась от 50кГц до 170кГц, в зависимости от используемого кантилевера.

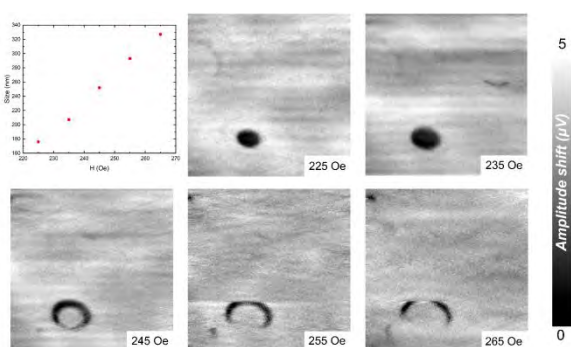


Рис. 2. Карты амплитуды колебаний кантилевера, снятые при разных приложенных магнитных полях

Подходящим по частотам может являться Ядерный магнитный резонанс (ЯМР) на скоплениях атомов. В таблице 2 приведены параметры изотопов Pt и Ru, имеющие ненулевой спин. Кобальт имеет собственные внутренние сильные магнитные поля, и является источником магнитных полей в толще пленок. В графе «Поле В» указаны постоянные поля, в которых должен находиться атом, чтобы условие на возникновение ЯМР выполнялось $f = \gamma B$. Источником переменного поля является магнитная игла кантилевера, совершающая колебания.

Таблица 2. Параметры изотопов

Изотоп	%	S	γ , кГц/мТ	Поле В, мТ	
				f = 50 кГц	f = 170 кГц
Ru ⁹⁸	12.70	5/2	1.99	25	85
Ru ¹⁰¹	17.05	5/2	2.21	22	77
Pt ¹⁹⁵	33.8	1/2	9.33	5	18

Поле внутри образца является суммой полей внешнего, поля иглы, полей от доменной структуры $B_{\text{полное}} = B_{\text{вн}} + B_{\text{иглы}} + B_{\text{доменов}}$

Поле доменной структуры, создаваемое одним слоем кобальта, было рассчитано в рамках модели

полосатых доменов. Расчетные формулы 3 и 4, где $K = 4\mu_0 M_s d_f M_s$ – намагниченность насыщения кобальта, d_f – толщина слоя кобальта, w – ширина домена, δ – ширина доменной стенки. Все геометрические размеры нормированы на период доменов. Направление x перпендикулярно доменам в плоскости пленки, направление z перпендикулярно пленке.

$$B_x(x, z) = K \sum_{n \geq 1} \sin(n\pi w) \frac{\sin(n\pi \delta)}{n\pi \delta} \sin(2n\pi x) \exp(-2n\pi z) \quad (\Phi 2)$$

$$B_z(x, z) = K \sum_{n \geq 1} \sin(n\pi w) \frac{\sin(n\pi \delta)}{n\pi \delta} \cos(2n\pi x) \exp(-2n\pi z) \quad (\Phi 3)$$

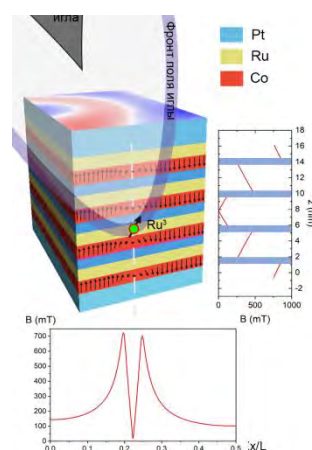


Рис. 3. Схематическое изображение домена и результаты расчета модуля магнитного поля

Можно видеть, что условия на возникновения резонанса проявляются только вблизи доменной границы, что и наблюдалось в эксперименте. Так же, кольца можно было наблюдать вплоть до полей в 100мТ, при которых полностью все домены переворачиваются. При больших полях колец не наблюдалось. Тот факт, что кольца возникают не по всей границе может объясняться неоднородностью толщин слоев.

Вывод

Был рассмотрен эффект возникновения резонансных колец при сканировании многослойных пленок с помощью магнитно-силового микроскопа. Представлен расчет полей, допускающий объяснение этого эффекта в рамках ЯМР.

Литература

1. Tomasello R., Martinez E., Zivieri R. // Sci Rep 4, 6784 (2014)
2. Palermo X., Reyren N., Mesoraca S. // Phys. Rev. Applied 13, (014043) 2020

Локальное анодное окисление кремния для создания кроссбар архитектуры

В.В. Полякова¹, А.В. Саенко¹

¹ Южный федеральный университет, ул. Б. Садовая, 105/42 Ростов-на-Дону, 344006.

*vpolyakovaf@sfnedu.ru

В статье представлена возможность формирования нейроматрицы по технологии кроссбар архитектуры на кремниевых подложках с использованием локального анодного окисления. Для реализации локального анодного окисления использован атомно силовой микроскоп. Получены зависимости геометрических параметров кроссбар элементов от технологических параметров при проведении локального анодного окисления. В работе показана возможность использования метода локального анодного окисления кремния для реализации подобной нейроматрицы.

Введение

Архитектура современных компьютеров имеет ряд ограничений, одним из которых является предел пропускной способности Интерфейса кэш-памяти. Для преодоления данных барьеров необходимо создание нового поколения компьютеров, основанных на применении иных материалов, принципов организации и технологиях. Одним из решений этих проблем может стать использование резистивной («мемристивную») памяти [1]. Для реализации кроссбар архитектуры предлагается использовать методы зондовых технологий, а именно метод локального анодного окисления (ЛАО) с помощью атомно силового микроскопа (АСМ). Высокое пространственное разрешение, отличная воспроизводимость, возможность профилирования поверхности подложки без дополнительных литографических операций - выгодно отличает ЛАО от других методов при создании элементов микро- и нанозлектроники, элементов мемристивных структур резистивной памяти, литографических масок и др. Несмотря на большое количество публикаций по ЛАО с использованием АСМ [2], закономерности влияния технологических режимов локального анодного окисления и жидкостного травления на геометрические параметры профилированных наноразмерных структур (ПНС) на поверхности кремния остаются недостаточно изученными.

Методика эксперимента

Для реализации нейроматрицы была выбрана кроссбар архитектура, в ней мемристоры выполняют роль синаптических связей. Поскольку все существующие процессоры реализованы по кремниевой технологии, то для реализации нейроматрицы ис-

пользовали кремниевые подложки. Для формирования оксидных наноразмерных структур (ОНС) кремниевую подложку необходимо окислить. Для этой процедуры был выбран метод локального анодного окисления, поскольку он имеет ряд преимуществ, связанных с возможностью создавать структуры в нанометровом масштабе с минимальными затратами, а также возможностью контролировать процесс ЛАО в реальном масштабе времени.

Результаты и обсуждение

В ходе исследований использовались кремниевые подложки марки КЭФ 0.1, прошедшие предварительную процедуру очистки от природного оксида [3]. Далее, с помощью зондовой нанолaborатории Ntegra (ЗАО «НТ-МДТ», Россия) проводили нанолитографию поверхности кремния методом ЛАО в режиме контактной АСМ с кантилеверами NSG 10 с проводящим покрытием Pt. Амплитуда импульсов напряжения при АСМ варьировалась от 5 до 20 В, длительность импульсов напряжения составляла 100 мс, а частота колебаний зонда 0,03 Гц, при этом ток цепи обратной связи (в программе управления PNL параметр Set Point) составлял 0,3 нА. Процесс ЛАО проводился при разной влажности воздуха от $30 \pm 1\%$ до $90 \pm 1\%$. Контроль относительной влажности воздуха осуществлялся влагомером Oregon Scientific ETHG913R. В результате на поверхности кремниевой подложки были сформированы матрицы из 49 ОНС (рис. 2, а), а также линейные структуры (рис. 2, б).

Поскольку полученные структуры кремния растут не только над поверхностью подложки, но и вглубь, матрицы ОНС структур кремния проходили процедуру травления в HF. Таким образом, на поверхности

кремниевой подложки были сформированы матрицы из 49 ПНС, а также линейные структуры.

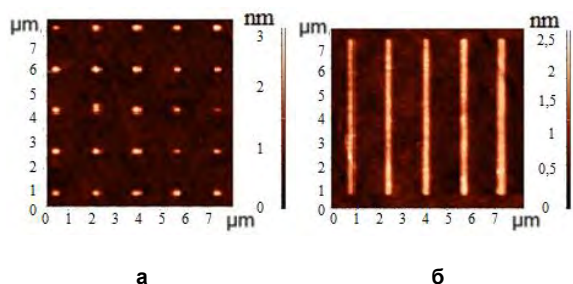


Рис. 1. (а) АСМ-изображения поверхности кремния после формирования матрицы из 49 кремниевых ОНС методом ЛАО; (б) АСМ-изображения поверхности кремния после формирования линейных структур методом ЛАО

На основании полученных данных были построены зависимости геометрических параметров ОНС (высота и диаметр) и ПНС (глубина и диаметр) кремния при различной относительной влажности ЛАО [3].

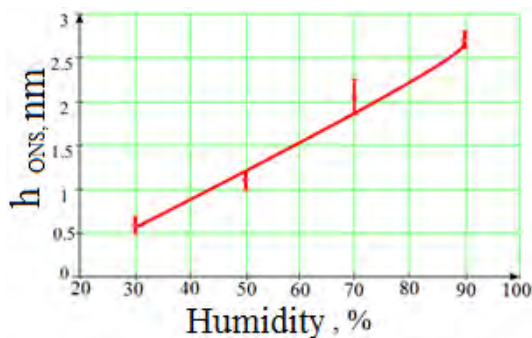


Рис. 2. Зависимости геометрических параметров ОНС (высота ОНС), сформированных при напряжении 15 В и различной влажности воздуха

На рис. 2. приведена зависимость высоты наноразмерных оксидных структур, полученных при напряжении 15 В и различной влажности воздуха. Из рис.2 видно, что повышение уровня относительной влажности приводит к увеличению геометрических размеров кремниевых ОНС, что объясняется увеличением концентрации окислителя

Заключение

В результате проведенных экспериментов установлено, что при относительной влажности 50% ЛАО

поверхности кремния увеличение амплитуды импульсов приложенного напряжения от 10 до 20 В приводит к увеличению высоты ОНС от $0,61 \pm 0,1$ нм до $1,8 \pm 0,1$ нм и диаметра от 375 ± 15 нм до 530 ± 18 нм. Показано, что относительная влажность также является управляющим параметром процесса ЛАО. При увеличении относительной влажности от 30% до 90% и фиксированном значении приложенных импульсов напряжения 15В, высота ОНС составила от $0,5 \pm 0,1$ нм до $2,7 \pm 0,2$ нм, а диаметр составил от 380 ± 10 нм до 630 ± 18 нм. Кроме того, проведены эксперименты ЛАО поверхности кремния и последующего химического травления. Установлено, что увеличение амплитуды импульсов приложенного напряжения ЛАО от 10 до 20 В приводит к увеличению высоты и диаметра ПНС после травления в HF. При относительной влажности в 50% высота ПНС составила от $0,7 \pm 0,1$ нм до $1,3 \pm 0,3$ нм, а диаметр от 375 ± 15 нм до 530 ± 18 нм.

Благодарности

Научные исследования выполнены в рамках проекта «Разработка и исследование методов и средств мониторинга, диагностики и прогнозирования состояния инженерных объектов на основе искусственного интеллекта» (задание № FENW-2020-0022, номер работы в ЮФУ № ЛАБ0110/2020-01ИЦ). Выражаем благодарность центру коллективного использования «Нанотехнологии» Южного федерального университета.

Литература

1. Neuroscience goes on a chip Aung K. Soea, Saaid Nahavandia, Khashayar Khoshmaneshb
2. Ageev A.O., Konoplev B.G., Polyakov V.V., Svetlichnyi A.M., Smirnov V.A. Photoassisted scanning-probe nanolithography on Ti films, Russian Microelectronics, 2007, Vol. 36, № 6, p. 353–357
3. Polyakova V.V., Smirnov V.A., Ageev O.A. Study of Nanoscale Profiling Modes of a Silicon Surface via Local Anodic Oxidation // Nanotechnologies in Russia. 2018 V. 13 № 1–2. P. 84–89.

Микроволновая Z-V спектроскопия полупроводниковой структуры

А.Н. Резник^{1,*}, Н.В. Востоков¹

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

*reznik@ipmras.ru

Разработанный ранее метод локальной вольт-импедансной спектроскопии применен для диагностики планарной полупроводниковой структуры. Исследованная структура представляла собой пленку n-GaAs с подслоем n+-GaAs, выращенные на полуизолирующей подложке GaAs с нанесенными поверх пленки концентрическими контактами Шоттки. Выполнены измерения спектра комплексного импеданса структуры в диапазоне частот 0.1-67 ГГц, как функции постоянного напряжения, приложенного между контактами. На основе решения соответствующей обратной задачи определены электрофизические характеристики пленки и подслоя с латеральным разрешением 10-60 мкм.

Микроволновая вольт-импедансная (Z-V) спектроскопия – это разработанный нами метод, служащий для измерения локальных значений электрофизических характеристик полупроводника: концентрации, подвижности, типа свободных носителей заряда, удельной электропроводности и др. Выполненные в [1] экспериментальные исследования продемонстрировали возможность получения характеристик однородной по глубине пластины с латеральным разрешением до 10 мкм. В данной работе Z-V метод применен для определения параметров полупроводниковой структуры пленка – подслоя – подложка.

Методика измерений и исследованный образец

Исследовалась однородная в латеральной плоскости диодная структура, представлявшая собой пленку n-GaAs и подслоя n+-GaAs толщиной $h_1 = 1$ мкм и $h_2 = 1.5$ мкм соответственно. Структура была выращена на полуизолирующей подложке GaAs. Толщины слоев и концентрация N_S легирующей примеси S были определены по данным измерений ВИМС. Поверх структуры была сформирована система концентрических барьерных контактов (антенная система). Каждый 1.5×1.5 мм блок системы представлял собой решетку из девяти антенн. Технология нанесения контактов и их геометрия описаны в [1]. В микроволновых измерениях мы использовали три антенны A1, A2, A3 с диаметром центрального контакта $a = 11; 27; 57$ мкм. Масштаб a определяет латеральную разрешающую способность Z-V метода.

Для измерений спектра комплексного импеданса структуры $Z(f)$ использовалась зондовая станция

Cascade Microtech (CM). Зонд CM в виде симметричной копланарной линии с коаксиальным переходом подключался к векторному анализатору цепей Agilent E8361 A и приводился в контакт со структурой. Между электродами CM зонда подавалось постоянное напряжение U от внешнего источника через развязанную с микроволновым трактом цепь. Измерения спектра $Z(f,U) = R(f,U) - iX(f,U)$ выполнялись в диапазоне частот $f = 0.1-67$ ГГц при нескольких значениях напряжения $0 \leq U \leq 10$ В, смещающего центральный контакт Шоттки в обратном направлении.

В окрестности центрального металлического контакта антенны с образцом в полупроводниковой пленке возникает обедненный слой толщины $d(U)$. Измерения спектров $R(f,U)$, $X(f,U)$ позволяют восстановить зависимость $d(U)$ и определить проводимости обедненного слоя σ_d , невозмущенной части пленки σ_1 и подслоя σ_2 . С этой целью решается обратная задача путем минимизации функции невязки. Соответствующий компьютерный код использует предложенную в [2] теоретическую модель для импеданса Z монополярной антенны, взаимодействующей с плоско-слоистой средой. Полученная зависимость $d(U)$ позволяет определить концентрацию n_1 и тип свободных носителей заряда в пленке, а также контактную разность потенциалов U_c с использованием формулы $d(U) = [2\epsilon'\epsilon_0(U_c+U)/(en_1)]^{1/2}$, где ϵ_0 – диэлектрическая постоянная вакуума, $\epsilon' = 12.9$ – относительная диэлектрическая проницаемость GaAs, e – заряд электрона. Подвижность носителей заряда в пленке находится как $\mu_1 = \sigma_1/(en_1)$ с учетом полученных значений проводимости σ_1 и концентрации n_1 .

Определение электрических характеристик

На Рис.1 показана зависимость $d(U)$ в нормированных переменных $y = (d/d_0)^2$, $x = 1 + U/U_c$, полученная из решения обратной задачи для всех антенн А1-А3. Экспериментальные данные хорошо ложатся на линию $y = x$, соответствующую приведенной выше теоретической зависимости $d(U)$, при $d_0 = d(U=0) = 163$ нм, $U_c = 0.83$ В. В результате получаем концентрацию в пленке n-типа $n_1 = 2\epsilon'\epsilon_0 U_c / (ed_0^2) = 3.2 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Высокочастотная часть спектров $R(f, U)$, показанная на Рис.2а для антенны А2, позволяет путем решения обратной задачи при $f = 3 - 30$ ГГц определить проводимости пленки и подслоя. Имеем $\sigma_1 = 23$ (Ом·см)⁻¹, $\sigma_2 = 5.7 \cdot 10^3$ (Ом·см)⁻¹. В результате находим подвижность электронов в пленке $\mu_1 = 4.5 \cdot 10^3$ см²/(В·с). Отметим, что отношение проводимостей $\sigma_2/\sigma_1 \approx 250$ соответствует по порядку величины отношению концентраций N_S в слоях из данных ВИМС.

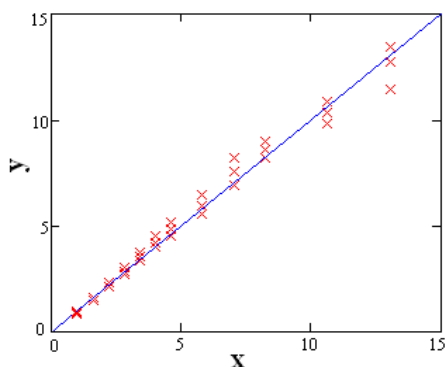


Рис. 1. Зависимость $d(U)$ в нормированных переменных

Низкочастотная часть спектров $R(f, U)$ (см. Рис. 2б) содержит информацию о проводимости σ_d обедненной области в пленке. В результате решения обратной задачи по измерениям антенной А2 получено $\sigma_d = (8.3, 15, 25) \cdot 10^{-6}$ (Ом·см)⁻¹ для $U = 0, 2.5, 10$ В соответственно. В диапазоне $f = 0.1 - 1$ ГГц сопротивление образца (Рис. 2б) определяется проводимостью обедненного слоя, тогда как при $f = 1 - 67$ ГГц – невозмущенной частью пленки и подслоя (Рис. 2а). Расчет сопротивления обедненного слоя на Рис. 2б производился по формуле $R(f) = R_d(f) = (\sigma_d d) / [(\epsilon_0 \epsilon' \omega)^2 S_a]$, где $\omega = 2\pi f$, $S_a = \pi a^2 / 4$ – площадь контакта. Возможный механизм формирования сопротивления R_d , связанный с наличием в полупроводнике глубоких центров (ловушек), рассмотрен в работе [3]. Отметим также, что точность измерения низкочастотной части спектра $R(f)$ может быть повышена за счет использования разработанного в [3]

метода резонансной Z-V спектроскопии. Соответствующие измерения будут выполнены в дальнейших исследованиях. Сопротивление R_d , превышающее $10^2 - 10^3$ Ом на низкочастотном краю рассматриваемого диапазона, определяет Джоулевы потери в исследованной диодной структуре, что важно, например, для смесителей, изготовленных на ее основе.

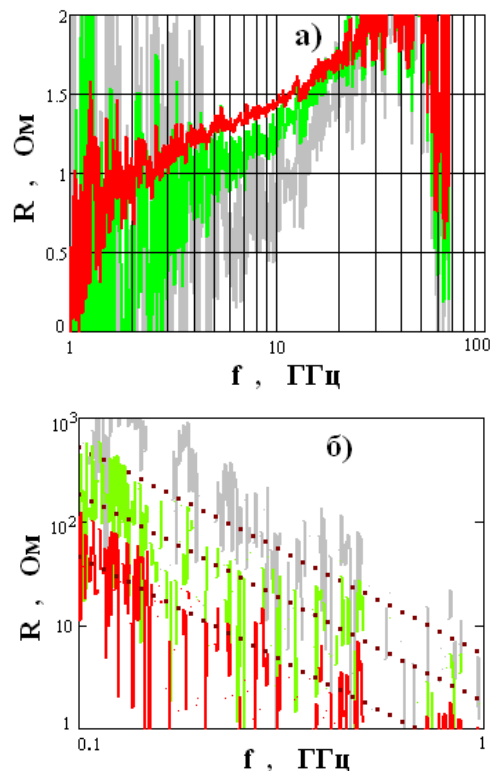


Рис. 2. Спектры сопротивления R , измеренные антенной А2 при $U = 0$ (красный), 2.5 (зеленый), 10 В (серый) – сплошные линии. Результаты расчета – точечные линии

Таким образом, в работе продемонстрирована возможность определения электрофизических характеристик полупроводниковых структур методом микроволновой Z-V спектроскопии с латеральным разрешением 10-60 мкм. Переход к нанометровому разрешению, а также реализация бесконтактных измерений является перспективным направлением дальнейших исследований.

Литература

1. Резник А.Н., Востоков Н.В., Вдовичева Н.К., Шашкин В.И. // ЖТФ. Т. 90, № 11, с. 1944-1949 (2019).
2. Reznik A.N., Korolyov S.A. // J. Appl. Phys. V. 119, 094504 (2016).
3. Резник А.Н., Востоков Н.В. // ЖТФ. Т. 92, № 3, с. 492-502 (2022).

Слои Ga атомной толщины на чистой и модифицированной поверхностях кремния

А.А. Саранин^{1*}, Д.В. Грузнев¹, Л.В. Бондаренко¹, А.Ю. Тупчая¹, А.В. Матецкий¹,
Н.В. Денисов¹, А.Н. Михалюк^{1,2}, А.В. Зотов¹

¹ Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН, Владивосток

² Дальневосточный федеральный университет, Владивосток

*saranin@iacp.dvo.ru

Исследованы атомная и электронная структура слоев Ga и его сплавов атомной толщины на чистой и модифицированной поверхностях Si и их транспортные свойства. Оказалось, что атомные слои Ga на чистой поверхности Si(111) нестабильны и теряют дальний порядок при охлаждении, что приводит к сильной локализации. Однако, в отдельных случаях такой беспорядок удалось подавить. В работе будут представлены стабильные сплавы Ga с высоким структурным совершенством, выращенные на различных подложках Si и обладающие сверхпроводимостью.

Недавно было обнаружено [1], что в одно и двух-атомных слоях Pb и In может наблюдаться сверхпроводимость. Однако, критическая температура перехода в таких атомных слоях, как правило, ниже соответствующей температуры в объемных образцах. Действительно, для одного атомного слоя Pb и двойного слоя In на поверхности Si(111) критическая температура составляет 1,2 и 2,8 К, соответственно, в то время как в объемных образцах она равна 7,2 и 3,4 К. Открытие сверхпроводимости в атомных слоях стимулировало дальнейший интерес как в понимании механизмов электронного спаривания в квантово-размерных системах, так и к поиску двумерных систем с более высокой критической температурой.

Одним из кандидатов для реализации таких систем атомной толщины является элемент III группы Ga. С помощью *in situ* данных, полученных с помощью сканирующей туннельной спектроскопии и *ex situ* магнето-транспортных измерений было обнаружено, что двойной слой атомов Ga, выращенный на поверхности GaN(0001), имеет сверхпроводящий переход с критической температурой T_c достигающей 5,4 К, в то время как в объемных образцах Ga она гораздо меньше и составляет 1,1 К [2,3]. Совсем недавно с помощью специальной процедуры удалось стабилизировать напряженную границу раздела SiC и эпитаксиального графена с помощью слоев различных металлов атомной толщины [4]. В частности, таким образом удалось получить слои Ga, на поверхности SiC толщиной 3 атомных слоя

закрытые сверху двойным слоем графена с T_c составляющей 3,8 К.

Оказалось, что атомные слои металлического галлия можно вырастить и на поверхности Si(111). Для этого была использована двухступенчатая процедура. Сначала на поверхности Si(111) была сформирована структура $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -Ga. Для этого на исходную подложку напыляли 0.33 монослоя галлия при 500°C. Дальнейшее напыление Ga на эту поверхность при комнатной температуре приводило к формированию одно и двухслойных покрытий [5,6].

В настоящей работе были исследованы атомная и электронная структура слоев Ga и его сплавов атомной толщины на чистой Si(111) и модифицированной поверхностях Si(111) и их транспортные свойства. Оказалось, что атомные слои Ga на поверхности Si(111) нестабильны и теряют дальний порядок при охлаждении, что приводит к сильной локализации. Однако, такой беспорядок удалось подавить в некоторых двумерных сплавах. В итоге были обнаружены сплавы Ga, обладающие сверхпроводимостью.

Литература

1. T. Zhang et al., Nat. Phys. 6, 104 (2010).
2. H. M. Zhang et al., PRL 114, 107003 (2015).
3. Y. Xing et al., Science 350, 542 (2015).
4. N. Briggs et al., Nat. Mat. 19, 673 (2020).
5. M. L. Tao et al., Surf. Sci. 663, 31 (2017).
6. M. L. Tao et al. 2D Mater. 5, 035009 (2018).

МРСМ исследования колебаний обменно-связанных магнитных вихрей

Е.В. Скороходов^{1,*}, Д.А. Татарский^{1,2}, В.Л. Миронов¹

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

² ННГУ им. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603087.

*evgeny@ipmras.ru

В докладе приводятся результаты исследований гиротропных мод колебаний магнитных вихрей в системе двух перекрывающихся ферромагнитных дисков методами магнитно-резонансной силовой микроскопии (МРСМ). Исследованы изменения резонансной частоты колебаний обменно-связанных вихрей под действием внешнего однородного магнитного поля и под действием локализованного поля зонда МРСМ. Результаты МРСМ анализируются с помощью микромагнитного моделирования.

Низкочастотные колебания магнитных вихрей представляют интерес в связи с перспективами их использования в спин-трансферных наноосцилляторах [1]. В данной работе представлены результаты исследований низкочастотных резонансных колебаний в системе обменно-связанных магнитных вихрей методами магнитно-резонансной силовой микроскопии (МРСМ) и микромагнитного моделирования.

Массивы перекрывающихся ферромагнитных дисков были изготовлены методом электронной литографии и ионного травления из пленки пермаллоя, осажденной на стеклянной подложке (толщиной 180 нм) магнетронным напылением. МРСМ измерения проводились в магнитно-резонансном силовом микроскопе, разработанном в ИФМ РАН на базе серийного зондового комплекса «Solver HV» [2]. В качестве зондовых датчиков использовались кантилеверы с резонансной частотой 23 кГц и жесткостью 0.003 Н/м. Магнитная чувствительность зонда обеспечивалась напыленной на него пленкой кобальта толщиной 100 нм.

Микромагнитное моделирование выполнялось с помощью симулятора MuMax3 на сетке размером $512 \times 256 \times 1$ с шагом сетки $4.2 \times 4.2 \times 38$ нм. Спектры ферромагнитного резонанса (ФМР) рассчитывались релаксационным методом при ударном возбуждении системы коротким импульсом магнитного поля. В численных экспериментах записывались релаксационные осциллограммы средней намагниченности, на основе которых рассчитывались спектры собственных колебаний системы с использованием быстрого преобразования Фурье.

Методом просвечивающей электронной лоренцевской микроскопии установлено, что в перекрывающихся дисках реализуются несколько устойчивых

состояний. При намагничивании однородным полем вдоль линии, соединяющей центры дисков, с равной вероятностью реализуются два распределения намагниченности: вихрь-вихрь (VV, рис. 1a) и вихрь-антивихрь-вихрь (VAV, рис. 1b). При намагничивании в перпендикулярном направлении реализуются VV состояния. Микромагнитное моделирование показало, что характерные резонансные частоты этих состояний составляют 290 и 180 МГц соответственно. Характерные экспериментальные спектры VV и VAV состояний системы дисков с перекрытием 20% приведены на рис. 2. Видно, что изменение состояния системы при перемагничивании ($VV \Rightarrow VAV$) приводит к сдвигу резонансной частоты на величину порядка 100 МГц, что может быть использовано для перестройки частоты обменно-связанных вихревых наноосцилляторов.

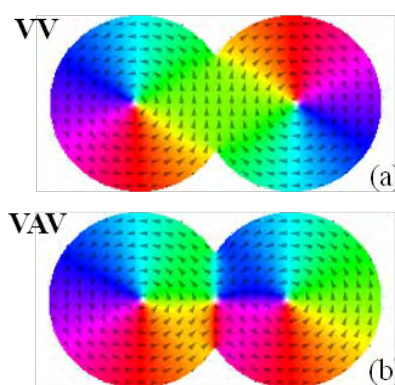


Рис. 1. Распределения намагниченности в двух перекрывающихся дисках в состоянии VV (a) и VAV (b)

Приложение внешнего однородного магнитного поля также существенно изменяет резонансную частоту системы. В качестве примера, на рис. 3 приведены экспериментальная и модельная зависимости резонансной частоты состояния VV при намагничи-

вании в плоскости образца вдоль оси, перпендикулярной линии, соединяющей центры дисков. Видно, что изменение поля в пределах от -200 до 200 Э приводит к изменению частоты в пределах от 100 до 400 МГц.

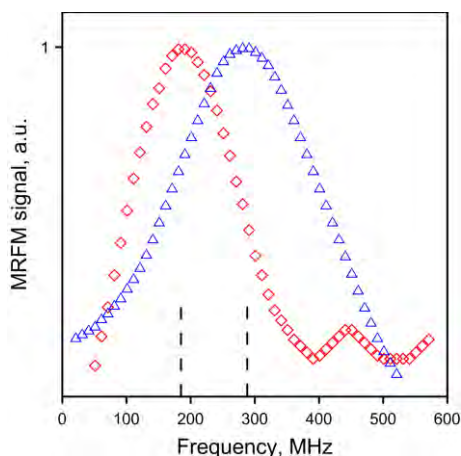


Рис. 2. МРСМ спектры перекрывающихся дисков, находящихся в состоянии VV (синие треугольники) и VAV (красные ромбы)

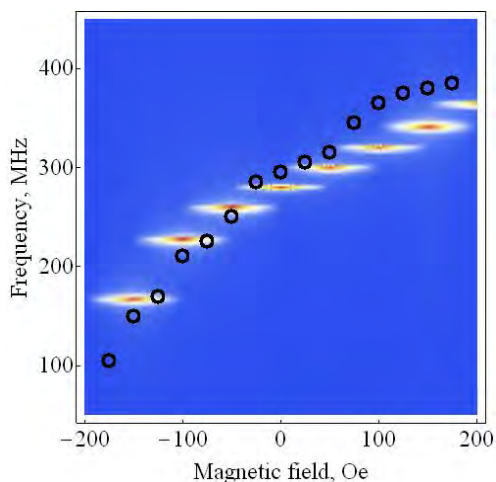


Рис. 3. Результаты микромагнитного моделирования и МРСМ измерений (темные кружки) собственной частоты колебаний в состоянии VV при приложении внешнего однородного поля вдоль короткой стороны перекрывающихся дисков

Селективное изменение частоты в одном из дисков системы возможно под действием локализованного магнитного поля МРСМ зонда. С этой целью зонд помещался над центром одного из дисков и снималась зависимость резонансных частот системы от высоты зонда над образцом. Результаты измерений приведены на рис. 4.

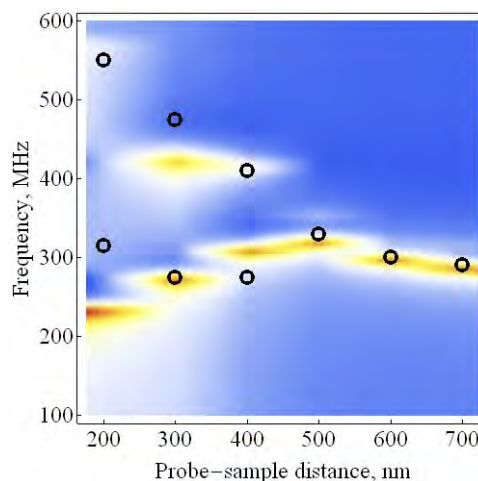


Рис. 4. Изменение резонансных частот в состоянии VV в зависимости от высоты МРСМ зонда над образцом. Экспериментальные точки показаны темными кружками

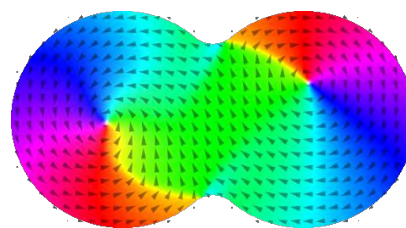


Рис. 5. Распределение намагниченности в перекрывающихся дисках, когда зонд расположен на высоте 200 нм над геометрическим центром левого диска

Видно, что при уменьшении расстояния зонд-образец, спектр собственных колебаний расщепляется. Высокочастотная ветвь спектра соответствует колебаниям вихря непосредственно под зондом, в то время как низкочастотная ветвь соответствует колебаниям другого вихря, расположенного вдали от зонда. На рис. 5 приведено модельное распределение намагниченности в случае, когда зонд расположен на высоте 200 нм над левым диском

Работа выполняется при поддержке Российского научного фонда (проект № 21-12-00271).

Литература

1. Locatelli N., Hamadeh A., Abreu Araujo F. *et al.* // Scientific Reports, **5**, 17039 (2015).
2. Skorokhodov E.V., Sapozhnikov M.V. *et al.* // Instruments and Experimental Techniques, **61**(5), 761 (2018).

Рост доменов при локальном переключении на неполярном срезе тонких пленок ниобата лития на изоляторе

Б.Н. Слаутин^{1,*}, Н. Zhu², В.Я. Шур^{1,§}

¹ Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002.

² Jinan Jingzheng Electronics Co. Ltd., Jinan, China, 250101.

*boris.slautin@urfu.ru, §vladimir.shur@urfu.ru

Экспериментально исследована эволюция доменов при локальном переключении на неполярном срезе тонких пленок ниобата лития на изоляторе. Различия в форме доменов, переключаемых положительными и отрицательными импульсами отнесены за счет различия в эффективности экранирования деполяризующего поля. Созданы стабильные регулярные доменные структуры с периодами до 300 нм. Исследовано формирование самоорганизованных структур клиновидных доменов с упорядоченным чередованием длины, образующихся при сканировании с постоянным напряжением.

Введение

Тонкие монокристаллические пленки ниобата лития LN (LiNbO_3) субмикронной толщины на изолирующем слое SiO_2 , изготовленные на подложке из LN методом ионного скалывания (ниобат лития на изоляторе LNOI), рассматриваются как перспективный материал для создания широкого спектра интегральных устройств. Перспективно использование LNOI в квантовой фотонике и нелинейной оптике, так как описанная структура совмещает высокий электрооптический коэффициент, широкий диапазон пропускания и хорошие нелинейно-оптические свойства LN с малой толщиной пленки и значительным скачком коэффициента преломления на границе LN/ SiO_2 ($\Delta n \approx 0.67$) [1]. За последние годы на базе LNOI были изготовлены высокоэффективные оптические волноводы, скоростные электрооптические модуляторы, преобразователи частоты излучения и оптические резонаторы [2]. Для изготовления преобразователей длины волны необходимо создавать стабильные регулярные доменные структуры.

Работа посвящена систематическому изучению роста и эволюции доменов и доменных структур, создаваемых локальным переключением при помощи сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ), в LNOI с ориентацией перпендикулярной оси X.

Методика эксперимента и материалы

Исследование проводилось на образцах со структурой: (LN пленка/ SiO_2 /LN подложка). Толщина LN пленки составляла 300 нм, слоя SiO_2 – 2 мкм, LN подложки – 500 мкм.

Создание доменов и доменных структур осуществлялось локальным переключением при помощи СЗМ. Изолированные домены создавались приложением электрических прямоугольных импульсов к проводящему зонду, находящемуся в контакте с поверхностью пленки. Для получения самоорганизованных доменных структур использовалось сканирование вдоль полярной оси с приложением постоянного напряжения к зонду микроскопа. Визуализация доменных структур осуществлялась методом силовой микроскопии пьезоэлектрического отклика.

Результаты и обсуждение

Были обнаружены существенные различия в форме доменов переключаемых, образующихся при переключении положительными и отрицательными импульсами. Домены, переключаемые отрицательными импульсами, имеют клиновидную форму, а для доменов, переключаемых положительными импульсами, характерно наличие расширенного основания и нескольких длинных клинообразных выступов в полярном направлении. Для доменов, созданных отрицательными импульсами, наблюдался более быстрый рост в длину, чем для доменов, переключённых положительными импульсами. При этом оба типа доменов имели близкие значения ширины. В исследуемом диапазоне полей наблюдались линейные зависимости ширины и длины переключаемых доменов от величины прикладываемого поля характерные для объемных кристаллов LN [3]. Различия роста доменов можно отнести за счет различной эффективности экранирования деполяризую

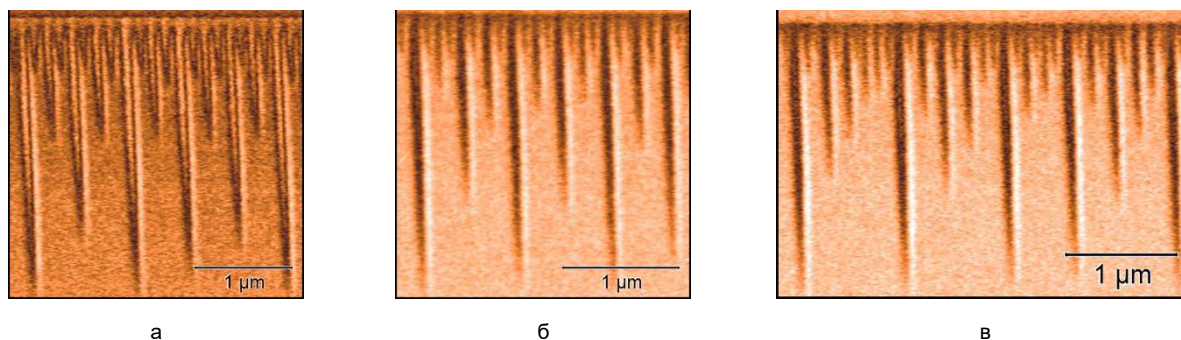


Рис. 1. Самоорганизованные структуры клиновидных доменов: (а) увеличение периода в 4 раза, (б) увеличение периода в 8 раз, (в) хаотический режим

щего поля, вследствие различной проводимости заряженных доменных стенок (ЗДС) «голова к голове» и «хвост к хвосту». Неэффективное экранирование при переключении положительными импульсами замедляет рост доменов и увеличивает наклон ЗДС, что приводит к образованию на них клиновидных доменов.

Для исследования междоменного взаимодействия были созданы ряды изолированных доменов с периодами от 4 мкм до 300 нм переключением отрицательными импульсами. Полученные ряды представляют собой регулярные доменные структуры (РДС). Длина доменов линейно зависит от напряжения. Для РДС с периодами менее 1 мкм наблюдалось постепенное уменьшение длины переключаемых доменов по мере удаления от первого домена в ряду, обусловленное влиянием инжектированного заряда. Однородные длины доменов в РДС с периодом больше 1 мкм свидетельствует о слабом взаимодействии доменов. При этом обнаружено уменьшение ширины доменов более чем в 5 раз с уменьшением периода РДС от 3 мкм до 300 нм. При увеличении напряжения наблюдался небольшой рост дисперсии длин, обусловленный незначительным ростом междоменного взаимодействия. Были созданы стабильные субмикронные РДС с периодами до 300 нм.

При сканировании с приложением поля к зонду наблюдалось формирование самоорганизованных доменных структур в виде рядов клиновидных доменов с упорядоченным чередованием длин. Средние значения периода составляли 100-160 нм и ли-

нейно увеличивались с напряжением. Было выявлено несколько режимов самоорганизации, приводящих к увеличению периода доменной структуры. Наиболее распространенным является увеличение периода в четыре раза. Наряду с этим наблюдалось увеличение периода в восемь раз и хаотический режим. Следует отметить, что самоорганизованное формирование доменных структур наблюдалось ранее на неполярных срезах объемных кристаллов LN с максимальным увеличением периода в четыре раза [4]. Эффект самоупорядочения был отнесен за счет взаимодействия доменов, при котором появление очередного домена в ряду зависит от длины нескольких последних доменов.

В работе использовалось оборудование Уральского центра коллективного пользования «Современные нанотехнологии». Исследование проведено при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований и правительства Свердловской области (№ 20-42-660025).

Литература

1. Saravi S., Pertsch T., Setzpfandt F. // *Advanced Optical Materials*, 2100789 (2021).
2. Han H., Cai L., Hu H. // *Optical Materials*, V. 42, 47 (2015).
3. Alikin D.O., Ievlev A.V., Turygin A.P. *et al.* // *Applied Physics Letters*, V. 106, 182902 (2015).
4. Turygin A.P., Alikin Yu.M., Neradovskaia E.A. *et al.* // *Ferroelectrics*, V. 542, 70 (2019).

О возможности проведения пространственно-локализованного синтеза нанопокровтий с использованием СЗМ

Е.А. Соснов^{1, *}

¹ Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет), Московский пр., 26, Санкт-Петербург, 190013

* sosnov@lti-gti.ru

Рассмотрена возможность разработки совмещенной нанотехнологии на основе молекулярного наслаивания (с использованием технологий ACO-ALD и ALEt) и сканирующей зондовой микроскопии для формирования пространственно-локализованных покровтий нанометровой толщины заданного химического состава.

Введение

Активное развитие технологии молекулярного наслаивания (МН) (во всех формах ее технологического проявления: ACO (ALD), MLD, ALEt, ионное наслаивание) и коммерциализация полученных научных результатов выявили область наиболее эффективного применения указанной нанотехнологии – создание тонкопленочных структур в микро- и нанoeлектронике [1, 2].

Технология МН позволяет наносить на поверхность матрицы тонкие, вплоть до наноразмерной толщины, покровтия с требуемыми электрофизическими (диэлектрические, полупроводниковые или проводящие, в т.ч. металлические) и физико-химическими (оксиды, нитриды, сегнетоэлектрические, ферромагнитные материалы) свойствами. Однако основное преимущество технологии МН – конформность формируемого покровтия [2–6] – при нанесении его на поверхность сложных трехмерных объектов является и огромным ее недостатком.

Организация пространственно-локализованного синтеза наноразмерных объектов

Для решения этой проблемы – обеспечения нанесения покровтия заданной толщины необходимого химического состава на строго ограниченных участках поверхности – возможно использование двух подходов:

– нанесение фоторезиста на защищаемые участки матрицы до проведения синтеза по технологии МН с последующим удалением жертвенного слоя и сформированного на его поверхности покровтия;

– использование технологии ALEt (атомно-слоевое травление), где для пространственной локализации области помонослойного удаления покровтия также необходимо прибегать к защите фоторезистом, но уже ранее нанесенного по технологии МН слоя.

И в том, и в другом случае используются фоторезисты и, соответственно, проявляются все недостатки фотолитографии:

- невозможность создания наноразмерных структур;
- доступность на границе защищаемого участка интерфейса матрица(нанослой)/фоторезист и отслоение части полимерного слоя;
- нарушение формы, высокая дефектность и высокая шероховатость боковых поверхностей наносимого, либо протравленного слоя.

Вместе с тем с 1980-х годов активно развивается семейство методов сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ), наибольшей разрешающей способностью среди которых обладают сканирующая туннельная (СТМ) и атомно-силовая (АСМ) микроскопии. Причем на современном этапе развития СЗМ ее оборудование возможно использовать не только для контроля сплошности, размерных и электрофизических характеристик тонких слоев на поверхности матрицы, но и в качестве устройств для осуществления зондовой нанолитографии, обеспечивающих (при определенных условиях) с атомарной точностью строго фиксированное расположение активных группировок, способных к участию в процессе МН.

Анализ современных технологий зондовой нанолитографии показал, что наиболее перспективными

методиками формирования маски, хорошо совместимыми с технологией МН, являются:

- термохимическая нанолитография (полимеризация за счет теплового воздействия сорбированных или привитых по технологии МН органических структур), – ширина формируемых полимерных дорожек маски определяются размерами острия зонда, а оставшиеся мономерные функциональные группировки могут быть удалены с использованием технологии ALEt;
- прямая электросиловая активация поверхности полупроводников с использованием СТМ, что позволяет создавать наноструктуры моноатомной ширины.

Совмещение технологии МН с возможностями СЗМ позволит:

- методами зондовой нанолитографии формировать на поверхности матрицы наноразмерные (вплоть до атомарных) структуры с четкими границами;
- с использованием для подачи реагентов нанопипеток, применяемых в сканирующей ионно-проводящей микроскопии, обеспечить формирование пространственно-локализованных нанопокрываний заданного химического состава;
- осуществлять *in situ* контроль морфологии, состава (с использованием TERS) и свойств синтезируемого покрытия.

Благодарности

Работа подготовлена в рамках образовательной программы Первого Всероссийского инженерингового центра технологии молекулярного наслаивания Санкт-Петербургского государственного технологического института (соглашение Министерства образования и науки России № 075-15-2021-028).

Литература

1. Соснов Е.А., Малков А.А., Малыгин А.А. // Журнал прикладной химии, Т. 94, № 9, 1104 (2021).
2. Oviroh P.O., Akbarzadeh R., Pan D. *et al.* // Science and Technology of Advanced Materials, V. 20, N 1, 465 (2019).
3. French P., Krijnen G., Roozeboom F. // Microsystems & Nanoengineering, V. 2, 16048 (2016).
4. Yanguas-Gil A. // Growth and Transport in Nanostructured Materials. Reactive Transport in PVD, CVD, and ALD. Springer, 2017.
5. Васильев В.Ю. // Наноиндустрия, Т. 12, № 3–4, 194 (2019).
6. Cremers V., Puurunen R.L., Dendooven J. // Applied Physics Reviews, V. 6, № 2, 021302 (2019).

Атомно-силовая и электронная микроскопия в диагностике наноматериалов на основе дендримеров и гиперразветвленных полимеров

Т.Е. Суханова^{1*}, М.Э. Вылегжанина², А.А. Кутин²

¹ Федеральное государственное унитарное предприятие «Научно-исследовательский институт синтетического каучука имени академика С.В. Лебедева», ул. Гапсальская, д.1, Санкт-Петербург, 198035

² Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт высокомолекулярных соединений РАН, В.О. Большой пр., д. 31, Санкт-Петербург, 199004

*tat_sukhanova@bk.ru

В докладе приведен обзор современного состояния исследований и разработок в области диагностики нового поколения наноматериалов на основе дендритоподобных высокомолекулярных соединений - гиперразветвленных полимеров (ГРП) и дендримеров с помощью методов атомно-силовой и высокоразрешающей электронной микроскопии (АСМ и ВРЭМ). Проведено сопоставление структурно-морфологических параметров, определенных методами АСМ и ВРЭМ, с размерными характеристиками ГРП, полученными растворными методами. Изучены новые водорастворимые комплексы на основе гиперразветвленного полиамидамина (ПАММ), модифицированного цвиттер-ионным хитозаном (ZWC) и загруженного химиотерапевтическим препаратом 5-фторурацилом (5-ФУ). Обнаружено, что в зависимости от состава и соотношения компонентов в водных растворах этих систем формируются наноструктуры различной морфологии – плотные сферические мицеллы, везикулы или «ежики», которые могут быть использованы в качестве наноконтейнеров для адресной доставки лекарственных препаратов. Получены комплексы ZWC-ПАММ с эффективностью инкапсулирования (ЭИ, %) препарата 5-ФУ в диапазоне от 100 до 72,5% в зависимости от условий приготовления комплексов.

Введение

Дендримеры и гиперразветвленные полимеры (ГРП) относятся к двум специфическим классам высокомолекулярных соединений, молекулы которых представляют собой высокоразветвленные трехмерные структурно-контролируемые топологические образования, подобные существующим в природе и живых организмах, что позволяет отнести их к принципиально новым нанотехнологическим полимерам [1]. Главной особенностью таких полимеров является сочетание свойств макромолекулы и частицы [1]. Дендримеры обладают монодисперсностью, имеют регулярное ветвление, четко определенную молекулярную массу и размеры. Уникальная древовидная нерегулярная структура ГРП и регулярная монодисперсная сферически симметричная структура дендримеров, наличие внутренних полостей и обилие терминальных функциональных групп доступных для модификации, наделяет эти полимеры способностью к комплексообразованию и конъюгированию с различными соединениями: генетическим материалом, лекарствами, хелатами ионов металлов, наночастицами разной природы, и т.п. [1, 2].

Эти полимеры представляют большой интерес в нанобиотехнологических разработках, поскольку на их основе возможно получать гибридные наноси-

стемы, полиплексы и ассоциаты, многофункциональные наноконъюгаты для решения задач биологии, наномедицины, фармакологии, косметологии, цитомиметической химии. Они активно используются при создании антимикробных материалов, транспортных средств для эффективной и избирательной доставки лекарственных препаратов (ЛП). Благодаря своим уникальным структуре и свойствам, эти полимеры находят применение также в других областях человеческой деятельности: в качестве антиоксидантов и продуктов для оптимизации сепарационных процессов, селективных растворителей, азеотропо-преобразователей, а также в качестве антиоксидантных добавок для масел и смазок, получения нанесенных катализаторов и молекулярных сенсоров, стандартов в масс-спектрометрии, электронной и атомной спектроскопии, ультрафильтрации, и др. [1–3].

По сравнению с линейными аналогами ГРП демонстрируют более высокую растворимость, более низкую текучесть и высокую стабильность, обладают более высокой сорбционной способностью, а комплексы ГРП-ЛП имеют увеличенный срок службы. Размеры макромолекул ГРП и дендримеров находятся в нанодиапазоне и их с большой точностью можно контролировать с помощью современных зондовых и электронно-лучевых методов.

На данный момент наиболее изученными классами дендритных полимеров являются полиамидамин

(ПАМАМ)-дендримеры и гиперразветвленный ПАМАМ, обладающие хорошей растворимостью в полярных растворителях, способностью к ковалентному конъюгированию с ЛП и проникновению через гематоэнцефалический барьер [3]. Однако, сравнительно высокая цитотоксичность и риск опсонизации, обусловленные поверхностными катионными зарядами, ограничивают их использование в доставке ЛП. Эти побочные эффекты можно ослабить путем защиты или покрытия поверхности ПАМАМ полимерами, которые способны уменьшить поверхностные заряды.

Материалы и методы

Синтез образцов рН-чувствительного производного хитозана – цвиттер-ионный хитозан (ZWC), проводили путем конъюгирования янтарного ангидрида с первичными аминами хитозана, имеющими отрицательный заряд при относительно высоком рН и положительный заряд при низком рН, как изложено в работе [4]. В кислой среде ZWC изменяет заряд и теряет защитную функцию, так что ГРП на основе ПАМАМ, загруженные химиотерапевтическим препаратом 5-фторурацилом (5-ФУ), могут свободно взаимодействовать с опухолевыми клетками [4].

Морфологические исследования проводили на атомно-силовом микроскопе NanotopNT-206 (ОДО «Микротестмашины», Беларусь). Измерения выполняли в контактном режиме в атмосферных условиях с использованием кремниевых кантилеверов NSC11/AIBSc коэффициентом жесткости $k = 3.0$ Н/м и радиусом кривизны кончика острия 10 нм.

Электронно-микроскопические исследования проводили на просвечивающих микроскопах JEOL 2001T (Япония) при ускоряющем напряжении 200 кВ, и Tesla BS-500 (Чехия) при ускоряющем напряжении 90 кВ.

Результаты и обсуждение

Разработанная нами стратегия модификации поверхности ПАМАМ с помощью ZWC позволила экранировать катионный заряд поверхности и получить системы, способные осуществлять клеточное взаимодействие в зависимости от рН среды [4].

В качестве примера на Рис. 1 приведены электронные микрофотографии комплекса ZWC-5-ФУ, на которых хорошо видны полимерные частицы микронных размеров, связывающие и прочно удерживающие нанокристаллы лекарственного препарата 5-ФУ.

Во всех исходных растворах синтезированных комплексов методами молекулярной оптики было зафиксировано два типа частиц – мицеллы и агрегаты с гидродинамическими радиусами $R_m = 3-15$ нм и $R_s =$

$= 70-195$ нм [4]. Методом АСМ установлено, что в зависимости от количества 5-ФУ, введенного в исходный раствор комплекса ПАМАМ-ZWC, осуществляются различные механизмы инкапсулирования ЛП, приводящие к формированию микрокапсул микронных и субмикронных размеров, содержащих либо микрокристаллы (Рис. 2 а) либо нанокристаллы (Рис. 2 б) лекарственного препарата.

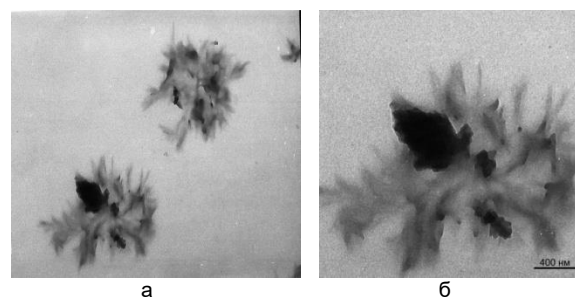


Рис. 1. ВРЭМ-микрофотографии наночастиц комплекса ZWC-5-ФУ, содержащих нанокристаллы лекарственного препарата

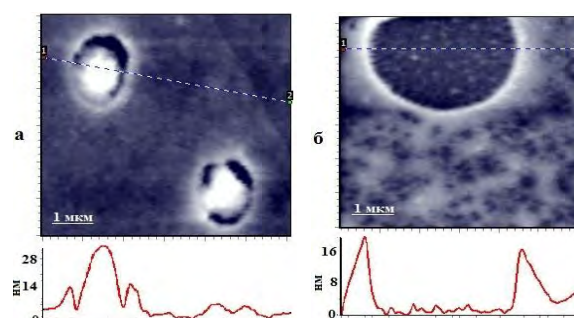


Рис. 2. АСМ-изображения образцов, полученных осаждением из водных растворов комплексов гиперразветвленный ПАМАМ-ZWC, в которые введен препарат 5-ФУ в количестве 5 мг (а) или 10 мг (б)

В докладе использованы как материалы ведущих научных групп из разных стран, занимающихся синтезом и исследованиями ГРП и дендримеров различной химической природы, так и результаты, полученные в научной группе автора доклада в ИВС РАН в ходе выполнения работ по гранту РФФИ №17-53-61026 Египет_а [4].

Литература

- Музафаров А.М., Ребров Е.А. // Высокомолек. Соед. 2000.
- Серия С. Т. 42. 11 (2015-2040).
- Zheng Y., Li S., Weng Z., Gao C. // Chem. Soc. Rev. 2015. 44 (4091-4130).
- Esfand R., Tomalia D.A. // Drug Discov. Today. 2001. V. 6, No.8 (427-436)
- Ahmed E.H., Abdelhamid A.E., Vylegzhanina M.E. *et al.* // Polymer Bulletin. 2022. 79 (137-155). <https://doi.org/10.1007/s00289-020-03495-8>

Микроскопия суперпротонных кристаллов кислых солей селената и сульфата аммония

А.Л. Толстихина^{1,*}, Р.В. Гайнутдинов¹, Е.В. Селезнева¹, И.П. Макарова¹

¹ Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Ленинский просп. 59, Москва, 119333

*alla@crys.ras.ru

Представлены результаты комплексной диагностики суперпротонных кристаллов на основе кислых солей селената и сульфата аммония методами электрической атомно-силовой и оптической поляризационной микроскопии и структурного анализа. Полученная информация о стабильности, реальной и атомной структуре, проводимости и фазовых превращениях суперпротонных фаз имеет важное значение как для планирования дальнейших экспериментальных исследований, так и для разработки композитных материалов на данном классе соединений.

Введение

Исследуемые кристаллы принадлежат семейству кислых солей щелочных металлов $M_mH_n(AO_4)_{(m+n)/2} \cdot yH_2O$ ($M = K, Rb, Cs, NH_4$; $AO_4 = SO_4, SeO_4, HAsO_4, HPO_4$) и твердых растворов на их основе. Формирование фаз с высокой проводимостью $\sim 10^{-3} - 10^{-1} \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ при умеренных температурах 320 – 500 К делает такие водородсодержащие соединения перспективными для применения в качестве мембран топливных элементов (SCFC). Изучение поверхностных явлений и их роли в деградации электрических параметров кристаллов представляется важным как для физического материаловедения, так и практических приложений, например для создания композитов. В работе представлены результаты комплексных исследований структурных фазовых превращений, стабильности и проводимости суперпротонных кристаллов на основе солей аммония: $(NH_4)_3H(SeO_4)_2$ и $(K_{1-x}(NH_4)_x)_3H(SO_4)_2$ ($x \geq 0.57$).

Методика эксперимента

Монокристаллы были выращены в ИК РАН методом водорастворной кристаллизации. Поверхность образцов получали свежим сколом и изучали методом атомно-силовой микроскопии (АСМ). Измерения проводили с помощью сканирующего зондового микроскопа Ntegra Prima (НТ-МДТ, Москва) на воздухе в условиях чистого помещения TRACKPORE ROOM 05 (ИЦПЯФ Минатома) с поддержанием с высокой точностью влажности (RH) и температуры воздушной атмосферы. Информация об атомной структуре и фазовых превращениях кристаллов была получена с помощью рентгеновского структурного анализа (РСА) и оптической поляризационной микроскопии.

Результаты и обсуждение

$(NH_4)_3H(SeO_4)_2$ Выполнены *in situ* микроскопические исследования температурной эволюции поверхности (001) образцов монокристаллов $(NH_4)_3H(SeO_4)_2$ при длительном ступенчатом нагреве в интервале температур 296 – 343 К (рис.1). Установлено, что в одном цикле нагрев-охлаждение при переходе из сегнетоэластического в параэластическое состояние с суперпротонной проводимостью (при 308 К) и обратно (при 306 К) образуется тонкий приповерхностный слой, отличающийся от исходной поверхности морфологией, деформационными и проводящими свойствами.

На рис.2 приведены графики ВАХ, измеренные при различных температурах вдоль направления, перпендикулярного плоскости (001), при подаче напряжения смещения от –3 до +3 В. При нагревании образца от 297 К до 303 К сначала наблюдается небольшой рост проводимости, а после перехода в суперпротонную фазу проводимость увеличивается скачкообразно на порядок величины. Так, при напряжении +3 В и 297 К ток $I = 0.25 \text{ нА}$, а при 313 К возрастает до $I = 2.7 \text{ нА}$. При более высоких температурах наблюдается похожий характер зависимостей, но сильно возрастает ошибка с 5 – 10 % до 20–30% при 318 – 323 К и слегка (на 11%) падает проводимость ($I \sim 2.4 \text{ нА}$ при 323 К). Результаты измерений локальных ВАХ находятся в соответствии с макроскопическими данными: при фазовом переходе в суперпротонную фазу вдоль направления тройной оси обнаруживается скачок проводимости примерно на порядок величины. Кроме того, они указывают на одну из возможных причин разброса литературных данных по проводимости, измеряемой в направлении, перпендикулярном плоскости,

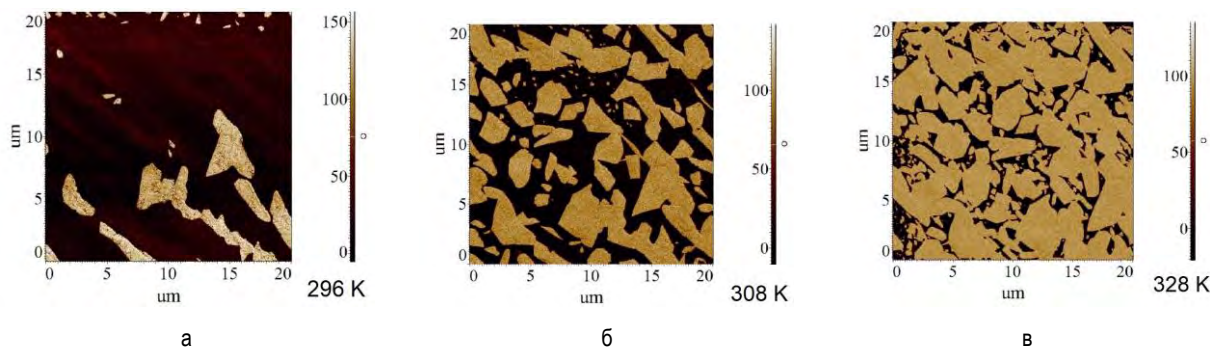


Рис. 1. Изображения одного и того же участка поверхности (001) образца $(\text{NH}_4)_3\text{H}(\text{SeO}_4)_2$ при нагреве: а – 296 К, б – 308 К, в – 328 К. Микроскопия пьезоэлектрического отклика (фаза нормального пьезоотклика). RH = 40%

в которой в суперпротонных фазах образуется динамически разупорядоченная сеть водородных связей. В нашем случае на прохождение тока влияют физико-химические процессы на поверхности, которые связаны со структурными перестройками при фазовом переходе и формированием тонкого слоя новой непроводящей фазы [1].

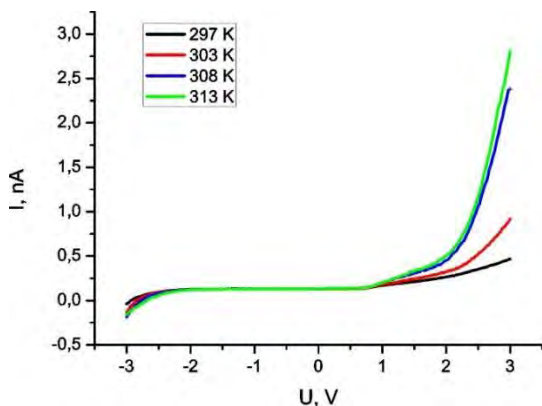


Рис. 2. ВАХ, зарегистрированные при различных температурах нагрева образца $(\text{NH}_4)_3\text{H}(\text{SeO}_4)_2$ при статичном положении зонда и с перерывами по 20–30 мин

$(\text{K}_{1-x}(\text{NH}_4)_x)_3\text{H}(\text{SO}_4)_2$ ($x \geq 0.57$) Микроскопический анализ показал, что морфология и свойства поверхности зависят от состава образцов, относительной влажности воздушной среды (RH) и выдержки во времени (t). Методы сканирующей микроскопии Кельвина и емкостной силовой микроскопии обеспечивают интересной информацией об изменениях поверхности, связанных с локальным накоплением заряда и химическими реакциями в суперпротонных кристаллах. Установлено, что свежая наноструктурированная поверхность (001) кристалла $(\text{K}_{0.43}(\text{NH}_4)_{0.57})_3\text{H}(\text{SO}_4)_2$, в условиях низкой влажности (RH = 35%) имеет отрицательный заряд. В течение времени $t=500$ час на поверхности формируется пористый слой толщиной в несколько сот наномет-

ров, и при этом изменяются знак и величина поверхностного потенциала. Вследствие высокой чувствительности метода к перепадам рельефа на емкостном изображении поверхностного слоя выявляются элементы топографии: граница ступени, поры и каналы (рис. 3). Кроме этого, видны крупные светлые области в одних и тех же относительно ровных участках поверхности, не коррелирующие с рельефом, – скрытые внутренние неоднородности модифицированного слоя.

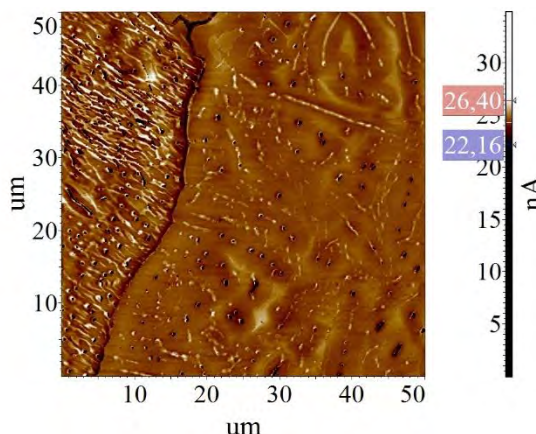


Рис. 3. Изображение модифицированной поверхности кристалла $(\text{K}_{0.43}(\text{NH}_4)_{0.57})_3\text{H}(\text{SO}_4)_2$. $T = 500$ час. 296 К. RH = 35%. Сканирующая емкостная силовая микроскопия (dC / dz)

На примере отдельных водородсодержащих соединений продемонстрированы оптимальные методы и режимы атомно-силовой микроскопии для визуализации поверхности с высоким разрешением и исследования локальных электрических свойств суперпротонных кристаллических фаз.

Литература

1. Gainutdinov R., Selezneva E., Makarova I. *et al.* // Surfaces and Interfaces. V. 23. P. 100952. (2021).

Решение давней проблемы атомной структуры поверхности Si(100)2×3-Ag

А.Ю. Тупчая^{1,*}, А.Н. Михалюк^{1,2}, В.Г. Котляр¹, О.А. Утас¹, Т.В. Утас¹, Л.В. Бондаренко¹, Д.В. Грузнев^{1,2}, А.В. Зотов¹, А.А. Саранин^{1,2}

¹ Институт автоматики и процессов управления РАН, ул. Радио, 5, Владивосток, 690041.

² Дальневосточный федеральный университет, о. Русский, п. Аякс, 10, Владивосток, 690922.

*tupchaya@iacp.dvo.ru

Атомная структура реконструкции Si(100)2×3-Ag оставалась неизвестной более 25 лет с момента ее первого наблюдения с помощью сканирующей туннельной микроскопии, несмотря на относительно небольшую элементарную ячейку и кажущееся обилие имеющихся экспериментальных данных. Мы предлагаем структурную модель реконструкции Si(100)3×2-Ag, которая хорошо соответствует всем основным экспериментальным данным, включая наши собственные и те, о которых сообщалось в литературе. Модель включает 3 атома Si и 4 атома Ag на элементарную ячейку 2×3, образующую линейные атомные цепочки вдоль $3a_{Si}$ -периодического направления. Особенностью структуры Si(100)2×3-Ag является наличие внутренних димеров Si во втором атомном слое подложки Si(100). Доказано, что реконструкция обладает полупроводниковыми свойствами.

Введение

Низкоразмерные системы, состоящие из атомарно тонких металлических пленок на поверхности полупроводников, привлекают большое внимание благодаря своим интригующим электронным свойствам и перспективам применения в устройствах атомного масштаба. В частности, известно, что реконструкции поверхности кремния с участием атомов различных металлов демонстрируют ряд увлекательных явлений, включая сверхпроводимость одноатомного слоя, гигантское расщепление по спине металлических зон по типу Рашбы, проявление экзотических свойств квантовых спиновых изоляторов Холла и др. Прорыв в оценке перспектив исследуемых реконструкций обычно достигается при окончательном определении ее атомного расположения. Иногда для достижения этой цели требуются десятилетия как в случае системы Ag/Si(100). Хотя начало обширного изучения системы относится к середине 1990-х годов [1], расположение атомов в реконструкции поверхности до сих пор оставался неизвестным, за единственным исключением; а именно, совсем недавно была определена атомная структура реконструкции Si(100)2×2-Ag. Ключевая идея, которая позволила авторам добиться успеха, состояла в том, чтобы принять тетрамер Ag в качестве строительного блока реконструкции вместо, более привычного, димера Ag.

В настоящей работе была рассмотрена реконструкция Si(100)3×2-Ag, образующаяся в системе Ag/Si(100). Структура этой реконструкции исследо-

довалась в ряде экспериментальных работ [2], но несмотря на относительно небольшую элементарную ячейку и обилие экспериментальных данных, никакой убедительной структурной модели предложено не было до настоящего времени.

Результаты и обсуждение

Осаждение при комнатной температуре около 1,0 МС Ag с последующим отжигом при 500° С в течение нескольких минут приводит к появлению структуры Si(100)2×3-Ag. Формирование этой фазы включает в себя значительный поверхностный массоперенос Si, который проявляется в развитии двухуровневой системы двумерных островков высотой в один атомный слой (0,136 нм) на террасах. Его образование указывает на то, что содержание Si в реконструкции 2×3-Ag отличается от 1,0 МС в верхнем слое исходной поверхности Si(100)2×1. Из количественного анализа перераспределения Si было определено покрытие атомов Si, включенных в реконструкцию 2×3-Ag. Настоящая оценка дает значение $0,49 \pm 0,03$ МС, которое совпадает со значением $0,52 \pm 0,04$ МС в литературных данных. Таким образом, можно заключить, что Si(100)2×3-Ag включает 1/2 МС Si (т. е. 3 атома Si на элементарную ячейку 2×3).

В атомном масштабе реконструкция представляет собой массив рядов шириной $2a_{Si}$, идущих вдоль направления [011] и имеющих периодичность $3a_{Si}$ вдоль рядов [$a_{Si} = 3,84 \text{ \AA}$, постоянная решетки поверхности Si(100)1×1] (Рисунок 1 (б)). Что касается периодичности $3a_{Si}$, можно заметить появление

множества двумерных дефектов упаковки по отношению к соседним рядам, а также внутри данного ряда. В результате на изображениях ДМЭ рефлексы периода "2×" являются резкими и яркими, а рефлексы периода "3×" – тусклыми и вытянутыми (Рисунок 1 (а)). Изображения СТМ с высоким разрешением демонстрируют хорошо видимые определенные характерные особенности, которые сильно зависят от полярности смещения.

Для поиска подходящей структурной модели реконструкции Si(100)2×3, был использован метод AIRSS (Ab Initio Random Structure Searching) на основе имеющейся информации о ее составе. В частности, 3 атома Si на элементарную ячейку 2×3, включенных в реконструкцию, считались надежным значением, как показала количественная оценка покрытия атомов Si. Напротив, точное покрытие Ag оставалось предметом споров. Обычно считалось, что это 1/2 MC (т.е. 3 атома Ag на элементарную ячейку 2×3). Таким образом, в нашем исследовании метод AIRSS был применен к трем возможным случаям, в которых количество атомов Ag составляло 3, 4 или 5 на элементарную ячейку 2×3, а количество атомов Si всегда было 3. Оценка показала, что структура с четырьмя атомами Ag, несомненно, является наиболее подходящей.

На рисунке 2 (а) показана модель структуры Si(100)2×3-Ag с 2/3 MC Ag и 1/2 MC Si, полученная методом AIRSS как имеющая наименьшую энергию образования. Структура состоит из слегка извилистых цепочек атомов Ag и почти прямых цепочек атомов Si, ориентированных в периодическом направлении $3a_{Si}$.

Нижележащий слой относительно верхнего подложки Si(100) димеризован, причем димеры ориентированы в периодическом направлении $2a_{Si}$. Во втором слое Si(100) также присутствуют димеры Si. Появление таких димеров представляется очень важным для стабилизации реконструкции Si(100)2×3-Ag. Он снижает энергию образования на 630 мэВ по сравнению с аналогичной структурой, имеющей такое же атомное расположение верхних цепочек Ag и Si, но без внутренних димеров Si (Рисунок 2 (б)).

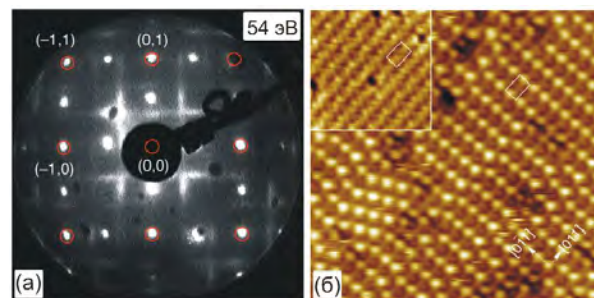


Рис. 1. (а) Изображение ДМЭ двухмерной поверхности Si(100)2×3-Ag. (б) СТМ изображение с высоким разрешением (17×17 нм²) записанное в незаполненных состояниях (+2,0 В) поверхности Si(100)2×3-Ag. На вставке показано СТМ изображение заполненных состояний (-2,0 В) (7×7 нм²). Элементарная ячейка 3×2 обведена белой рамкой

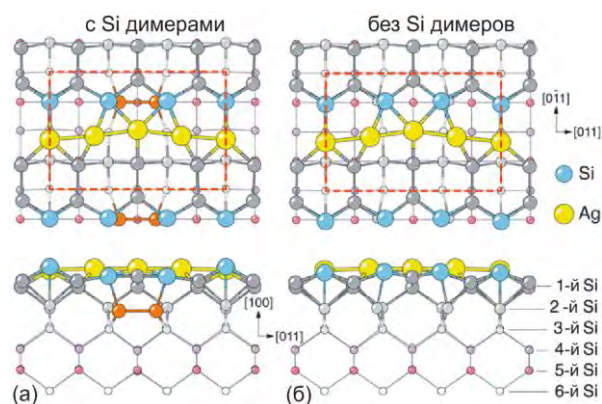


Рис. 1. Модели реконструкции Si(100)2×3-Ag (вид сверху и сбоку) (а) с и (б) без внутреннего димера Si (показан парой оранжевых шаров) во втором слое подложки Si(100)

В качестве заключительного замечания отметим, что настоящий пример показывает, что иногда необходимо не ограничивать рассмотрение самыми верхними атомными слоями, но также проверять возможное переупорядочение более глубоких атомных слоев, чтобы получить правильную структурную модель.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 21-72-00127.

Литература

1. Huang K., Huxter W.S., Singh C.V., Nogami J. // J. Phys. Chem. Lett. V. 9, 6275 – 6279 (2018).
2. Lin X.F., Wan K.J., Nogami J. // Phys. Rev. B: Condens. Matter Mater. Phys., V. 49, 7385 – 7393 (1994).

Локальное переключение в полидоменном монокристалле триглицинсульфата

А.П. Турыгин^{1*}, М.С. Кособоков¹, А.Р. Ахматханов¹, В.Я. Шур¹

¹ Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, пр. Ленина, 51, Екатеринбург, 620000.

* anton.turygin@urfu.ru

Исследование локального переключения в полидоменной матрице позволило выявить формирование доменов аномальной формы. Показано, что рост домена происходит за счет смещения доменных стенок в исходной структуре и последующего разрыва полосовых доменов. Смещение стенок происходит на расстоянии до 30 мкм от точки приложения напряжения, а соотношение сторон домена может достигать 10.

Введение

Триглицинсульфат $(\text{NH}_2\text{CH}_2\text{COOH})_3 \text{H}_2\text{SO}_4$ (ТГС) является классическим сегнетоэлектрическим материалом, широко используемым для создания высокочувствительных инфракрасных приемников и детекторов, благодаря высоким пьезоэлектрическим свойствам [1,2]. Кристаллическая решетка ТГС относится к моноклинной сингонии. В параэлектрической фазе ТГС имеет пространственную группу $P2_1/m$. В сегнетоэлектрической фазе ТГС обладает пространственной группой $P2_1$, а спонтанная поляризация P_S направлена вдоль оси b .

Для стабилизации и улучшения свойств проводится легирование кристаллов ТГС [3-5]. В частности, дейтерирование ТГС приводит к повышению температуры Кюри и улучшению пьезоэлектрических свойств [5,6].

Одной из актуальных задач доменной инженерии в сегнетоэлектрических монокристаллах является переключение из исходного полидоменного состояния. Рост доменов в полидоменной матрице под действием локального электрического поля, создаваемого зондом СЗМ до сих пор не был детально исследован в ТГС.

Методика эксперимента

В работе исследовались образцы дейтерированного триглицинсульфата (ДТГС) с температурой сегнетоэлектрического фазового перехода $T_C \approx 61^\circ\text{C}$. Исследуемые образцы изготавливались раскалыванием кристаллов по плоскости спайности (010), перпендикулярной полярной оси. Толщина исследуемых образцов составляла около 2 мм.

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 титаново-платиновым проводящим покрытием (MikroMash, Эстония) с радиусом закругления зонда $R_{\text{tip}} = 35$ нм, резонансной частотой $f = 70$ кГц и жесткостью $k = 3,5$ Н/м. Сканирование производилось в режиме DART (Dual AC resonance tracking) с амплитудой модулирующего напряжения 0,5 В. Переключение поляризации производилось прямоугольными импульсами амплитудой от 100 В и длительностью от 1 до 300 с. Во время переключения кантилевер был ориентирован параллельно оси c кристалла. Перед исследованием локального переключения образцы выдерживались в параэлектрической фазе течение часа при температуре 75°C . Переключение проводилось при температуре 30°C в атмосфере сухого азота сразу после охлаждения образца.

Результаты

Исходная доменная структура, возникшая сразу после отжига и охлаждения до 30°C , состояла из полосовых доменов шириной около 2 мкм (Рис. 1а). Показано, что приложение прямоугольных переключающих импульсов приводило к формированию доменов, вытянутых в c направлении (Рис. 1б,с). Рост домена происходил за счет бокового движения доменных стенок в исходной структуре и последующего разрыва полосовых доменов. Смещение стенок на расстоянии до 30 мкм от точки приложения напряжения вызвано аномально низким пороговым полем в ДТГС. Увеличение длительности переключающего импульса приводит к существенному увеличению ширины домена, тогда как длина при этом меняется незначительно (Рис. 1д). В результате анизотропного роста отношение ширины домена (парал-

лельно оси c) к его длине (перпендикулярно оси c) может достигать 10. Также следует отметить, что рост домена в ширину опережает характерную для сегнетоэлектрических монокристаллов логарифмическую зависимость размеров изолированного домена от длительности переключающего импульса (Рис. 1d).

Подобная анизотропия роста вдоль a и c направлений была обнаружена при росте изолированного домена, созданного локальным переключением в кристаллах ТГС [7]. Эффект был объяснен в рамках кинетического подхода за счет одновременной реали-

зации различных механизмов зародышеобразования для роста домена вдоль разных кристаллографических направлений [8]. Было показано, что при движении доменной стенки вдоль направления c реализуется стохастический механизм, а при движении вдоль направления a - детерминированное зародышеобразование, для которых характерны активационная и линейная зависимости скорости движения доменной стенки от поля, соответственно.

Следует отметить, что было экспериментально показано, что полученный эффект не зависит от взаимной ориентации кантилевера и образца.

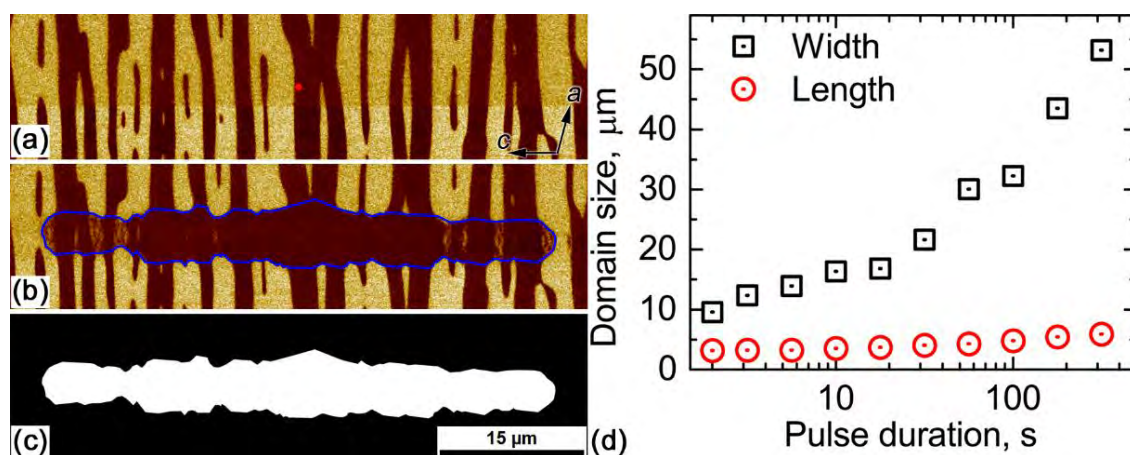


Рис. 1. Локальное переключение в полидоменном ДТГС: (а) исходная доменная структура, (б) домен, сформированный после приложения переключающего импульса длительностью 316 с, (с) выделенная область переключения. Точкой обозначено место приложения напряжения. (d) Зависимости размеров домена от длительности переключающего импульса, напряжение 100 В

Благодарности

Работа выполнена с использованием оборудования УЦКП «Современные нанотехнологии» УрФУ (рег.№ 2968), при финансовой поддержке министерства науки и высшего образования РФ (Проект 075-15-2021-677). Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (грант 21-72-10160).

Литература

- Lal R.B. and Batra A.K. // *Ferroelectrics* V. 142, 51-82 (1993).
- Lock P.J. // *Applied Physics Letters*, V. 19, 390 (1971).
- Batra A.K., Guggilla P., Cunningham D. *et al.* // *Physica B*, V. 371, 210-214 (2006).
- Banan M., Lal R.B. and Batra A. // *Journal of Materials Science*, V. 27, 2291-2297 (1992).
- Felix P., Gamot P., Lacheau P. *et al.* // *Ferroelectrics*, V. 17, 543-551 (1977).
- He H., Liu X., Hanc E. *et al.* // *Journal of Materials Chemistry C*, V. 8, 1494 (2020)
- Turygin A.P., Kosobokov M.S., Golitsyna O.M. *et al.* // *Applied Physics Letters*, V. 119, 262902 (2021).
- Shur V.Ya., Pelegova E.V. and Kosobokov M.S. // *Ferroelectrics*, V. 569, 251-265 (2020)

Сканирующая туннельная микроскопия и спектроскопия пленок топологического изолятора Bi_2Te_3 , выращенных методом лазерного напыления

Н.И. Федотов¹, А.А. Майзлах¹, В.В. Павловский¹,
Г.В. Рыбальченко², С.В. Зайцев-Зотов^{1, 3, *}

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

² Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр-т, д. 54, Москва, 119991.

³ Высшая школа экономики, ул. Мясницкая, д. 20, Москва, 101000.

*serzz@cplirel.ru

Представлены результаты исследования пленок топологического изолятора Bi_2Te_3 , полученных методом лазерного напыления. Импульсное лазерное напыление (PLD) широко считается простым методом выращивания многокомпонентных пленок, но обычно не рассматривается как инструмент ван-дер-ваальсовой эпитаксии. На примере топологического изолятора Bi_2Te_3 мы показываем, что, действительно, ван-дер-ваальсова эпитаксия невозможна в вакуумном PLD, но возможна в атмосфере инертного газа. Результаты расчетов методом функционала плотности воспроизводят туннельные спектры первых трех террас выращенных эпитаксиальных пленок Bi_2Te_3 . На поверхности пленок при их разложении в условиях сверхвысокого вакуума обнаружено возникновение сверхструктур с периодом 4 нм, имеющих гексагональную симметрию.

Введение

Исследование топологических материалов является одной из наиболее интенсивно развивающихся областей современной физики твердого тела. Многие возникающие в этой области задачи требуют для своей реализации использования тонких пленок топологических материалов. Для эпитаксиального роста пленок широко используется метод молекулярно-лучевой эпитаксии. Импульсное лазерное напыление (PLD) считается простым методом выращивания многокомпонентных пленок, но обычно не рассматривается как метод ван-дер-ваальсовой эпитаксии. На примере топологического изолятора Bi_2Te_3 мы показываем, что, действительно, ван-дер-ваальсова эпитаксия невозможна в вакуумном PLD, но возможна в атмосфере инертного газа.

Методы

Для роста пленок использовалась самодельная установка PLD, соединенная с SPM Omicron LT вакуумным транспортным каналом через камеру XP. Для напыления использовалась вторая гармоника неодимового лазера, работающего с частотой следования 0,2-0,5 Гц с длительностью импульса 7 нс и энергией импульса 80-82 мДж (длина волны 532 нм), которая фокусировалась в пятно диаметром около 1 мм. Номинальная скорость осаждения составляла

2,5 Å/мин. Базовый вакуум в камере напыления составлял $1-2 \times 10^{-8}$ Торр, а в процессе напыления он ухудшался до $\sim 10^{-7}$ Торр. В качестве подложки использовался высокоориентированный пиролитический графит, верхний слой которого удалялся *ex situ* перед каждым напылением, после чего подложка прогревалась в вакууме при температуре 430 °C в течение не менее 1 часа. Состав пленок исследовался с помощью энергодисперсионного анализа SEM-EDS (JSM-7001F + INCAxact + INCA), выполненного на пленках номинальной толщиной 100-150 нм, чтобы уменьшить вклад подложки. Спектры EDS были получены при ускоряющем напряжении 20 кВ и токе пучка около 0,07 мА. Средний состав образца рассчитывался после не менее 10 точечных измерений в течение 1800 секунд каждое. Кроме того, распределение Bi и Te в каждой пленке было дополнительно проанализировано путем картирования элементов в течение нескольких часов.

Численные расчеты туннельной плотности состояний производились с использованием метода функционала плотности в приближении локальной плотности (LDA) и с учётом спин-орбитального взаимодействия. Локальная плотность состояний вычислялась для точек, расположенных на расстоянии 3 Å от поверхности.

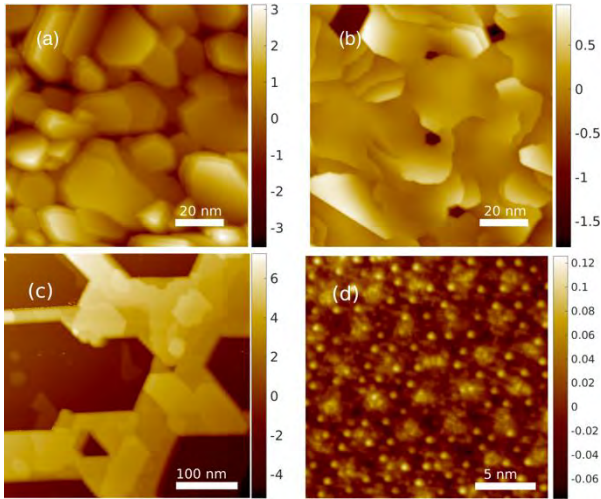


Рис. 1. СТМ изображения поверхности пленок, напыленных в вакууме и аргоне (0,3 Торр) и отожженных в вакууме при различных температурах. Вакуум: (а) $T_d = 175^\circ\text{C}$, $T_a = 250^\circ\text{C}$. Аргон: (с,д) $T_d = 165^\circ\text{C}$, $T_a = 300^\circ\text{C}$.

Результаты

На рис. 1 показаны типичные СТМ изображения пленок, напыленных в вакууме (рис. 1(а,б)) и в атмосфере аргона (рис. 1(в,д)). Для вакуумного напыления характерен разброс ориентации кристаллитов или же неровность поверхности пленки (в зависимости от температуры напыления T_d), в то время как при напылении в аргоне возникает хорошо ориентированная кристаллическая пленка. Отжиг пленки при температуре $T_a \geq 300^\circ\text{C}$ приводит к ее полной сублимации и восстановлению чистой подложки. Начало сублимации сопровождается возникновением гексагональной сверхструктуры (рис. 1(д)).

На рис. 2(а,б) показано распределение высот ступеней на тонких пленках. Толщина верхнего слоя соответствует толщине пентислойника Bi_2Te_3 , а самого нижнего равна или толщине семислойника, или сумме толщин семислойника и пентислойника.

На рис. 3 показаны результаты измерения туннельных спектров обнажившейся в результате отжига подложки, а также первых трех террас пленки. Для сравнения, на рис. 4 приведены рассчитанные локальные плотности состояний для одного, двух и трех пентислойников. Видно хорошее соответствие экспериментальных и теоретических результатов, несмотря на несколько большую толщину первой террасы.

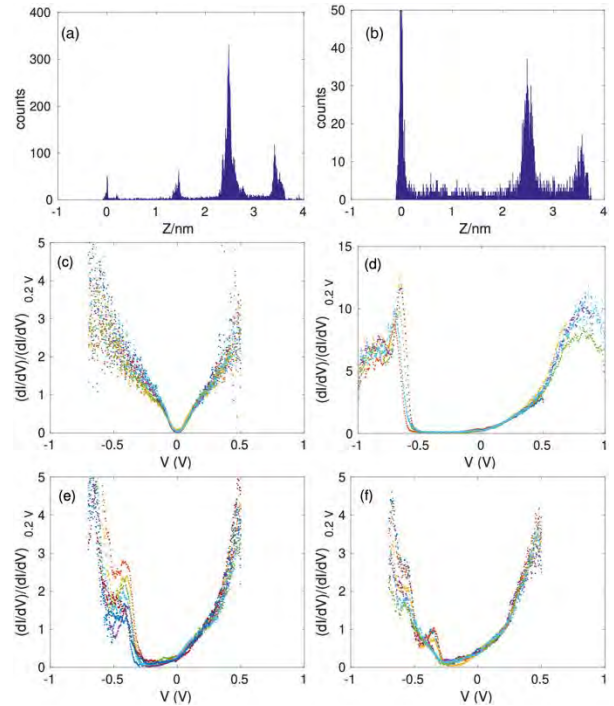


Рис. 2. Распределение высот пленок, напылённых в аргоне при $T_d = 165^\circ\text{C}$ и отожжённых при: (а) $T_a = 200^\circ\text{C}$; (б) $T_a = 250^\circ\text{C}$. Туннельные спектры (а) подложки, (б) первой, (с) второй и (д) третьей террас для пленки с $T_a = 200^\circ\text{C}$

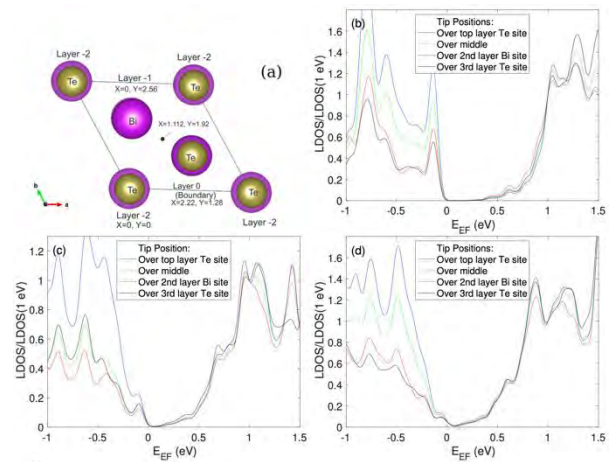


Рис. 3. (а) Положения зонда, использовавшиеся в расчетах. Рассчитанная локальная плотность состояний над различными точками поверхности для одного (б), двух (с) и трех (д) пентислойников B_2Te_3

Благодарности

Исследования состава проводились с использованием оборудования ЦКП ФИАН им. П.Н. Лебедева. Расчеты проводились с использованием ресурсов вычислительного центра РАН. Работа выполнена в рамках государственного задания и при финансовой поддержке РФФИ (грант 19-02-00593).

Изучение оптически наведенного заряда наночастиц Au в пленках $ZrO_2(Y)$ методом сканирующей Кельвин-зонд микроскопии

Д.О. Филатов^{1*}, А.С. Новиков¹, М.Е. Шенина¹, И.Н. Антонов², А.В. Нежданов³, И.А. Казанцева³, О.Н. Горшков¹

¹ НОЦ ФТНС ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

² НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

³ Физический факультет ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*dmitry_filatov@inbox.ru

Методом сканирующей Кельвин-зонд микроскопии (СКЗМ) исследованы аккумуляция и релаксация оптически-наведенного электрического заряда в пленках $ZrO_2(Y)$ с встроенным однослойным массивом наночастиц (НЧ) Au диаметром 2-3 нм в зависимости от глубины залегания НЧ Au в слое $ZrO_2(Y)$ и мощности оптического возбуждения на длинах волн 473 и 633 нм.

Введение

Металлические и полупроводниковые наночастицы (НЧ) в диэлектрических пленках считаются перспективными для создания на их основе энергонезависимой компьютерной памяти [1]. Сканирующая Кельвин-зонд микроскопия является мощным методом исследования процессов локальной аккумуляции электрического заряда в подобных системах [2, 3]. В [4] обнаружено локальное зарядение пленки $ZrO_2(Y)$ с НЧ Au при фотовозбуждении на длине волны плазмонного резонанса (ПР) в НЧ Au, связанное с внутренней фотоэмиссией электронов из НЧ Au в $ZrO_2(Y)$. С использованием указанного эффекта, возможно создание различных новых оптоэлектронных устройств с памятью.

В настоящей работе методом СКЗМ исследованы процессы релаксации фотоиндуцированного заряда в пленках $ZrO_2(Y)$ с НЧ Au.

Методика эксперимента

$ZrO_2(Y)$ (12 % мол. Y, толщина 10 нм) с однослойными массивами НЧ Au формировались на стеклянных подложках с прозрачным проводящим подслоем ИТО (40 нм) методом послойного магнетронного осаждения с последующим отжигом [4]. По данным просвечивающей электронной микроскопии, диаметр НЧ Au составлял 2-3 нм [4]. Толщина слоя $ZrO_2(Y)$ между массивом НЧ Au и подслоем ИТО d составляла 5, 3 и 0 нм. Оптические свойства пленок исследовались методом спектроскопии оптического пропускания при 300 К.

Измерения методом СКЗМ проводились на микроспектроскопическом комплексе NT-MDT NTegra Spectra при 300 К с помощью зондов NT MDT NSG-11 с покрытием TiN. Фотовозбуждение осуществлялось со стороны подложки лазерным диодом на длине волны $\lambda = 473$ нм и He-Ne лазером с $\lambda = 633$ нм. Излучение фокусировалось в пятно диаметром ~ 1 мкм. Мощность излучения W варьировалась в пределах 1 мкВт – 3.3 мВт. Наведенный излучением поверхностный электрический потенциал на поверхности пленки $ZrO_2(Y)$ регистрировался после выключения лазера через равные промежутки времени (15 или 30 мин) по стандартной двухпроходной методике (высота подъема 10 нм).

Результаты и обсуждение

На СКЗМ изображениях поверхности пленок $ZrO_2(Y)$ с НЧ-Au в местах, подвергнутых лазерному облучению, наблюдались остаточные локальные изменения поверхностного электрического потенциала (зарядовые пятна, рис. 1), что связано с внутренней фотоэмиссией электронов из НЧ Au в $ZrO_2(Y)$ [4]. Высота барьера между уровнем Ферми в НЧ Au и дном зоны проводимости в $ZrO_2(Y)$ составляет ≈ 2.5 эВ [5]. При $\lambda = 473$ нм фотоэмиссия электронов с уровня Ферми в НЧ Au происходит в зону проводимости $ZrO_2(Y)$, при $\lambda = 633$ нм – в вакансионную α -зону.

Величина потенциала в зарядовых пятнах уменьшалась с течением времени, что связано с компенсацией положительного заряда НЧ Au электронами, притекающими в НЧ из слоя ИТО [4]. При увеличе-

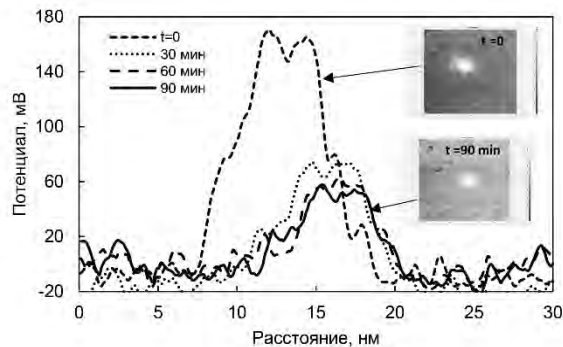


Рис. 1. Релаксация профиля потенциала зарядового пятна на поверхности плёнки $ZrO_2(Y)/NCA$, наведенного фото-возбуждением с $\lambda = 473$ нм, $W = 6$ мкВт. На вставках: СКЗМ изображения зарядового пятна

нии мощности фотовозбуждения W , время релаксации τ увеличивается (рис. 2в). На контрольных образцах, представляющих собой стеклянные подложки с подслоем ИТО с осажженной на него плёнкой $ZrO_2(Y)$ толщиной 10 нм и без плёнки, после засветки также наблюдались остаточные зарядовые пятна, однако кинетика релаксации этих пятен су-

щественно отличается от наблюдаемой в случае плёнок $ZrO_2(Y)$ с НЧ Au (рис. 2а, б). В случае образцов без НЧ Au, зарядовые пятна могут быть связаны с фотоионизацией глубоких центров в плёнке $ZrO_2(Y)$ или в стеклянной подложке вблизи слоя ИТО [4]. Фотоионизация указанных глубоких уровней, очевидно, имеет место и в плёнках с НЧ Au, что проявляется в наличии более медленно релаксирующего остаточного заряда после восстановления электро-нейтральности НЧ Au (рис. 2а, б).

Максимальное время релаксации заряда τ отмечено для $d = 5$ нм (рис 2а, б). При $d = 3$ нм, подобный спад потенциала не наблюдался, что указывает на туннельный механизм переноса электронов из слоя ИТО в НЧ Au – непосредственное туннелирование или через глубокие уровни в $ZrO_2(Y)$, связанные с вакансиями кислорода (С-центры) [4]. Поскольку туннельная прозрачность слоя $ZrO_2(Y)$ с $d = 3$ нм значительно выше, чем с $d = 5$ нм, время туннелирования электрона из ИТО в НЧ Au в первом случае существенно меньше.

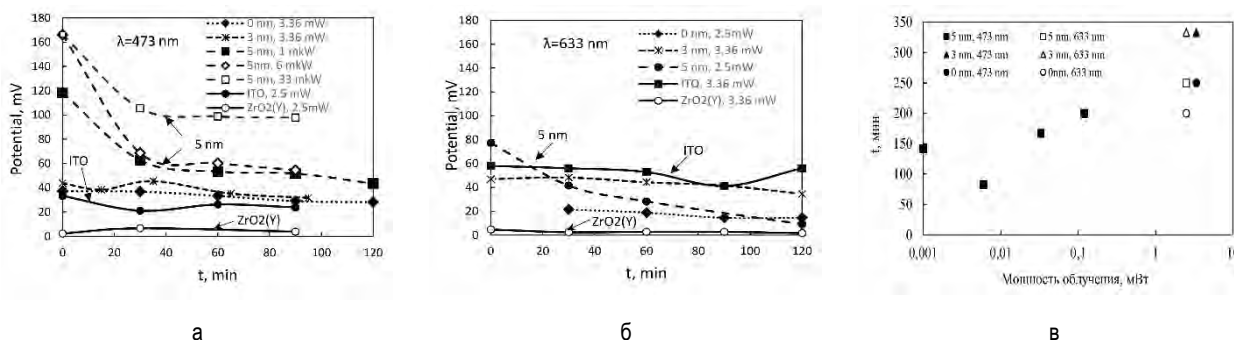


Рис. 2. Зависимости потенциала в центре зарядового пятна φ_m от времени, прошедшего с момента выключения фотовозбуждения (а, б), и от мощности фотовозбуждения W (в)

Финансирование

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках проектной части госзадания № 0729-2020-0058.

Литература

1. Semiconductor Nanocrystals and Metal Nanoparticles: Physical Properties and Device Applications (CRC Press, 2016).

2. M.S. Dunaevskiy, P.A. Alekseev, A.N. Titkov *et al.* // J. Appl. Phys. /V. 110, 084304 (2011).
 3. М.Н. Коряжкина, Д.О. Филатов, И.А. Антонов *и др.* // Поверхность: рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2019. №1. С. 45.
 4. A.S. Novikov, D.O. Filatov, M.E. Shenina *et al.* // J. Phys. D: Appl. Phys. V. 54, 485303 (2021).
 5. D. Filatov, D. Guseinov, I. Antonov *et al.* // RSC Adv. V. 4, 57537 (2014).

Исследование массивов гетерогенных ферромагнитных нанопроволок для создания детекторов ТГц излучения, работающих при комнатной температуре

Л.А. Фомин^{1,*}, Д.Л. Загорский^{2,§}, С.Г. Чигарев³, Е.А. Вилков³, В.Г. Криштоп¹, И.М. Долуденко^{2,*}, Е.С. Жукова⁴

¹ Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Академика Осипьяна, 6, Черноголовка, 142432.

² ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Ленинский пр., 59, Москва, 119333.

³ Фрязинский филиал Института Радиозлектроники РАН, пл. Введенского, д. 1, Фрязино, 141190.

⁴ Московский физико-технический институт, Институтский переулок, д.9., Долгопрудный, 141700.

*fomin@iptm.ru, §dzagorskiy@gmail.com

В диапазоне частот от 1 до 250 ТГц исследованы спектры пропускания, отражения и поглощения массивов гетерогенных нанопроволок из Ni/Co, FeNi/Co и Ni/Fe, изготовленных в трековых полимерных мембранах гальваническим методом. В спектрах пропускания в диапазоне 16-20 ТГц обнаружено много пиков, которые не наблюдаются в спектре трековой мембраны без нанопроволок. Спектры поглощения показали, что доля мощности излучения, поглощаемая нанопроволоками, и его спектр зависят от материалов нанопроволок. Особенности спектров можно объяснить обратным лазерным эффектом в магнитных наноконтактах, а также изменением электрического сопротивления из-за переходов с переворотом спина при некопланарном распределении намагниченности магнитных слоев. Исследованный класс квазиодномерных структур перспективен для создания детекторов ТГц излучения в широком спектральном диапазоне, работающих при комнатной температуре.

Введение

В последнее десятилетие наблюдается повышенный интерес к терагерцовому (ТГц) диапазону частот (1–30 ТГц) для решения научных задач и для практического применения. Однако успешному развитию ТГц технологии мешает отсутствие простых и надежных общедоступных источников и приемников этого диапазона. Поэтому чрезвычайно актуальна задача поиска новых принципов генерации и детектирования ТГц сигналов. Одним из перспективных путей ее решения является создание генераторов и детекторов ТГц сигналов на принципах спинтроники с использованием магнитных переходов в наноструктурах. В этой связи интерес представляет технология изготовления магнитных нанопроволок методом матричного синтеза.

Изготовление образцов

Массивы гетерогенных нанопроволок из Ni/Co, FeNi/Co и Ni/Fe были изготовлены методом матричного синтеза с использованием в качестве матриц трековых мембран производства ОИЯИ (Объединенный институт ядерных исследований, Дубна). Мембраны представляли собой пористые пленки полиэтилентерефталата толщиной 10 мкм, с

диаметром пор 100 нм и плотностью пор 10^9 на 1 см^2 . Нанопроволоки изготавливались гальваническим методом путем заполнения пор металлами из раствора соответствующих солей со стабилизирующими добавками (таблица 1).

Таблица 1. Электролиты

№	Электролит	Конц.	Стабилизатор
1.	$\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$	120 г/л	Борная кислота (40 г/л); лаурилсульфат натрия (1 г/л); аскорбиновая кислота
2.	$\text{NiSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$ $\text{NiCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$	200 г/л 30 г/л	Борная кислота (40 г/л); лаурилсульфат натрия (1 г/л);
3.	$\text{CoSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$	320 г/л	Борная кислота (40 г/л); лаурилсульфат натрия (1 г/л);

Изготовленные образцы исследовались методом сканирующей электронной микроскопии с элементным анализом с помощью прибора JEOL JSM 6000 Plus с ускоряющим напряжением 15 кВ. Было найдено, что почти все поры мембран заполнены металлом, и между разными материалами в нанопроволоках есть четкие границы (рис.1а). Это означает, что возможна реализация механизмов лазерного эффекта в ТГц диапазоне на основе спин-флип переходов [1], а также обратного эффекта, который может быть использован для создания детектора ТГц излучения, работающего при комнатной тем-

пературе. Магнитное строение проволок, рассчитанное методом микромагнетизма, оказалось неоднородным. В этой связи в них возможна реализация также второго механизма детектирования ТГц излучения за счет изменения электрического сопротивления из-за переходов с переворотом спина между спиновыми подзонами в случае некопланарного распределения намагниченности магнитных слоев [2].

Спектральный анализ

Были исследованы спектры пропускания и отражения образцов в диапазоне частот от 1 до 250 ТГц. Спектральный анализ проводился на ИК-фурье-спектрометре Bruker Vertex 80v с микроскопом Hyperion 2000, работающем в воздушной среде. Был использован стандартный источник излучения (глобар), встроенный в интерферометр, и детектор из теллурида кадмия и ртути, охлаждаемый азотом, установленный в микроскоп Hyperion.

Результаты и обсуждение

В спектрах пропускания в диапазоне 16–20 ТГц было обнаружено множество пиков, которые не наблюдаются в спектре трековой мембраны без нанопроволок (рис. 1б). Из рисунка также видно,

что в данном диапазоне частот спектр глобара имеет довольно плавное распределение спектральной плотности по частоте (кривая 4 на рис. 1б), что говорит о практически отсутствующем влиянии атмосферы. При этом взаимодействие излучения с массивом нанопроволок сильно зависит от материалов слоев в них. Так в спектре пропускания, для нанопроволок образованных слоями FeNi/Co в диапазоне частот 16 – 20 ТГц имеется много пиков, высота которых значительно превышает таковую для нанопроволок других составов (кривая 1 на рис. 1б). Самую меньшую высоту пиков в этом диапазоне демонстрируют нанопроволоки со слоями Ni/Co (кривая 3 на рис. 1б). По всей видимости этот результат связан с наибольшей разницей в кристаллографической магнитной анизотропии для слоев FeNi и Co, приводящей к сильному изменению магнитного строения вблизи их контакта. По полученным спектрам пропускания и отражения рассчитаны спектры поглощения массива нанопроволок в трековой мембране и мембраны без нанопроволок (рис. 1с). Было обнаружено, что доля мощности ТГц излучения, поглощаемая нанопроволоками, и его спектр зависят от материалов нанопроволок. Особенности наблюдаемых спектров можно объяснить двумя перечисленными выше механизмами.

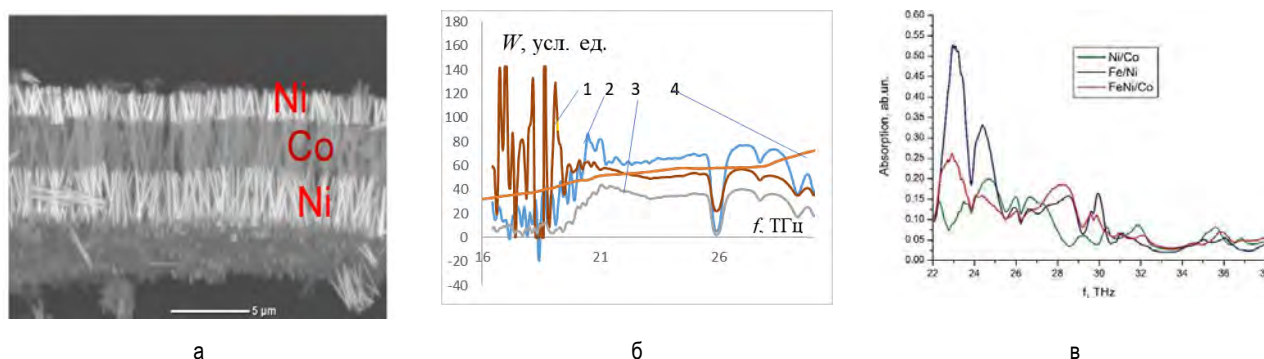


Рис. 1. СЕМ изображение массива трехслойных нанопроводов в полимерной мембране (а) и спектры отражения (б) и поглощения (в) двухслойных нанопроводов 1 – FeNi/Co, 2 – Fe/Ni, 3 – Ni/Co, 4 – спектр глобара, источника ТГц излучения

Заключение

Спектры поглощения показали, что доля мощности излучения, поглощаемая нанопроволоками, и его спектр зависят от материалов нанопроволок. Исследованный класс квазиодномерных структур перспективен для создания детекторов ТГц излучения, работающих в широком спектральном диапазоне при комнатной температуре.

Литература

1. Kadigrobov A.M., Ivanov Z., Claeson T. *et.al.* // *Europhys. Lett.* Vol. V. 67, 948 (2004)
2. Караштин Е.А. // *Письма в ЖЭТФ*, Т. 112, с. 121–126 (2020)

Исследование структурных и электрических свойств сверхтонких пленок лития на реконструированной поверхности Pb/Si(111)

Д.А. Цуканов^{1,2*}, М.В. Рыжкова¹, П.А. Мотин²

¹ Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, ул. Радио, 5, Владивосток, 690041.

² Дальневосточный федеральный университет, о. Русский, п. Аякс, 10, Владивосток, 690922.

*tsukanov@iacp.dvo.ru

В данной работе экспериментально исследованы свойства реконструированной поверхности Pb/Si(111) после адсорбции на нее атомов лития. Обнаружены новые поверхностные реконструкции, которые представляют упорядоченные двумерные сплавы лития и свинца. Представлены измерения поверхностной проводимости как упорядоченных, так и неупорядоченных пленок свинца после их дозирования атомами лития. Показано, что использование поверхностных реконструкций в качестве промежуточного слоя между подложкой Si(111) и адсорбированным литием дает возможность контролировать стиль роста металлической пленки.

Введение

В последнее время изучение взаимодействия атомов щелочных металлов с металлическими и полупроводниковыми поверхностями представляет повышенный интерес [1-3]. Это взаимодействие осуществляется через перенос заряда между адсорбированными атомами и поверхностью подложки и вызвано низкой электроотрицательностью атомов щелочных металлов, которые в этом случае играют роль донора электронов. С этой точки зрения исследование поверхностной проводимости взаимодействующей системы адсорбат-подложка позволит оценить изменения электропроводности приповерхностной области подложки, вызванные эффектами переноса заряда, которые находятся в сильной взаимосвязи со структурой исходной поверхности подложки и ее электронными состояниями. Таким образом, формируя подходящую исходную поверхностную реконструкцию подложки, а также контролируя концентрацию адсорбируемых атомов, появляется возможность модификации структурных и электронных свойств как поверхности подложки, так и ее приповерхностного слоя.

В настоящей работе исследована возможность контролируемых изменений поверхностной проводимости подложки Si(111) с поверхностными реконструкциями свинца и лития, измеренных с помощью четырехзондового метода *in situ*, совместно с использованием дифракции медленных электронов

для наблюдения кристаллической структуры поверхности.

Методика эксперимента

Эксперименты проводились в сверхвысоковакуумной камере RIBER DEL-300 при рабочем давлении $\sim 10^{10}$ Торр. Установка оснащена дифракцией медленных электронов (ДМЭ) и четырехзондовой головкой для проведения электрических измерений. Головка размещена на выдвижном манипуляторе, вольфрамовые зонды расположены по углам квадрата с межзондовым расстоянием 0.6 мм. Измерения поверхностной проводимости образцов проводились в условиях сверхвысокого вакуума при комнатной температуре.

В качестве образцов использовались прямоугольные пластины кремния размером $15 \times 5 \times 0.45$ мм, легированные фосфором, с удельным сопротивлением 300-1700 Ом·см. Очистка поверхности образца проводилась путем кратковременного нагрева до 1250°C пропусканием переменного тока. Свинец испаряли из танталовой ячейки, в качестве источника лития использовался геттерный диспенсер фирмы SAES Getters. Скорость осаждения адсорбированного материала калибровалась с помощью дифракции медленных электронов по картинам дифракции от реконструированной поверхности с известным числом атомов адсорбата (один монослой (МС) соответствует концентрации атомов 7.8×10^{14} см⁻² для нереконструированной поверхности Si(111)).

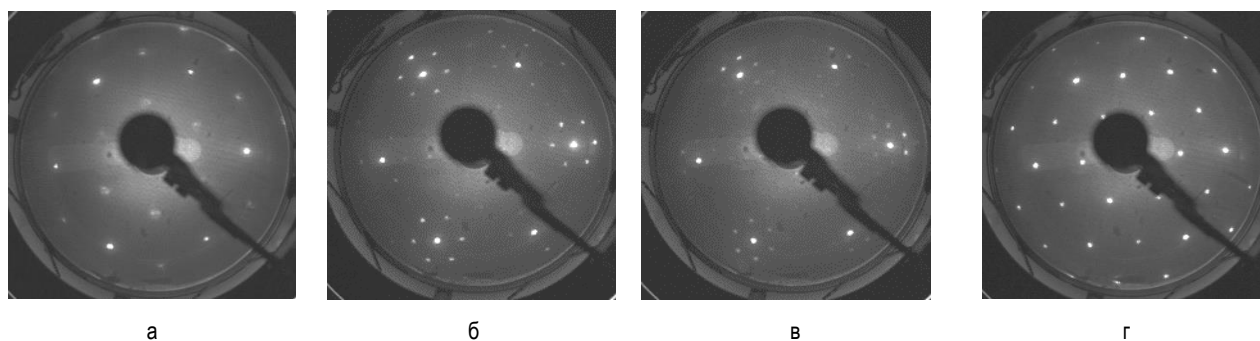


Рис. 1. Картины дифракции медленных электронов для поверхности Si(111) с реконструкциями: (а) $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -Pb (SiC), (б) 4×1 -Pb,Li, (в) $3\sqrt{3}\times 3\sqrt{3}$ -Pb,Li, (г) 2×2 -Pb,Li. Энергия пучка $E_p=56$ эВ.

Результаты и обсуждение

В данной работе обнаружены новые поверхностные реконструкции в системе (Pb,Li)/Si(111), которые представляют собой упорядоченные двумерные сплавы атомов лития и свинца (рисунок 1). Так, согласно данным, полученным с помощью ДМЭ, осаждение субмонослойных доз лития на поверхности SiC-Pb приводит к образованию поверхностной структуры 4×1 (при дозе Li до $\sim 0,25$ МС), а затем структуры $3\sqrt{3} \times 3\sqrt{3}$ (при дозе Li около $\sim 0,3$ МС). Дальнейшее осаждение Li приводит к появлению структуры поверхности 2×2 . Показано, что такие изменения структуры поверхности коррелируют с поверхностной проводимостью подложки. В докладе представлены результаты измерений проводимости после адсорбции атомов лития на реконструированных поверхностях Si(111) 1×1 -Pb, Si(111) $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -Pb (покрытие Pb 0,33 монослоя) и Si(111) $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -Pb (SiC) как при комнатной, так и при повышенной температурах. Кроме того, рассмотрен эффект дозирования литием неупорядоченной металлической пленки свинца на поверхности Si(111) 7×7 .

В докладе обсуждаются возможные механизмы взаимодействия атомов лития с поверхностными реконструкциями на Si(111), в зависимости от исходной структуры поверхности и концентрации адсорбированных атомов щелочного металла, а также транспорт носителей заряда в таких структурах. В ходе экспериментов было установлено,

что адсорбция лития на полупроводниковую поверхность слабо влияет на электропроводность подложки, в то время, как на металлической поверхности явно наблюдаются несколько стадий взаимодействия адсорбированных атомов с пленкой: сначала наблюдается уменьшение электропроводности из-за формирования на поверхности диполей, затем при покрытии адсорбированного лития более 1 монослоя формируется металлическая пленка с высокой электропроводностью. Следует отметить, что использование поверхностных реконструкций в качестве промежуточного слоя между подложкой Si(111) и осаждаемым литием дает возможность контролировать стиль роста металлической пленки лития - послойный или островковый – и определяет оптимальные условия формирования таких структур.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 20-02-00497).

Литература

1. Weindel C., Jänsch H.J., Kirchner G. *et al.* // *Physical Review B*, V. 71, 115318 (2005).
2. Diehl R.D., McGrath R. // *Journal of Physics: Condensed Matter*, V. 9, 951 (1997).
3. Aruga T., Murata Y. // *Progress in Surface Science*, V. 31, 61 (1989).

Ионная литография: преимущества и особенности использования тяжелых частиц для экспонирования органических резистов

Я.Л. Шабельникова^{1, *}, С.И. Зайцев^{1, §}

¹ Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, ул. Академика Осипьяна, 6, Черноголовка, 142432.

*janeshabeln@yandex.ru, §zaitsev@iptm.ru

Ключевым отличием метода ионной литографии, в котором производится экспонирование резиста пучком ионов, от широко используемого метода электронной литографии, является компактная (десятки или даже единицы нанометров) зона взаимодействия пучка с мишенью. В контексте этого, на основе полученного авторами описания распределения поглощенной энергии пучка и размеров зоны генерации обсуждаются преимущества метода перед электронной литографией (более высокое достижимое пространственное разрешение, отсутствие эффекта близости, высокая производительность), а также некоторые его особенности. В частности отмечается, что поглощенная энергия сильно неоднородно распределена по глубине резиста, что делает неприменимой разработанную для электронной литографии процедуру измерения контраста. Приводится новая процедура расчета контраста резиста, учитывающая эту особенность.

В настоящее время остросфокусированные пучки ионов широко используются для модификации механических [1], оптических [2], электрических [3] и химических [4] свойств материалов, а также для создания наноструктур [5]. Одним из способов наноструктурирования является метод ионной литографии, в котором пучком частиц облучается слой чувствительного материала (резиста) [6]. Растворимость экспонированных областей материала повышается (или, наоборот, уменьшается в случае негативного резиста), поэтому в процессе обработки в проявителе они (или, наоборот, необлученные участки) удаляются, и на подложке получается заданный шаблон. Преимуществом этого метода перед ионным травлением [7] и осаждением разлагаемого материала под действием пучка (метод Ion Beam Induced deposition или IBID [8]) является более высокая производительность, так как практически вся энергия пучка тратится на модификацию резиста, а перед методом электронной литографии – еще и отсутствие паразитной засветки вторичными и обратнорассеянными частицами. Возможность локально модифицировать свойства резиста, а значит, и характерные размеры изготавливаемых в ходе литографического процесса структур, определяется размерами области, в которой поглощается энергия ионного пучка. Авторами было показано [9], что размеры этой области уменьшаются с ростом атомного номера иона Z и для $Z > 20$ имеют характерные значения порядка десятков нанометров, а для высоких атомных номеров (>86) могут составлять и несколько единиц нанометров. Это свидетельствует о

перспективности вовлечения в эксперименты по литографии тяжелых ионов, в частности, ионов инертных газов (Kr, Xe, Rn), для которых неактуальна проблема загрязнения частицами пучка полупроводниковой подложки, как для используемых в настоящее время ионов галлия и достижимо лучшее разрешение, чем для ионов гелия и неона.

В докладе будет приведено полученное авторами на основе данных Монте-Карло моделирования эмпирическое описание распределения поглощенной в резисте энергии пучка, хорошо работающее для широкого диапазона атомных масс ионов и энергий десятки кэВ. Будет отмечена важная особенность экспонирования при использовании тяжелых ионов: сильно неоднородное распределение поглощенной энергии по глубине резиста, что делает неприменимой разработанную для электронной литографии процедуру измерения контраста с помощью дозового клина. Также будет представлена новая методика определения контраста, учитывающая эту особенность.

Литература

1. Mironov V.L., Ermolaeva O.L., Skorohodov E.V. *et al.* // *Physical Review B*, V. 85, 144418 (2012).
2. Shang L.Y., Zhang D., Liu B.Y. // *Phys. E*, V. 81, 315 (2016).
3. Kumar N., Kumar R., Kumar S. *et al.* // *Radiat. Phys. Chem.*, V. 119, 44 (2016).
4. Möller W., Johannes A., Ronning C. // *Nanotechnology*, V. 27, 175301 (2016).

5. Johannes A., Noack S., Wesch W., Glaser M., Lugstein A., Ronning C. // Nano Lett., V. 15, 3800 (2015).
6. Seliger R.L., Kubena R.L., Olney R.D. *et all.* // J. Vac. Sci. Technol., V. 16, 1610 (1979).
7. Kudriavtsev Y., Villegas A., Godines A., Asomoza R. // Applied Surface Science, V. 239, 273 (2005).
8. Ro J.S., Thompson C.V., Melngailis J. // J. Vac. Sci. Technol. B, 12, 73 (1994).
9. Зайцев С.И., Шабельникова Я.Л. // Международный форум МИКРОЭЛЕКТРОНИКА 2019, Школа молодых ученых 2019, 23-25 сентября 2019 г., пгт Гурзуф, Ялта, Крым, 66 (2019).

Исследование доменной структуры сегнетоэлектриков методами сканирующей зондовой микроскопии

В.Я. Шур¹

¹ Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, Екатеринбург, 51 пр. Ленина, 620000

*vladimir.shur@urfu.ru

Рассмотрена история создания и развития методов визуализации доменной структуры сегнетоэлектриков и локального переключения поляризации с использованием различных методов сканирующей зондовой микроскопии. Сравнение методов визуализации доменной структуры позволило выявить уникальные возможности сканирующей зондовой микроскопии. Представлены многочисленные примеры решения важных проблем, связанных с эволюцией доменной структуры при переключении поляризации. Особое внимание уделено учету влияния относительной влажности, а также исследованию локального переключения на неплярном срезе одноосных сегнетоэлектриков. Рассмотрены возможности создания регулярных доменных структур при сканировании зондом в объемных монокристаллах и тонких пленках.

Введение

Исследование эволюции доменной структуры при переключении поляризации в монокристаллах и тонких пленках одноосных сегнетоэлектриков представляет значительный интерес, в частности, для разработки методов доменной инженерии, используемых при создании элементов преобразования частоты лазерного излучения на основе нелинейно-оптических сегнетоэлектриков с регулярной доменной структурой [1,2]. Следует отметить, что визуализация доменной структуры и локальное переключение поляризации с использованием методов сканирующей зондовой микроскопии (scanning probe microscopy, SPM) являются одними из наиболее популярных современных методов экспериментальных исследований сегнетоэлектриков.

Страницы истории

Предложение использовать SPM для визуализации сегнетоэлектрических доменов было впервые сформулировано одним из изобретателей атомно-силовой микроскопии (atomic force microscopy, AFM) Calvin F. Quate в 1989 году через три года после создания первого AFM в E.L. Ginzton Lab., Stanford University. «За изобретение и создание атомно-силовой микроскопии – прорыв в измерительной технике и наноманипуляции, который продолжает вносить определяющий вклад в развитие nanoscience и нанотехнологии» в 2016 году была присуждена премия Кавли в области Nanoscience. Первая визуализация 180° доменных стенок в кристаллах молибдата гадо-

линия с помощью бесконтактной AFM была выполнена F. Saurenbach и B.D. Terris, а первое локальное переключение в пленках полимерного сегнетоэлектрика VDF-TrFE получили P. Guthner и K. Dransfeld в 1992 году. Важнейшими этапами в развитии методов SPM явились: (i) наблюдение с нанометровым разрешением исходной доменной структуры в тонких пленках PZT методом сканирующей микроскопии пьезоэлектрического отклика (piezoelectric force microscopy, PFM), опубликованное Alexey Gruverman с соавторами в 1996 году и (ii) переключение доменов с нанометровым разрешением полученное Marin Alexe с соавторами в 1998 году.

Достоинства и недостатки

Среди достоинств методов SPM следует отметить: (i) исключительную универсальность, (ii) возможность реализовать локальное переключение, (iii) сравнительную доступность, (iv) высокое пространственное разрешение, (v) простую подготовку образцов, (vi) возможность создавать и исследовать свойства нанодоменных структур, (vii) возможность изучать особенности переключения поляризации и кинетики доменов в отдельных зернах керамики. Вместе с тем при использовании SPM следует иметь в виду наличие ряда ограничений: (i) ограниченный размер изучаемой области, (ii) низкое разрешение по времени, (iii) сравнительно узкий температурный диапазон, (iv) значительное влияние инжектируемого заряда и влажности, (v) возможность визуализации доменов только на поверхности.

Формирование самоорганизованных структур

Среди наиболее эффективных использований методов SPM следует выделить: (i) детальное исследование в монокристаллах ниобата лития LN эффекта коррелированного зародышеобразования (correlated nucleation), представляющего собой формирование цепей нанодоменов перед движущимися доменными стенками [3], (ii) эффект самопроизвольного пространственного удвоения частоты (frequency doubling) в кристаллах танталата лития LT, (iii) формирование и эволюцию нанодоменных структур, возникающих под действием пирозлектрического поля в монокристаллах LN и LT в результате импульсного облучения излучением инфракрасного лазера [4].

Использование локального переключения с приложением пространственно неоднородного поля проводящим зондом SPM позволило исследовать в различных сегнетоэлектриках зависимости размеров и формы доменов от приложенного напряжения и длительности импульсов [2]. Удалось выявить и количественно исследовать эффекты взаимодействия доменов, приводящих к чередованию размеров изолированных доменов в квазирегулярных рядах [2]. Были разработаны методы создания регулярных доменных структур локальным переключением проводящим зондом SPM в монокристаллах LN. В тонких пленках на изолирующей подложке (LNOI), полученных методом ионного скалывания, созданы регулярные стабильные регулярные доменные структуры с субмикронными периодами [5].

Переключение поляризации на неполярном срезе

Экспериментально исследовалось формирование изолированных клиновидных доменов и квазирегулярных рядов изолированных доменов при локальном переключении на неполярных срезах монокристаллов LN и LT [6]. Удалось впервые детально изучить процесс прорастания доменов в полярном направлении (forward growth). Было показано, что длина клиновидных доменов многократно превышает ранее проведенные теоретические оценки. Расчет пространственного распределения полярной компоненты поля показал, что значение поля, превышающее пороговое значение для генерации ступеней, локализовано на площади радиусом менее микрона, тогда как длина домена составляет десятки

микрон. Полученное распределение поля вблизи заряженной доменной стенки позволило объяснить наблюдаемый рост доменов в объеме во внешнем поле, величина которого много меньше порогового значения [6]. Был сформулирован оригинальный подход к прямому прорастанию, основанный на аналогии с ростом кристаллов. Рост доменов вызван генерацией ступеней в области приложения поля вблизи зонда и движением заряженных кинков вдоль заряженной доменной стенки [7].

Влияние относительной влажности

Был обнаружен и детально исследован эффект влияния относительной влажности на кинетику доменной структуры при локальном переключении поляризации в монокристаллах LN и титанил-фосфата калия КТР [8]. Было выявлено влияние влажности на форму и анизотропию роста изолированных доменов. Для объяснения наблюдаемых эффектов было показано, что при увеличении влажности поле переключения уменьшается за счет образования на зонде мениска воды, а при большей влажности на поверхности формируется слой адсорбированной воды [8].

Работа выполнена с использованием оборудования УЦКП «Современные нанотехнологии» УрФУ (рег. № 2968), при финансовой поддержке министерства науки и высшего образования РФ (Проект 075-15-2021-677), РФФИ и правительства Свердловской области (грант 20-42-660025).

Литература

1. Shur V.Ya., Akhmatkhanov A.R., Baturin I.S. // *Appl. Phys. Rev.*, V. 2, 040604 (2015).
2. Ievlev A.V., Jesse S., Morozovska A. *et al.* // *Nature Physics*, V. 10, 59 (2014).
3. Shur V.Ya. // *J. of Mater. Sci.*, V. 41, 199 (2006).
4. Shur V.Ya., Kosobokov M.S., Makaev A.V. *et al.* // *Acta Materialia*, V. 219, 117270 (2021).
5. Turygin A.P., Alikin D.O. *et al.* // *ACS Appl. Mat. & Inter.*, V. 10, 36211 (2018).
6. Slautin B.N., Turygin A.P. *et al.* // *Appl. Phys. Lett.*, V. 116, 152904 (2020).
7. Shur V.Ya., Pelegova E.V., Turygin A.P. *et al.* // *J. of Appl. Phys.*, V. 129, 044103 (2021)
8. Shishkina E.V., Pelegova E.V. *et al.* // *ACS Appl. Elect. Mat.*, V. 3, 260 (2021).

Обработка и анализ трехмерных изображений в биомедицинской сканирующей зондовой микроскопии

И.В. Яминский

МГУ имени М.В.Ломоносова, физический и химический факультеты, Ленинские горы, 1-2, Москва, 119991.

ООО НПП «Центр перспективных технологий», ул. Строителей, 4-5-47, Москва, 119311.

yaminsky@nanoscopy.ru

Сканирующая зондовая микроскопия становится важным и информативным инструментом в биомедицине и медицинской диагностике благодаря разработке эффективных алгоритмов обработки данных. В докладе приведены данные по визуализации бактериальных и клеточных структур и результаты последующей их количественной характеристики.

Введение

В биомедицинской сканирующей зондовой микроскопии обработка и анализ данных является ключевым, ответственным и весьма трудоемким процессом. Вирусы, бактерии, клетки, живая материя и другие биологические образцы являются сложными объектами, требующими бережного отношения на всех этапах пробоподготовки, измерений, количественного анализа, оформления полученных результатов, составления отчетов, приготовления презентаций, статей и другого иллюстративного материала. По этой причине программное обеспечение, обладая всеми необходимыми функциями, должно иметь богатый, дружелюбный и интуитивно понятный интерфейс.

Анализ и обработка 3D изображений

Недавно на примере данных атомно-силовой микроскопии белковых наночастиц мы показали, что для поиска тех наночастиц, размеры которых сравнимы с уровнем шума, более точный результат дает алгоритм с использованием нейронной сети [1].

При визуализации биообъектов, например, бактерий *Escherichia coli* (Рис.1) помимо 3D изображения одновременно можно получить большой массив количественных данных - размеры, объем, площадь, контурную длину, шероховатость, форм-фактор, коэффициенты трения и упругости, величину адгезии.

В биомедицинской микроскопии измерения проводятся на живых бактериальных клетках. Аналогичную многофакторную информацию можно получить при изучении вирусов, клеток крови, сетей нейронов, различных тканей живых организмов.

Современные возможности по обработке 3D изображений биомедицинской микроскопии легко продемонстрировать на примере программного обеспечения ФемтоСкан Онлайн (www.nanoscopy.ru) [2, 3].

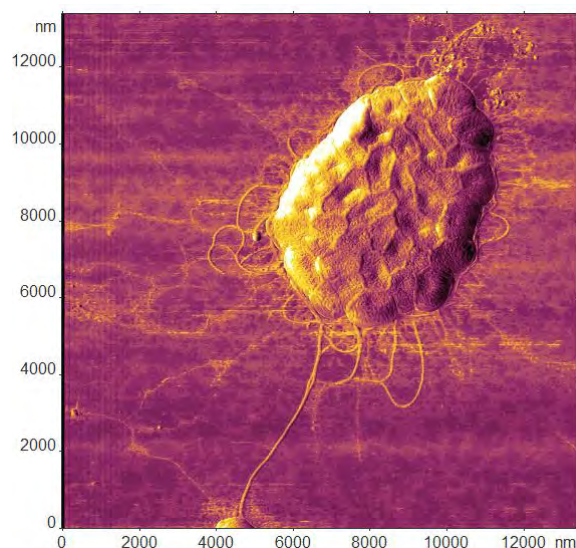


Рис. 1. Изображение островковой колонии бактерий *Escherichia coli*

Разработанный в программном обеспечении ФемтоСкан Онлайн позволяет проводить следующие основные количественные измерения:

- определение геометрических размеров бактериальных клеток: длины, ширины, высоты, площади, объема,
- вычисление контурной длины и форм фактора бактерий,
- определение параметров шероховатости поверхности бактерий,
- определение гетерогенности микробных и клеточных структур,

- характеризацию клеточных выростов у бактериальных клеток,
- построение таблицы и гистограммы распределения измеряемых морфологических параметров клеток.



Рис. 2. Определение длины контурной линии постоянной высоты для бактериальной клетки *Helicobacter pylori*

Наглядное эмоциональное представление получаемых изображений бактериальных клеток является важной составляющей проводимых наблюдений. В этом направлении большие возможности открывает программное обеспечение ФемтоСкан Онлайн. Среди них построение изображений бактерий в различных цветовых палитрах для топографии (вида сверху) и трехмерного изображения с настраиваемыми углами наблюдения, режимами подсветки, масштабированием. Программа позволяет осуществлять монтаж пролета над бактерией, создавая таким образом увлекательные видеоролики.

Сканирующий зондовый микроскоп активно используют как в научных исследованиях, так и в образовательных программах. Для организации обучения нами разработан обучающий курс «Бионаноскопия для школьников», в рамках которого ученика обучают использованию программного обеспечения и навыкам работы на сканирующем зондовом микроскопе для изучения биологических объектов.

В задачи образовательного проекта входят:

- разработка адаптированных для разного возраста школьников программ по изучению биологических объектов с помощью сканирующего зондового микроскопа ФемтоСкан X,

- разработка методических материалов, конспектов, практикумов, видеоматериалов для организации учебного процесса,
- подготовка методических материалов для самостоятельного выполнения школьниками лабораторных работ,
- вовлечение школьников в процесс подготовки самостоятельных проектов,
- организация учебного процесса для работ в командах, налаживание взаимодействия для реализации совместных проектов,
- вовлечение школьников в проекты по изучению биологических объектов и интерпретации полученных данных с помощью мастер-классов, конкурсов и вебинаров,
- расширение взаимодействия между участниками проекта посредством участия в конкурсах по анализу биологических частиц.

Для решения поставленных задач создан банк стандартных образцов бактериальных клеток и эритроцитов и атлас их изображений.

Изучение биологических объектов реализовано с помощью дистанционного управления с синхронной передачей экспериментальных данных одновременно большому числу участников эксперимента для дальнейшей обработки и анализа данных на удаленных рабочих местах. Для проведения сеансов удаленного доступа задействована площадка Центра молодежного инновационного творчества «Нанотехнологии» (www.startinnovation.com) с экспериментальными установками сканирующей зондовой микроскопии.

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда содействия инновациям, проект № 71108, договор 0071108, РФФИ и Лондонского Королевского Общества, проект №21-58-10005, РФФИ, проект № 20-12-00389.

Литература

1. Яминский И.В., Сеницына О.В., Воробьев М.М. // Наноиндустрия, 14(5), 276–280 (2021).
2. Ахметова А.И., Яминский И.В. // Медицина и высокие технологии, (1), 16–22 (2019).
3. Яминский И.В., Филонов А.С., Сеницына О.В., Мешков Г.Б. // Наноиндустрия, 2(64), 42–46 (2016).

Секция 5

**Многослойная и кристаллическая
рентгеновская оптика**

Thermal stability of beryllium based multilayer mirrors investigated by Raman scattering

G.D. Antysheva^{a,b}, N. Kumar^b, A.V. Nezhdanov^c, R.S. Pleshkov^b,

V.N. Polkovnikov^b, N.I. Chkhalo^b

^a Faculty of Radiophysics, Lobachevsky State University, Nizhny Novgorod 603950, Russia.

^b Institute for Physics of Microstructures RAS, Afonino, Nizhny Novgorod 603087, Russia.

^c Laboratory of Functional Nanomaterials, Lobachevsky State University, Nizhny Novgorod 603950, Russia.

kumar@ipmras.ru

Ambient atmospheric thermal stability of beryllium (Be) layers in Mo/Be and W/Be multilayer mirrors was investigated by Raman scattering. The transverse optical (TO) mode of Be was found to be shifted to lower frequency and peak width become wider for thermal annealing temperature, which was characteristic for the deterioration of crystalline quality of Be layers. The TO mode of crystalline Be was completely vanished and a peak at shoulder was detected for Mo/Be multilayer thermally annealed at 723 K. This evidence was associated to transformation of polycrystalline phase into amorphous Be phase. However, the TO mode of Be embedded within W/Be multilayers was stable in similar annealing condition.

Introduction

Beryllium (Be) as a transmission layers embedded with molybdenum (Mo) and tungsten (W) in the multilayer structures of Mo/Be [1] and W/Be [2] are useful for mirrors, which operates in extreme ultraviolet (EUV) and soft X-ray regions. Thermal stability in ambient atmospheric pressure is prerequisite for effective application of multilayer mirrors in nanolithography and synchrotron facilities. It is obvious that the microscopic properties of materials get modified due to thermal annealing, which causes to change in thickness of layers in the period [3]. The interface boundaries between the layers of light and heavy atomic mass elements also become modified due to thermal annealing. These facts directly influence the structural quality and reflectivity of the multilayer mirrors.

The Be is not sensitive to the X-ray diffraction due to lighter atomic mass. However, light scattering cross section of crystalline and amorphous phase of Be is sensitive for Raman spectroscopy. The evaluation of Raman shifts of transverse optical (TO) mode of Be is useful for the characterization of structural properties [4].

At normal temperature and pressure, the bulk Be existing in hexagonal close packed lattice, which has two atoms per unit cell with $a_0 = 0.22866$ nm and $c_0 = 0.35833$ nm. The six normal modes of zero wavevectors belong to $A_{2u} + B_{1g} + E_{1u} + E_{2g}$ modes [5]. The E_{2g} represent TO mode, which is Raman active.

The TO mode was redshifted and the linewidth was further reduced consistently with an increase in thermally

exposed multilayers in vacuum condition. Transformation of polycrystalline to amorphous phase of Be layers was observed in case of higher thermal exposition of Mo/Be multilayers in vacuum annealing condition [4].

In the current work, phase and microstructural properties of alternate Be layers existed in the two different multilayers Mo/Be and W/Be was investigated by analyzing the TO mode in Raman spectroscopy.

Experimental

Mo/Be and W/Be multilayer films with total of 50 periods onto the monocrystalline Si (100) substrate were deposited by *dc*-magnetron sputtering. The thicknesses of each layer and period was almost similar in both the multilayers for the comparison of microstructural thermal stability. Thickness was determined by X-ray reflectivity. Raman spectra of Be in these multilayers was performed by NTEGRA spectrometer (NT-MDT- Zelenograd, Russia) in backscattering configuration using an excitation wavelength of 473 nm. The spectral resolution of the spectrometer was 0.8 cm^{-1} .

Results and discussion

The thicknesses of each layers and period thickness of the Mo/Be and W/Be multilayers for as-deposited and thermally annealed samples in ambient atmospheric condition are given in table 1.

The results of Raman scattering of the as-deposited and thermally annealed Mo/Be and W/Be multilayers is shown in figure 1. In as-deposited samples, the TO mode of Be is well resolved in both the multilayers.

Table 1. As-deposited and thermally annealed Mo/Be and W/Be multilayer

Mo/Be	d , nm	t_{Be} , nm	t_{Mo} , nm
As-deposited	5.99	3.43	2.56
723 K	5.89	2.52	3.37
W/Be	d , nm	t_{Be} , nm	t_{W} , nm
As-deposited	6.01	3.49	2.52
723 K	6	3.54	2.46

d – period thickness, t_{Be} , t_{Mo} and t_{W} – thicknesses of beryllium, molybdenum and tungsten layers, respectively.

The peak position of TO mode was exist at 446 cm^{-1} in as-deposited Mo/Be sample. However, this mode disappears and a new broad peak was appeared at 336 cm^{-1} for thermally annealed sample. This is a characteristic feature of transformation of polycrystalline Be phase into amorphous Be structure. In W/Be multilayers, the TO peak was exit at 450 cm^{-1} and shifted to 446 cm^{-1} in thermally annealed sample. It can be noticed that the TO peak of polycrystalline Be does not vanished at thermally annealed W/Be multilayer. The peak width of Be was 13.3 cm^{-1} in as-deposited W/Be multilayer, which broadened to 16 cm^{-1} in thermally annealed sample. The results clearly demonstrate that the stability of TO mode of polycrystalline Be is stable in W/Be multilayer. The origin of peak 3 observed in Mo/Be multilayer nearly at 254 cm^{-1} is debatable.

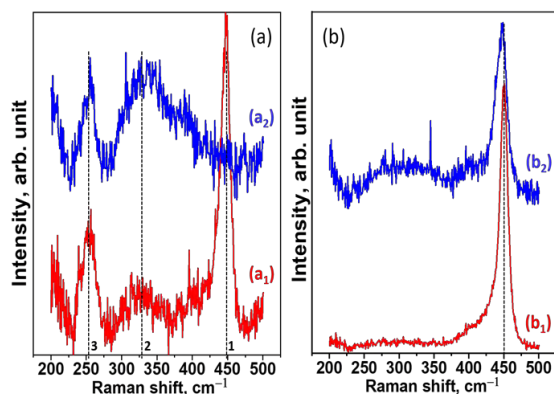


Fig. 1. Raman scattering of Be embedded in (a) Mo/Be and (b) W/Be; (a₁) and (a₂) as-deposited and (b₁) and (b₂) thermally annealed multilayers at temperature 723 K in ambient atmospheric condition

Conclusion

Raman scattering studies was carried out for the investigation of structural properties of Be layers embedded in Mo/Be and W/Be multilayer mirrors upon thermal annealing in ambient atmospheric condition. The thicknesses of the Be and Mo layers in the Mo/Be multilayers was significantly modified after the thermal annealing. However, for W/Be multilayers, the value of thicknesses of W and Be was almost preserved with slight modification after the thermal annealing. This modification was related to change in microstructural properties of Be layers. These fact was associated to deterioration of crystalline quality of Be layers. At thermal annealing temperature of 723 K, the TO mode of Be was completely vanished and a peak at shoulder was observed for Mo/Be multilayer. This evidence was associated to transformation of polycrystalline into amorphous Be phase. However, the TO mode of Be embedded with in W in W/Be multilayers was stable in similar annealing condition, which confirm the thermal stability.

This work was supported by the Russian Science Foundation, Agreement No. 21-72-20108.

References

1. Nechay A.N., Chkhalo N.I., Drozdov M.N. *et al.* // AIP Adv., 8, 75202 (2018).
2. Yuichi Utsumi, Jun-ichi Takahashi, Tsuneo Urisu // Rev. Sci. Instrum., 60, 2024 (1989).
3. Kumar N., Nezdhanov A.V., Garakhin S.A. *et al.* // Surf. Interfaces., 25, 101270 (2021).
4. Kumar N., Pleshkov R.S., Nezdhanov A.V. *et al.* // J. Phys. Chem. C 125, 2729 (2021).
5. Hannon J.B., Mele E.J., Plummer E.W. *et al.* // Phys. Rev. B 53, 2090 (1996).

Microscopic structure and stress of Si and Be films in bilayer periodic multilayers investigated by Raman scattering

N. Kumar^{a*}, A.V. Nezhdanov^b, S.A. Garakhin^a, R.S. Pleshkov^a,

V.N. Polkovnikov^a, N.I. Chkhalo^a

^aInstitute for Physics of Microstructures RAS, Afonino, Nizhny Novgorod 603087, Russia

^bLaboratory of Functional Nanomaterials, Lobachevsky State University, Nizhny Novgorod 603950, Russia

*kumar@yipmras.ru

Microstructure and stress analysis in Si and Be layers embedded in the periodic multilayer mirrors was investigated by Raman scattering. In the study, it was found that the variation of microstructure and stress was sensitive to the thickness of these layers in the periodic structures. The structure of Si was not much sensitive to the thickness and always existed in the amorphous phase. However, polycrystalline to amorphous Be phase was observed depending upon the thickness of the Be layers. The stress was significantly varied depending upon Si and Be existed with Mo and W layers.

Introduction

The study of the microscopic structure and stress in the periodic multilayer mirrors is a critical aspect for improving the reflectivity and sustainable performance. The microstructure of Mo [1,2] and W [3] in periodic structure is well reported in the literature using X-ray diffraction. These layers have evolved in polycrystalline phase for higher thickness. Raman scattering was recently used for the investigation of microstructural properties of Be [2,3] and Si [4] in the periodic multilayers. The Si layers in the magnetron sputter deposited multilayer mirrors always evolved in the amorphous phase. The stress in this layer is sensitive to the thickness and the sign of the stress (compressive and tensile) depends on the absorber layers (W and Mo) in which the Si is alternatively embedded [5]. The microstructure of Be layers in the periodic multilayers was sensitive to the thickness [2,3]. For thinner layers, it was existed in the amorphous structure. However, for the thicker layers, it was evolved in the polycrystalline phase. The sign of the stress in Be also depends on the absorber layers (W and Mo) in which the Be is embedded.

In this work, thickness dependent microstructure and stress in the Si and Be layers embedded within W and Mo in W/Si, Mo/Si, Mo/Be, and W/Be multilayer mirrors was reported.

Experimental

The multilayers mirrors (Mo/Si, Mo/Be, W/Be, and W/Si) were deposited by *dc*-magnetron sputtering equipped with four planar magnetrons [6]. The period thickness was almost fixed and the thickness of the lay-

ers in multilayers was systematically varied for microstructural and stress analysis. X-ray reflectivity of CuK α wavelengths of 0.154 nm was used for measuring the thickness of layers in multilayers. The crystal structure of W and Mo in the respective multilayers was investigated by X-ray diffraction (XRD, Bruker D8 Discover diffractometer) using CuK α X-ray radiation in theta-2theta mode. Raman scattering was performed by NTEGRA spectrometer NT-MDT (Zelenograd, Russia) through an optical microscope, using lasers of excitation wavelengths 473 nm and 633 nm. The spectral resolution of the spectrometer was 0.85 cm⁻¹.

Results and discussion

In Raman scattering, transverse optical (TO) mode of Si and Be was considered for the microstructural and stress analysis. In these materials, the intensity of this mode was significantly higher due to higher amplitude of bond polarizability. The monocrystalline Si contains two atoms per primitive unit cell and exhibit a TO mode of T_{2g} symmetry around 520 cm⁻¹ with zero momentum in Raman scattering.

The hcp lattice of Be has also two atoms per primitive unit cell, which are located on D_{3h} sites of symmetry. It has six normal modes of zero wavevectors: A_{2u} + B_{1g} + E_{1u} + E_{2g}. The double degenerate E_{2g} symmetry of TO mode is Raman active which generates from the center of the Brillouin zone with zero wavevectors (*k* = 0) around 457 cm⁻¹.

The TO mode of Si and Be was redshift with decreases in crystallite size or in amorphous phase and it became broader due to the relaxation of selection rule with non-

zero value of momentum. The Raman shift is also sensitive to stress and defects in the materials.

The Si layers in the Mo/Si and W/Si multilayers was always existed in the amorphous phase [4,5]. This phase was independent of thickness of the Si layers in both the multilayers. However, the bond-angle deviation of Si-Si bonding in amorphous phase depended on the thickness, which increased for the thinner layers in both the multilayer systems. The Be layers existed in amorphous phase for thinner layers. In thicker layers, the Be was evolved in the polycrystalline phase for both the Mo/Be [2] and W/Be [3] multilayers.

The TO mode was blue shifted with increase in thickness of the Si layers in Mo/Si multilayers [5]. However, this mode of Si was redshifted for W/Si multilayers. In Mo/Be multilayers, the TO mode of Be was redshifted with increase in thickness of the Be layers [2]. However, this mode was significantly blueshifted with increase in thickness in case of when Be layers was embedded within W/Be multilayers [3]. In all the cases, the TO mode of Si and Be was found to be shifted towards the lower frequency after thermal annealing. The peak width was found to be narrower with increase in the thickness of the Si and Be layers in the periodic structures. It was noticed from the results that the stress of the Si and Be layers depends on the type of absorber layers i.e. Mo and W in which the Si and Be was embedded in periodic structures.

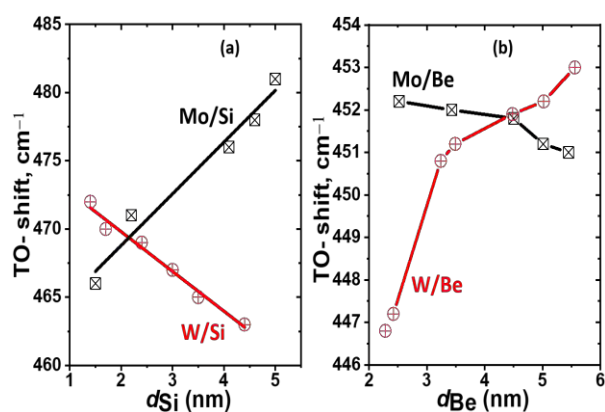


Fig. 1. Thickness dependent TO mode shift of Si and Be embedded within Mo and W layers in: (a) Mo/Si and W/Si, and (b) Mo/Be and W/Be multilayers; x-axis denotes thickness of Si and Be layers in periodic multilayers

The thermal stability of the Be layer with polycrystalline phase was found to be higher. However, above 723 K thermal annealing temperature, the peak of TO mode of polycrystalline Be phase was substantially modified to the amorphous phase.

Conclusion

Thickness dependent microstructure of Si and Be layers embedded within W and Mo in Mo/Si, W/Si, Mo/Be, and W/Be multilayers was reported. In the Mo/Si and W/Si multilayers, the Si layers was found to be existed in amorphous phase. Thinner Be layers was evolved in the amorphous phase, and it transformed into the polycrystalline phase for higher thickness in Mo/Be and W/Be multilayers. With increase in thickness, the TO mode of Si and Be was found to be blueshifted in Mo/Si and W/Be multilayer, respectively. However, with increase in thickness, the redshift of this mode was noticed in W/Si and Mo/Be multilayers. These variation is directly associated to stress: blueshift for compressive and redshift for tensile.

This work was supported by the Russian Science Foundation, Agreement No. 21-72-20108.

References

1. Nedelcu I., van de Kruijs R.W.E., Yakshin A.E. *et al.* // Phys. Rev B 76, 245404 (2007).
2. Kumar N., Pleshkov R.S., Nezhdanov A.V. *et al.* // J. Phys. Chem. C 125, 2729 (2021).
3. Kumar N., Pleshkov R.S., Nezhdanov A.V. *et al.* // Phys. Chem. Chem. Phys. 23, 23303 (2021).
4. Kumar N., Kozakov A.T., Nezhdanov A.V. *et al.* // Phys. Chem. Chem. Phys. 23, 15076 (2021).
5. Kumar N., Nezhdanov A.V., Garakhin S.A. *et al.* // Surf. Interf. 25, 101270 (2021).
6. Polkovnikov V.N., Salashchenko N.N., Svechnikov M.V. *et al.* // Physics-Uspekhi 63, 83 (2020).

4D XUV spectrometer based on flat VLS grating and Mo/Si aperiodic multilayer mirror for BISER experiment

A.N. Shatokhin¹, E.A. Vishnyakov¹, A.O. Kolesnikov¹, E.N. Ragozin¹, M. Koike², A.V. Kotov³, A.A. Soloviev³, T. Dzelzainis⁴, G. Hull⁴, S. Dann⁴, T. M. Jeong⁵, G.M. Grittani⁵, A. Sagisaka², T.Zh. Esirkepov², M. Kando², K. Ogura², T.A. Pikuz^{6,7}, J.K. Koga², H. Kiriya², S.V. Bulanov⁵, K. Kondo², T. Kawachi², D.R. Symes⁴, **D. Neely**⁴, A.S. Pirozhkov²

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.

² Kansai Photon Science Institute, QST, 8-1-7 Umemidai, Kizugawa, Kyoto, 619-0215, Japan.

³ Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950.

⁴ Central Laser Facility, STFC Rutherford Appleton Laboratory, Harwell Campus, Didcot, OX11 0QX, UK

⁵ ELI BEAMLINES, Za Radnici 835, Dolní Brežany, 252 41, Czech Republic.

⁶ Institute for Open and Transdisciplinary Research Initiatives, Osaka University, Suita, Osaka, 565-0871, Japan.

⁷ Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., д. 13, стр.2, Москва, 125412.

*shatohinal@gmail.com

Мы представляем спектрометр мягкого рентгеновского (МР) диапазона, спроектированный для исследования характеристик источника излучения BISER на лазере Astra (Central Laser Facility, RAL, UK). Отличительной особенностью спектрометра является получение одновременно спектрального, 1D пространственного и 2D углового разрешения. Прибор включает в себя фокусирующее аперидическое многослойное Mo/Si зеркало, плоскую отражающую VLS-решетку и В-CCD детектор. Получено спектральное разрешение на уровне 0.05 нм, пространственное разрешение на уровне 8 мкм и 2D-угловое разрешение на уровне 0.15°.

Введение

Burst Intensification by Singularity Emitting Radiation (BISER) [1-3] – это новый вид когерентного ультрарякого источника МР излучения, испускаемого релятивистской сингулярностью электронной плотности плазмы, образованной под действием мощного ультракороткого лазерного импульса. Одной из отличительных особенностей данного источника является его малый размер – менее одного микрона. Для исследования подобных источников требуется получение максимально полной информации за каждый лазерный импульс. Мы представляем изображающий спектрометр, который позволяет получать информацию о пространственном положении источника, его спектральном составе, а также двумерное угловое распределение излучения «on-line».

В качестве фокусирующего элемента использовалось аперидическое многослойное зеркало на основе Mo/Si структуры, оптимизированное на максимальное равномерное отражение в диапазоне 12.5–25 нм [4]. Вогнутое зеркало с радиусом кривизны 500 мм было установлено под углом 1.4 градуса, источник отображался с увеличением 2.4 раза. Сфоку-

сированный пучок направлялся на плоскую отражающую VLS-решетку, и после отражения попадал на В-CCD детектор с размером ячейки 13.5 мкм. Особенностью данной схемы было использование плоской VLS-решетки с частотой штрихов в центре апертуры 1578 штр/мм. Решетка изначально была рассчитана и изготовлена для схемы с зеркалом большего радиуса кривизны и большим увеличением. Кроме того, эта решетка имела значительную кривизну штрихов, $\sim 1/45 \text{ мм}^{-1}$. С учетом этих особенностей была рассчитана схема, в которой в первом порядке дифракции пучок сфокусирован как в спектральном, так и в скрещенном, пространственном, направлении [5], а нулевой порядок расфокусирован (рис. 2).

Экспериментальная апробация спектрометра

Спектрометр был установлен под углом 10° относительно оси лазерного пучка. При этом было применено три фильтра. 1) Главный Zr-Al фильтр, установленный перед фокусирующим зеркалом и работающий на два прохода.

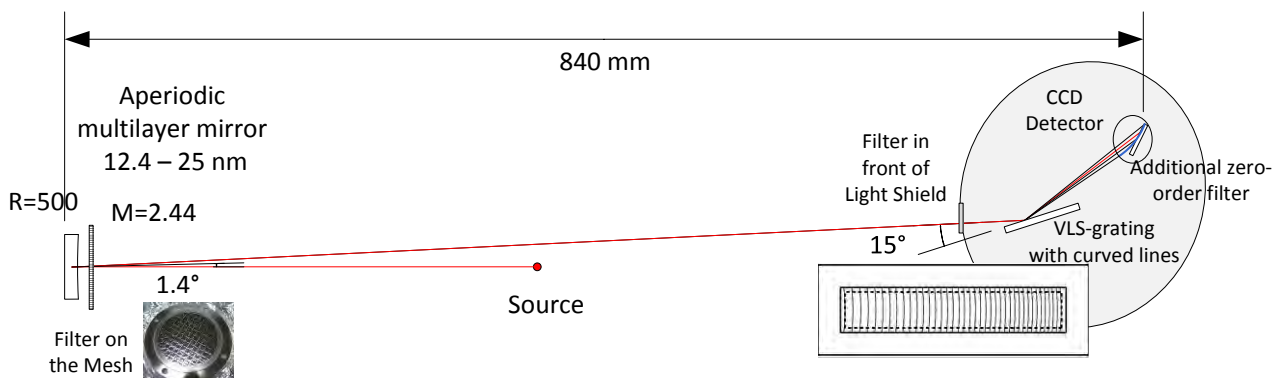


Рис. 1. Схема спектрометра

2) фильтр перед VLS-решеткой на входе в светоизолирующий корпус.

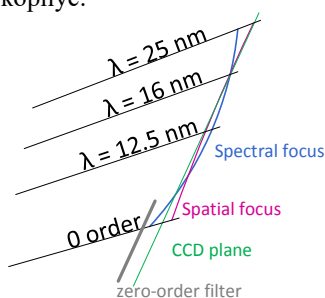


Рис. 2. Взаиморасположение спектральной и скрещенной фокальных кривых, и плоскости детектора

3) дополнительный фильтр нулевого порядка непосредственно перед CCD детектором. При этом главный фильтр имел поддерживающую сетку с размером ячейки 4x4 мм.

Пример полученного спектра представлен на рис. 3.

Четкое теневое изображение сетки в нулевом расфокусированном порядке спектра является подтверждением точечного размера источника, и позволяет выполнить абсолютную калибровку при измерении его углового распределения интенсивности.

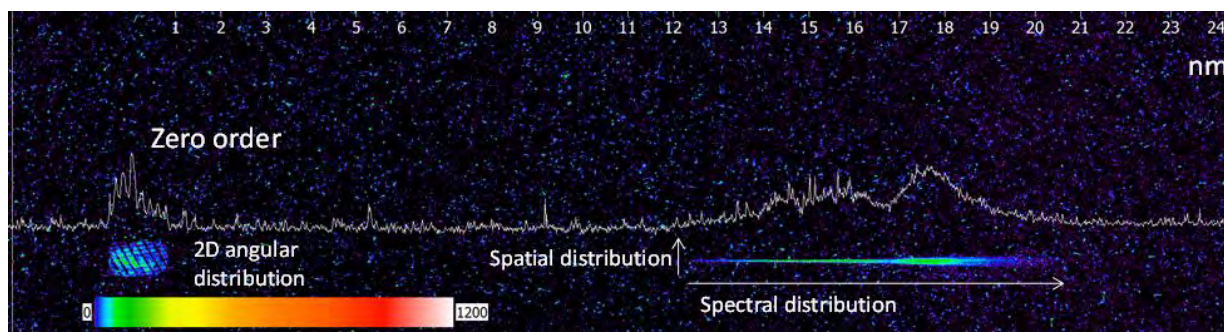


Рис. 3. Пример спектра точечного источника

Заключение

Продemonстрирована работа 4D МР спектрометра для точечного источника в области длин волн 12.5 – 25 нм. Продemonстрировано пространственное разрешение на уровне 8 мкм, спектральное разрешение на уровне 300 и 2D угловое разрешение на уровне 0.2°. При этом все четыре параметра могут быть получены одновременно, за один лазерный импульс.

Спектрометр был применен для исследования нового типа источника МР излучения BISER.

Исследование выполнено при поддержке CLF RAL, UK; Kakenhi JP 19KK0355 and 19H00669; РФФИ (20-62-46050), QST Director Fund 創成的研究#20.

Литература

1. Pirozhkov et al., PRL 108 135004 (2012)
2. Pirozhkov et al., NJP 16 093003 (2014)
3. Pirozhkov, Esirkepov et al., Scientific Reports 7 17968 (2017)
4. Pirozhkov, Ragozin, Physics Uspekhi 58(11), 1095–1105 (2015)
5. Shatokhin et al., Optics Express 26 19009 (2018)

Спектры отражения как спектры поглощения?

М.А. Андреева*, Р.А. Баулин§

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия, 119991.

*mandreeva1@yandex.ru, §baulin.roman@physics.msu.ru

Получены приближенные выражения для рентгеновской резонансной и мёсбауэровской рефлектометрии в области полного внешнего отражения для предельных случаев полубусконечного зеркала с малой резонансной добавкой полной восприимчивости и для случая сверхтонкого резонансного слоя. Рассмотрены эффекты, вызывающие дисперсионные искажения формы спектров отражения (R-спектров) даже при очень малых углах скольжения. Показано, что количественная информация, основанная на процедуре обработки R-спектров как спектров поглощения, может быть неточной.

Рентгеноспектральная диагностика (XANES, XMCD, XNCD, XRMR, DAFS, а также мёсбауэровская спектроскопия), активно развивающаяся на синхротронах, открывает новую эру в исследованиях химических связей, электронной структуры атомов, специфических магнитных свойств элементов для образцов в различных внешних условиях. Когда спектры измеряют в геометрии зеркального отражения (R-спектры), при малых углах скольжения их часто интерпретируют как спектры поглощения (см. например [1-3]).

Полубесконечная среда

Если восприимчивость слобопоглощающей полубесконечной среды χ включает маленькую резонансную добавку $\chi^{res} = -2\delta^{res} + 2i\beta^{res}$, то в области полного внешнего отражения формулу Френеля можно привести к виду:

$$\left| R^{Fr}(\omega) \right|^2 \cong 1 - \frac{4 \sin \theta}{\rho \left| \text{Re} \chi^{nr} \right|} (\beta^{nr} + \beta^{res}(\omega)), \quad (1)$$

где индекс nr обозначает нерезонансные компоненты восприимчивости. Поскольку зависимость от δ^{res} в (1) отсутствует, а зависимость от β^{res} линейная, то приближенная формула (1) обосновывает возможность рассматривать R-спектры как спектры поглощения. Если же нерезонансное поглощение β^{nr} имеет заметную величину, формула (1) усложняется:

$$\left| R^{Fr}(\omega) \right|^2 \cong \frac{(\sin \theta - \beta^{nr} / \rho)^2 + \rho^2}{(\sin \theta + \beta^{nr} / \rho)^2 + \rho^2} - \beta^{res}(\omega) \frac{4 \sin \theta (2\delta^{nr} - (\beta^{nr} / \rho)^2)}{\rho \left[(\sin \theta + \beta^{nr} / \rho)^2 + \rho^2 \right]^2} + 8 \delta^{res}(\omega) \frac{\sin \theta \beta^{nr}}{\rho \left[(\sin \theta + \beta^{nr} / \rho)^2 + \rho^2 \right]^2} \quad (2)$$

где $\rho^2 = 2\delta^{el} - \sin^2 \theta$, и в ней появляется зависимость от δ^{res} , которая искажает форму линий R-спектра дисперсионными добавками.

Дополнительным фактором, искажающим форму линий в R-спектрах, является их селективность по глубине распределения различных резонансных компонент, обусловленная малой глубиной проникновения излучения в области полного отражения. Кроме того, для анизотропных сред R-спектры включают рассеяние с «повернутой» поляризацией. Понятно, что спектры поглощения, как аддитивная сумма мнимых компонент восприимчивости, эти эффекты не включают. В результате R-спектры могут существенно отличаться от спектров поглощения (см. Рис.1).

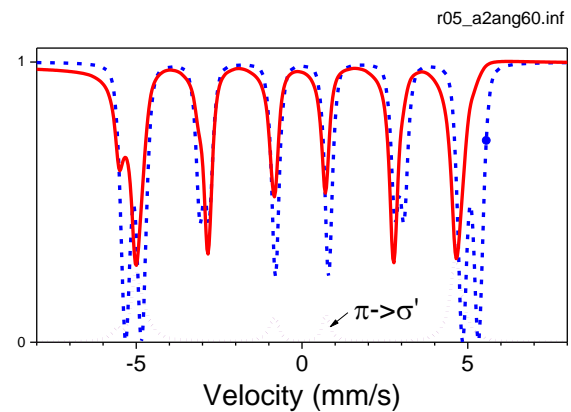


Рис. 1. Сравнение рассчитанных для одинаковых образцов нормированных мёсбауэровских спектров поглощения (пунктирная кривая) и спектров отражения (сплошная линия) для угла скольжения 2 мрад. Двухслойная пленка железа 5 нм $B_{H1}=30T$ + 5 нм $B_{H2}=33T$, обогащение ^{57}Fe 50%, точечная линия – вклад в отраженный сигнал излучения с повернутой поляризацией. Ориентация поля для обеих моделей в плоскости пленки с азимутальным углом 60° , π -поляризация падающего излучения. Расчеты спектров отражения по нашей программе REFSPC [4]

Ультратонкий резонансный слой

Отражение от ультратонкого резонансного слоя на подложке, амплитудный коэффициент отражения от которой обозначим $R^S = R' + iR''$, в соответствии с [5] вычисляем следующим образом:

$$\begin{aligned} |R^{tot}|^2 &= (R^S + E^2 r)(R^{S*} + E^{*2} r^*) \cong \\ &\cong |R^S|^2 + Q_1 r'(\omega) + Q_2 r''(\omega) \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} Q_1 &= 2[R' + (2 + R')|R^S|^2] \\ Q_2 &= 2R''(1 - |R^S|^2), \end{aligned} \quad (4)$$

а амплитудный коэффициент отражения от ультратонкого слоя хорошо известен:

$$r(\omega) = r' + ir'' = \frac{i\pi d}{\lambda \sin \theta} \chi(\omega). \quad (5)$$

Поскольку r содержит мнимую единицу, то за поглощение отвечает коэффициент Q_1 . Интересно отметить, что если слой находится непосредственно на подложке, отражение от которой описывается формулой Френеля, то для всех углов скольжения

$$Q_2 / Q_1 = \text{const} = \beta^S / \delta^S. \quad (6)$$

Отсюда следует, что если подложка слабо поглощает, то форма резонансных линий в R-спектрах практически соответствует спектрам поглощения.

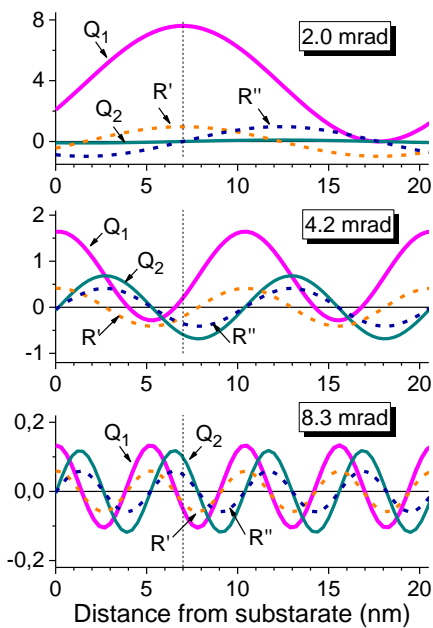


Рис. 2. Рассчитанные R' , R'' , Q_1 , Q_2 в функции расстояния H от слоя до подложки для трех углов скольжения

Если слой находится на расстоянии H от подложки, то фаза R^S (см. Рис. 2) изменяется, однако, в области полного отражения имеет место $Q_1 \gg Q_2$, поэтому в этой области R-спектры соответствуют спектрам поглощения (см. Рис. 3).

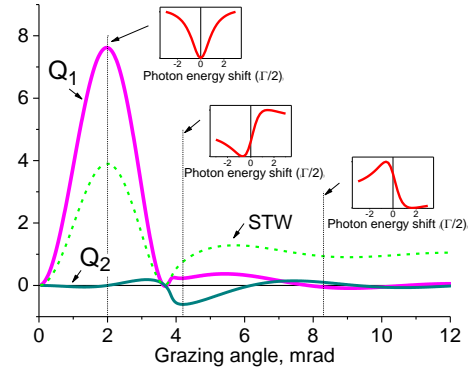


Рис. 3. Вариация множителей Q_1 , Q_2 в функции угла скольжения для слоя на расстоянии 7 нм от подложки. На вставках формы резонансной линии в R-спектрах для нескольких углов скольжения. Дисперсионное искажение резонансной линии возникает когда $|Q_2| > |Q_1|$

В реальной ситуации приближение ультратонкого слоя редко работает. Несколько ультратонких слоев дают вклады в отражение, смещенные по фазе и с зависящей от глубины амплитудой, что не может учитываться для спектров поглощения.

Проведенный анализ показал, что используемый упрощенный подход к интерпретации спектров отражения как спектров поглощения дает значительные погрешности в определении соотношения различных фаз, ориентации намагниченности, кроме того, при этом теряется информация о распределении сверхтонких параметров по глубине.

Литература

1. Mitsui T., Masuda R., Seto M., Suharyadi E., Mibu K. // J. Synchrotron Rad., V. 19, 198 (2012).
2. Cini A., Poggini L., Chumakov A.I., Ruffer R. *et al.* // Phys. Chem. Chem. Phys., V.22, 6626 (2020).
3. Yokota H., Kobori Y., Jitsukawa S., Sakai S. *et al.* // Mater. Res. Express, V. 8, 086402 (2021).
4. <http://www.esrf.eu/Instrumentation/software/data-analysis/OurSoftware/REFTIM-1>.
5. Андреева М.А., Линдгрэн Б. // Письма в ЖЭТФ, V. 76(12), 833 (2002).

Система имиджинга плазменного факела бетатронного источника рентгеновского излучения

Е.С. Антюшин¹, А.А. Ахсаханян¹, С.Ю. Зуев¹, А.Я. Лопатин¹, И.В. Малышев¹,
А.Н. Нечай¹, А.А. Перекалов¹, А.Е. Пестов^{1,*}, Н.Н. Салащенко¹, М.Н. Торопов¹,
Б.А. Уласевич¹, Н.Н. Цыбин¹, Н.И. Чхало¹, А.А. Соловьев², М.В. Стародубцев²

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 описана конструкция микроскопа для исследования бетатронного источника излучения в МР и ЭУФ диапазоне длин волн. Прибор позволяет исследовать размеры и тонкую структуру области взаимодействия лазерного излучения с веществом, на выбранной длине волны в ЭУФ или МР диапазоне. Основным оптический элемент микроскопа – сферический объектив Шварцшильда с пятикратным увеличением. Длина волны, на которой производится наблюдение, определяется многослойными рентгеновскими зеркалами. Для подавления фоновой составляющей сигнала используются тонкопленочные абсорбционные фильтры.

Введение

Значительный интерес к экстремальным световым полям, в перспективе способным дать информацию о пространственно-временной структуре и нелинейно-оптических свойствах вакуума, и физике их воздействия на вещество заставляет исследователей изучать механизмы взаимодействия сверхмощных лазерных импульсов с различными мишенями (газовые струи, газовые кластеры твердое тело). Основными методами диагностики процессов, происходящих в результате этого взаимодействия, являются рентгеновские.

Вещество, вступившее во взаимодействие с лазерным импульсом экстремальной интенсивности, обычно становится источником рентгеновского излучения. Простейшим механизмом генерации рентгена является тормозной механизм, поскольку осцилляторной энергии электрона достаточно для излучения довольно жестких оптических квантов. Тормозной механизм подразумевает широкий, спадающий с повышением энергии кванта, спектр излучения без каких-либо выраженных особенностей. Область взаимодействия может являться источником не только тормозного, но и характеристического излучения. Характеристическое излучение обладает ярко выраженными спектральными пиками, вид которых определяется составом, концентрацией и температурой образующейся плазмы. Причем оболочки атомов могут возбуждаться как из-за соударений с

электронами, так и из-за поглощения высокоэнергетических тормозных квантов В то же время существуют и более эффективные лазерно-плазменные механизмы генерации рентгена, связанные в основном с коллективным движением заряженных частиц, вызванным остро сфокусированным лазерным импульсом. С коллективными механизмами связана рентгеновская генерация из бетатронного источника и при взаимодействии лазерного импульса с капиллярами Бетатронный источник может быть реализован при фокусировке лазерного импульса в газовую струю или газовую ячейку. Спектральные характеристики таких источников лишены резонансных особенностей, присущих характеристическим спектрам. Однако, в силу резонансного характера взаимодействия с лазерным импульсом, такие источники могут быть очень локализованными. В связи с этим большой интерес представляет непосредственный рентгеновский имиджинг источника, который предоставит информацию о тонкой пространственной структуре бетатронного источника.

Задача экспериментального исследования области лазерной искры является достаточно сложной. Для её решения необходимо использование изображающих систем на основе многослойных рентгеновских зеркал (МРЗ). В работе описана конструкция и принципы работы специально разработанного микроскопа, позволяющего измерить геометрические размеры и исследовать лазерную искру.

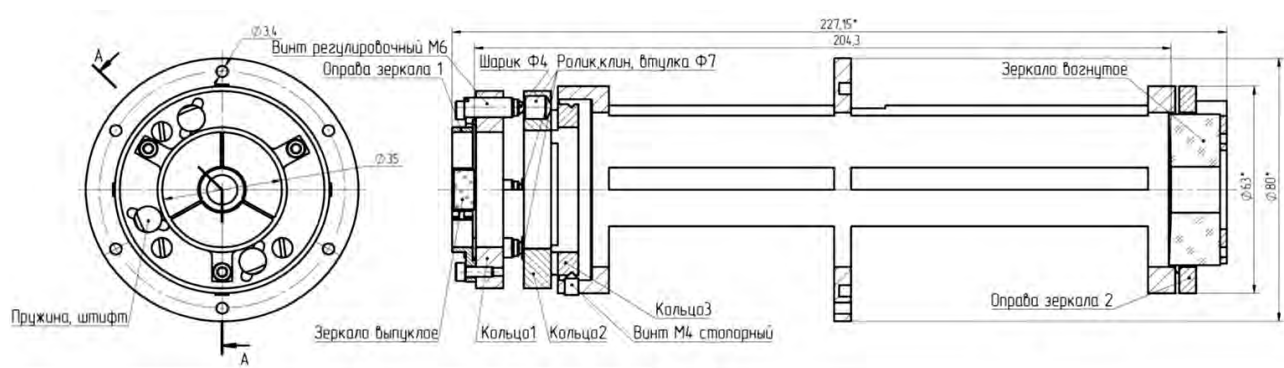


Рис. 1. Конструкция используемого объектива Шварцшильда

Конструкция микроскопа

Прибор построен по схеме объектива Шварцшильда с двумя сферическими зеркалами и увеличением $\times 5$ (рис. 1). Радиусы кривизны подложек для МРЗ составляли 227,0 мм для выпуклого зеркала и 405,5 мм для вогнутого зеркала. Расстояние от микроскопа до источника 400 мм, расстояние до детектора 800 мм. Рабочая длина волны выбирается оптимизацией структуры МРЗ. Для обеспечения соосной установки зеркал была выбрана цельно-точная конструкция корпуса объектива. Крепление оправ МРЗ осуществлялось с помощью прижимных винтов. Для точной установки расстояния между зеркалами для вогнутого зеркала предусмотрена регулировка с помощью регулировочных винтов.

Принцип работы

Работа прибора осуществляется следующим образом: полихроматическое излучение бетатронного источника проходит через входной тонкопленочный абсорбционный фильтр [1], который подавляет длинноволновую фоновую составляющую сигнала. Затем излучение с длинной волны, вырезаемой полосой пропускания пары МРЗ изображается объективом Шварцшильда на 2D детекторе рентгеновского излучения. Перед детектором устанавливается дополнительный пленочный фильтр, который играет роль аттенуатора. В качестве детектора используется ПЗС-матрица Andor DX440. Пиксели матрицы имеют размеры 13,5*13,5 мкм, число пикселей 2048*512. Подключение ПЗС-матрицы к вакуумному корпусу микроскопа осуществляется через специальный фланец. Такое решение удобно для проведения предварительной юстировки источника.

Таким образом, микроскоп на ПЗС матрице строит 2D изображение объекта с увеличением $\times 5$. Определив

число засвеченных излучением пикселей и зная размер пикселя, можно определить размерные характеристики источника на длине волны, определяющей полосой пропускания пары МРЗ. Заменой пары зеркал или применение нескольких отражающих покрытий на одной паре подложек можно исследовать размерные характеристики источника в зависимости от длины волны.

Для обеспечения “пиксельного” разрешения прибора была проведена коррекция формы поверхности подложек зеркал методом ионного травления [2]. На рис. 2 изображена карта аберраций объектива Шварцшильда, полученная после коррекции.

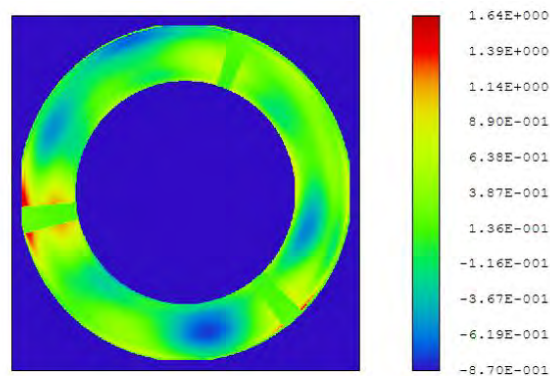


Рис. 2. Карта аберраций объектива (RMS=4.5 nm)

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение № 075-15-2021-1361).

Литература

1. Chkhalo N.I., Kuzin S.V., Lopatin A.Ya. *et al.* // Thin Solid Films, 653, 359-364 (2018).
2. Chkhalo N.I., Kaskov I.A., Malyshev I.V. *et al.* // Precision Engineering, 48, 338-346 (2017).

Многослойные Ti-содержащие пленочные фильтры для мягкого рентгеновского диапазона

М.М. Барышева, 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

Изучена возможность создания многослойных Ti-содержащих фильтров для мягкого рентгеновского диапазона. Проведено сравнительное тестирование по прочности Ti/Be, Ti/Al и Ti/C многослойных пленок. Показано, что относительно высокой прочностью обладают структуры Ti/Be (при доли Ti в периоде около 0,6) и однородная пленка Ti той же толщины. Наименьшую прочность продемонстрировали Ti/C структуры. Ti/Al структуры, не обладая высокой прочностью, демонстрируют высокие блокирующие свойства в оптическом диапазоне.

Введение

В связи с увеличением числа исследований, посвященных изучению возможности реализации проекционной литографии на длинах волн короче 13,5 нм, а также работ по созданию для биологических исследований зеркальных микроскопов на длины волн из «окна прозрачности воды» (2,3–4,4 нм), появилась потребность в разработке эффективных спектральных пленочных фильтров на мягкий рентгеновский (МР) диапазон (длины волн ~ 1–10 нм). Пленочные фильтры нужны в первую очередь для подавления длинноволнового фонового излучения, так как источником МР излучения обычно является лазерная плазма.

В данной работе мы изучили возможности создания многослойных абсорбционных фильтров на основе титана (Ti). Титан интересен тем, что он относительно прозрачен за $L_{2,3}$ краем поглощения ($\geq 2,7$ нм), который находится вблизи коротковолнового границы «окна прозрачности воды» (см. рис. 1). Таким образом, титан прозрачен в большей части диапазона водяного окна, и спектральная область сравнительно высокого пропускания продолжается до 10 нм и несколько далее.

Судя по литературным данным, обычно Ti-содержащие фильтры представляют собой либо монослой (однородная пленка титана), либо трехслойную композицию (C/Ti/C, Al/Ti/Lexan) [1, 2], чтобы избежать его окисления при контакте с воздухом.

Так как однородные металлические пленки, как правило, хрупки, мы рассмотрели варианты многослойных Ti-содержащих фильтров с прослойками из C, Al и Be.

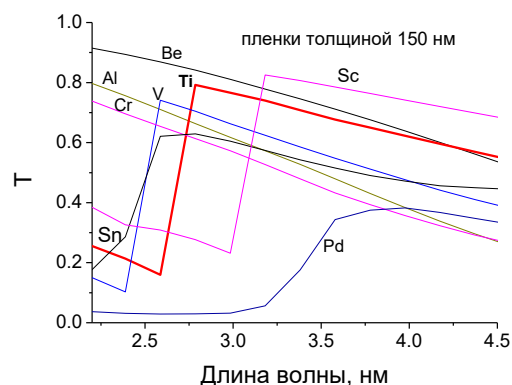


Рис. 1. Расчетный спектр коэффициента пропускания пленок разного состава толщиной 150 нм в «окне прозрачности воды» при нормальном падении (по данным сайта https://henke.lbl.gov/optical_constants/)

Основное внимание в работе уделялось сравнению прочностных свойств Ti-содержащих многослойных пленок. Для некоторых вариантов фильтров были также проведены измерения коэффициентов пропускания в МР диапазоне и на длине волны 633 нм (красный свет).

Методика эксперимента

Ti-содержащие свободновисящие пленки изготавливались по методике, аналогичной описанной в работе [3].

Для проведения измерений пленок на прочность, образцы пленок высаживались на кремниевые рамки с отверстием диаметром 2,5 мм. Между сторонами пленки за счет постепенной откачки воздуха с одной стороны создавался перепад давления и с помощью механического манометра (цена деления – 0,01 атм.) измерялся предельный перепад, при

котром пленочные образцы разрывались. Так как разрыв пленок из-за возможных дефектов происходит при различных значениях перепадов, то обычно производится серия тестов (6 – 12) для образцов одного состава.

Измерения пропускания пленок на длине волны 633 нм проводилось на стенде, состоящем из He – Ne лазера (ЛГН – 207А) и фотодиода ФД – 24К с регулируемым усилителем сигнала.

Спектральные измерения коэффициентов пропускания проводились на стенде [4], в состав которого входят рентгеновская трубка со сменными анодами, спектрометр-монохроматор РСМ – 500 и приемник (фотокатод из CsI). В качестве анодов использовали титан и углерод с линиями излучения $\lambda = 3,14$ и $4,47$ нм.

Результаты измерений

В таблице 1 приведены результаты испытаний Ti-содержащих пленок суммарной толщиной около 100 нм на прочность.

Таблица 1. Среднеквадратическое отклонение (SD), средний перепад давления на разрыв (Δp) и коэффициент пропускания пленок (T) на длине волны 633 нм

Структура, нм	SD, атм	Δp , атм	T(633 нм)
(Be-1.05/Ti-3.1)×25	0,02	0,08	–
(Be-2.1/Ti-3.1)×20	0,057	0,165	$4,1 \times 10^{-4}$
(Be-3.15/Ti-2.05)×20	0,09	0,12	$5,7 \times 10^{-4}$
(Be-3.9/Ti-1.3)×20	0,032	0,12	–
(Al-1.05/Ti-4.1)×20	0,042	0,08	$1,1 \times 10^{-4}$
(Al-2.1/Ti-3.1)×20	0,059	0,085	$3,1 \times 10^{-5}$
(Al-3.1/Ti-2.05)×20	0,025	0,07	–
(Al-3.85/Ti-1.3)×20	0,016	0,075	$5,4 \times 10^{-6}$
(C-3.1/Ti-2.05)×20	0,019	0,02	–
(C-1.95/Ti-3.1)×20	0,024	0,035	$4,4 \times 10^{-3}$
(C-3.9/Ti-6.2)×10	0,012	0,04	$2,7 \times 10^{-3}$
Ti-103	0,063	0,2	$2,5 \times 10^{-4}$

Относительно высокие значения среднеквадратического отклонения (SD) в таблице могут говорить о недостаточном количестве протестированных образцов, а также, возможно, о большей их хрупкости (в этом случае наличие дефектов приводит к большому числу заниженных значений).

Из таблицы 1 видно, что из протестированных вариантов, лучшей по прочности является однородная

пленка Ti. Неплохой результат также показала многослойная Ti/Be пленка с соотношением толщин слоев около 0,6. Увеличение доли бериллия в Ti/Be пленке ведет к повышению хрупкости структуры и, как следствие, к снижению среднего перепада на разрыв.

Ti/C многослойные структуры показали низкую прочность и высокую хрупкость, что, вероятно, связано как с хрупкостью углеродных слоев, так и высокими внутренними напряжениями в пленке (что, в частности, проявлялось в том, что Ti/C пленка с тонкими слоями C рассыпалась на стадии отделения от подложки).

Ti/Al многослойные фильтры продемонстрировали сравнимую (и относительно невысокую) прочность для различных соотношений толщин в периоде. Естественно, с увеличением доли Al в периоде блокирующие свойства Ti/Al фильтров возрастали, но при этом снижался коэффициент пропускания на длинах волн $\lambda > 2,7$ нм.

Измерение коэффициентов пропускания на длинах волн 3,14 и 4,47 нм показало, что измеренные значения близки к расчетным. Так для структуры (Al-2.1/Ti-2.1)×20 (толщины слоев в нм) измеренные значения составили 74% и 53% соответственно (при расчетных 76% и 54,5%), для структуры (C-1.95/Ti-3.1)×20 — 69% и 77% соответственно (при расчетных 71% и 77%).

Работа выполнена в рамках государственного задания № 0030-2021-0022.

Литература

1. Powell F.R., Vedder P.W., Lindblom J.F., and Powell S.F. // *Optical Engineering*, V. 29(6), 614 (1990).
2. Didkovsky L., Judge D., Wieman S. *et al.* // *Solar Phys.*, V. 275, 179 (2012).
3. Svechnikov M., Chkhalo N., Lopatin A. *et al.* // *J. Synchrotron Rad.* 27, 75 (2020).
4. Бибишкин М.С., Забродин И.Г., Зуев С.Ю. *и др.* // *Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтр. исслед.* № 2, 23 (2005).

Влияние условий отжига и легирования примесями сегнетоэлектрического HfO_2 на межфазные границы системы $\text{Si/SiO}_2/\text{HfO}_2/\text{TiN}$

А.В. Бугаев^{1,*}, А.С. Конашук¹, Е.О. Филатова¹

¹ Санкт-Петербургский Государственный Университет, Санкт-Петербург, Россия

*bugaev.sasha99@mail.ru

Экспериментально обнаружено влияние условий отжига и легирования примесями сегнетоэлектрического HfO_2 на перераспределение химических элементов, а также перемешивание слоёв на межфазных границах $\text{SiO}_2/\text{HfO}_2$ и HfO_2/TiN . Показан эффект вымывания кислорода из плёнки HfO_2 , что влечёт к образованию TiO_xN_y . Установлено, что отжиг системы приводит к формированию протяжённого слоя HfSi_xO_y на границе $\text{SiO}_2/\text{HfO}_2$.

Введение

HfO_2 , который в большинстве случаев является обычным диэлектриком, при определённых условиях может демонстрировать сегнетоэлектрические свойства, что проявляется в наличии остаточной поляризации. Для получения сегнетоэлектрических свойств необходимо искусственно создать нецентросимметричную орторомбическую фазу (О-фазу) в кристаллической структуре HfO_2 [1], что можно реализовать путём легирования примесями, осаждения электродов (TiN или TaN) на плёнку HfO_2 и последующего высокотемпературного отжига.

Сегнетоэлектрический FE- HfO_2 является претендентом для использования в полевом транзисторе (FE-FET) в качестве активного слоя, где направление остаточной поляризации FE- HfO_2 задаёт пороговое напряжение транзистора. Такой полевой транзистор состоит из трёх основных слоёв — диэлектрик/сегнетоэлектрик/металл, что соответствует системе $\text{Si/SiO}_2/\text{FE-HfO}_2/\text{TiN}$, где слой Si используется в качестве подложки.

Поскольку процессы, протекающие на межфазных границах, влияют на стабилизацию сегнетоэлектрической фазы и стабильность порогового напряжения FE-FET на основе FE- HfO_2 [2], крайне важно их изучение.

Методика эксперимента

Образцы представляют собой многослойную структуру Si/SiO_2 (7,5 нм)/FE- HfO_2 (9,5 нм)/TiN (10 нм). Все образцы сформированы методом ALD.

Некоторые из образцов были подвержены температурному отжигу при температурах 850°C и 1000°C. Также часть образцов была легирована примесями Si (3,6%) и Al (5,5%). Все измерения проводились методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии высоких энергий в центре синхротронного излучения Petra III на канале вывода синхротронного излучения P22. В ходе эксперимента были использованы несколько энергий возбуждающих фотонов (2800 эВ, 5000 эВ и 7000эВ), и углов эмиссии фотоэлектронов (5°, 45° и 60°). Фотоэлектронные спектры были разложены при помощи компьютерных программ CASA XPS и AAnalyser.

Также некоторые образцы были исследованы при помощи просвечивающей электронной микроскопии.

Результаты

На рис.1 представлен N1s фотоэлектронный спектр неотожжённого образца FE- HfO_2/TiN . Присутствие в спектре плеча со стороны меньших энергий связи указывает на формирование TiO_xN_y на межфазной границе в результате вымывания кислорода из плёнки FE- HfO_2 . С ростом температуры отжига интенсивность этого плеча уменьшается.

Влияние наличия/отсутствия допирующих примесей в активном слое на перераспределение атомов кислорода и азота на границе FE- HfO_2/TiN обнаружено не было. Данный процесс определяется только температурой отжига. Также наблюдается диффузия атомов азота и образование связи HfN_x .

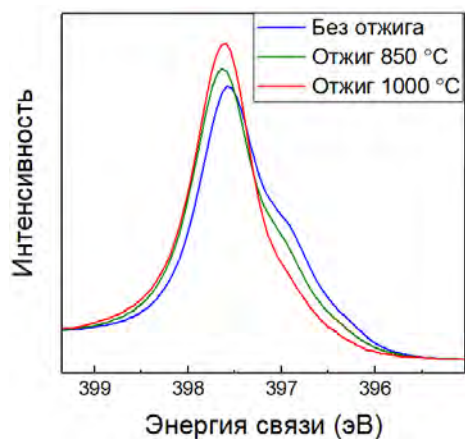


Рис. 1. N1s фотоэлектронные спектры беспримесных образцов до и после отжига

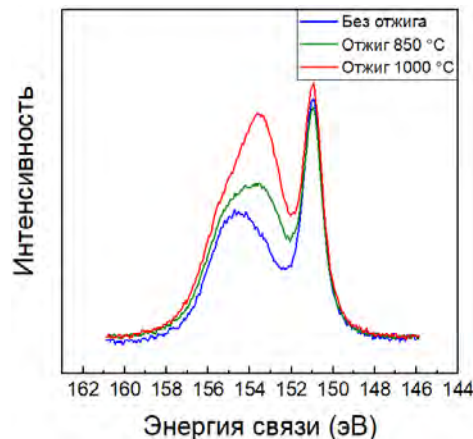


Рис. 2. Si2s фотоэлектронные спектры беспримесных образцов до и после отжига

Отжиг системы значительно активизирует процессы, происходящие на межфазной границе $\text{SiO}_2/\text{Fe}-\text{HfO}_2$, что приводит к образованию слоя HfSi_xO_y толщиной 2,5 нм. Протяжённость и стехиометрия слоя HfSi_xO_y зависят от условий отжига, на что указывает появление промежуточного состояния при энергии 153,5 эВ в Si2s фотоэлектронных спектрах (рис. 2) неотожжённого образца. В процессе отжига интенсивность данного пика значительно возрастает (рост толщины слоя HfSi_xO_y) и наблюдается его смещение в сторону меньших энергий связи, что может говорить об увеличении содержания гафния в HfSi_xO_y . Этот вывод подтверждается данными просвечивающей электронной микроскопии и EDX-профилей (рис. 3).

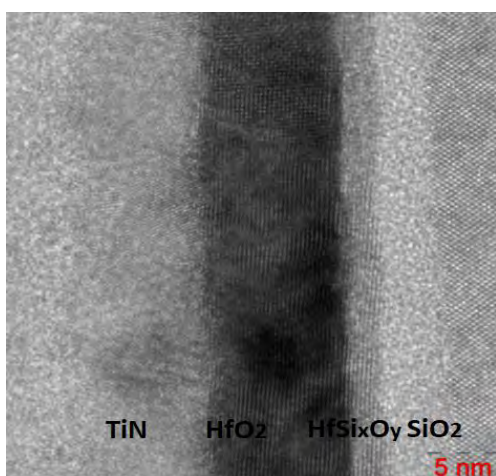


Рис. 3. Данные просвечивающей электронной микроскопии образца, отожжённого при температуре 850 °C

Заключение

1. Высокотемпературный отжиг снижает содержание TiO_xN_y на границе раздела HfO_2/TiN .
2. Влияния наличия/отсутствия допирующих примесей на перераспределение кислородных вакансий обнаружено не было.
3. При отжиге образуется протяжённый слой HfSi_xO_y на интерфейсе $\text{SiO}_2/\text{HfO}_2$, который с ростом температуры становится всё более обогащённым гафнием.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта президента РФ МК-3870.2022.1.2. Результаты просвечивающей электронной микроскопии получены с использованием оборудования междисциплинарного ресурсного центра по направлению Нанотехнологии Научного парка СПбГУ. Авторы выражают благодарность работникам ресурсного центра.

Литература

1. Hoffmann M., Schroeder U., Schenk T. *et al.* Stabilizing the ferroelectric phase in doped hafnium oxide // *J. Appl. Phys.* 118, 072006 (2015) (doi: 10.1063/1.4927805).
2. Mueller J., Slesazek S., Micolajick T. *et al.* Ferroelectric Field Effect Transistor // *Woodhead Publishing Series in Electronic and Optical Materials*, 2019, Pages 451–471.

Влияние мелкомасштабных неоднородностей на формирование изображения в методе рентгеновской фазоконтрастной интроскопии

В.А. Бушув

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, Москва, 119991
vabushuev@yandex.ru

Проведено последовательное рассмотрение формирования фазового контраста объектов со статистически распределенными мелкомасштабными неоднородностями плотности при падении рентгеновского излучения с произвольной степенью пространственной когерентности и с учетом изменения статистических характеристик этого излучения в процессе брэгговского дифракционного отражения от монохроматора и анализатора.

Метод рентгеновской фазоконтрастной интроскопии [1–3] позволяет исследовать внутреннюю структуру слабо поглощающих медикобиологических объектов. Ранее теория формирования фазового контраста (ФК) развивалась в рамках геометрической [1, 2] и волновой оптики [3] в предположении о полностью когерентном падающем рентгеновском излучении и объектах с заданными размерами, формой и детерминированными показателями преломления. В настоящей работе развита статистическая волновая теория формирования ФК в схеме с кристаллом-анализатором.

Метод расчета

В двухкристальной схеме регистрации ФК (рис. 1) рентгеновский пучок $E_M(\mathbf{r}) = A_M(\mathbf{r})\exp(i\mathbf{k}_0\mathbf{r})$, сформированный отражением излучения источника от кристалла-монохроматора (КМ), проходит через образец и дифракционно отражаясь от кристалла-анализатора (КА), регистрируется координатным детектором или фотопленкой. Медленно меняющуюся амплитуду дифрагированного поля на поверхности КА $z = 0$ можно представить в виде

$$A_R(x) = \int A_0(q)R(s_0+q)\exp(iqx)dq, \quad (1)$$

где $R(s_0+q)$ – амплитудный коэффициент отражения от КА, $s_0 = -k_0\Delta\theta_0\sin\theta$, $\Delta\theta_0$ – фиксированная угловая отстройка анализатора от брэгговского положения, $k_0 = 2\pi/\lambda$, $A_0(q) = (1/2\pi)\int A_0(x)\exp(-iqx)dx$ – угловой спектр поля излучения $A_0(x) = A_M(x)T(x)$, падающего на КА, $T(x) = \exp[i\varphi(x)]$ – функция пропускания излучения объектом, определяемая пространственным распределением показателя преломления

$n(x, z) = 1 - \delta(x, z)$, где фаза $\varphi(x) = k_0\int(n-1)dz_0$ определяется интегрированием вдоль направления распространения рентгеновского пучка \mathbf{k}_0 . Подстановка $A_0(q)$ в (1) приводит к следующему эквивалентному выражению для амплитуды дифрагированного поля, но в координатном представлении:

$$A_R(x) = \int A_0(\xi)G(x-\xi, s_0)d\xi, \quad (2)$$

где $G(x-\xi, s_0) = (1/2\pi)\int R(s_0+q)\exp[iq(x-\xi)]dq$.

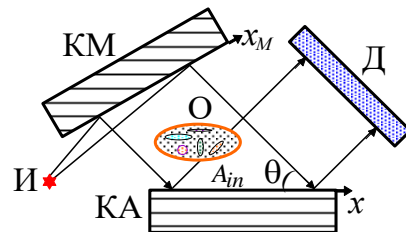


Рис. 1. И – источник, КМ – кристалл-монохроматор, О – образец, КА – кристалл-анализатор, Д – детектор.

Амплитуда отраженного от монохроматора поля $A_M(x_M)$, также определяется соотношениями типа (1), (2) с учетом очевидной замены A_0 на амплитуду поля A_S на поверхности источника излучения, и замены R на амплитудный коэффициент дифракционного отражения от монохроматора $R_M(q)$ [4, 5].

В общем случае амплитуды полей и их угловые спектры, а также функция пропускания являются случайными функциями. Это определяется как статистическими свойствами поля на источнике излучения, так и приводящими к некогерентному (диффузному) рассеянию флуктуациями плотности вещества в объеме образца и шероховатостями на его границах. Интенсивность ФК-изображения опреде-

ляется как $I_R(x) = \langle |A_R(x)|^2 \rangle$, где угловые скобки означают статистическое усреднение. С учетом (1)

$$I_R(x) = \iint \Phi_0(q, q') R(s_0 + q) R^*(s_0 + q') \exp[i(q - q')x] dq dq', \quad (3)$$

где $\Phi_0(q, q') = \langle A_0(q) A_0^*(q') \rangle$ - спектральная корреляционная функция в обратном q -пространстве. Если же использовать соотношение (2), то

$$I_R(x) = \iint \Gamma_M(\xi, \xi') F(\xi, \xi') G(x - \xi) G^*(x - \xi') d\xi d\xi', \quad (4)$$

где $\Gamma_M(\xi, \xi') = \langle A_M(\xi) A_M^*(\xi') \rangle$ - коррелятор поля, падающего на объект, $F(\xi, \xi') = \langle T(\xi) T^*(\xi') \rangle$ - корреляционная функция пропускания объекта.

Результаты и обсуждение

В качестве примера влияния статистических свойств объекта на ФК рассмотрим среду в форме пластинки, которая является в среднем однородной, но в ней имеются хаотически распределенные мелкокомасштабные включения с плотностью, отличающейся от средней. Фактически это модель биологической ткани, в которой содержатся выпадения микрокальцификатов, характерных на начальной стадии образования аденокарциномы. Одним из авторов (В.И.) в [6] сообщалось о некотором увеличении ФК-изображения от такого участка, что ранее не получило объяснения. Покажем, что к такому эффекту может приводить диффузное рассеяние на этих включениях, обусловленное флуктуационной частью $\delta\varphi(x)$ фазы $\varphi(x)$ функции $T(x)$:

$$I_R(x) = \int S_0(q) |R(s_0 + q)|^2 dq, \quad (5)$$

где $S_0(q) = S_M(q) f + S_{ds}(q)$, $S_M(q) = \rho_M \exp[-(q\rho_M/2)^2]$, $f = \exp(-W)$, $W = \langle |\delta\varphi(x)|^2 \rangle$, $S_{ds}(q) = \rho_c \exp[-(q\rho_c/2)^2]$, $\rho_c = \rho_M L_c / (\rho_M^2 + L_c^2)^{1/2}$, ρ_M - длина пространственной когерентности поля, отраженного от КМ, L_c - корреляционная длина флуктуаций фазы вдоль поверхности. Случайная фаза $\delta\varphi(x) \approx k_0 \Delta\delta(x) \Delta l$ определяется флуктуациями декремента преломления $\Delta\delta(x)$ и среднеквадратичным вдоль направления падения пучка размером микровключений $\langle \Delta l^2 \rangle^{1/2}$.

Интенсивность ФК-изображения (5) определяется площадью пересечения падающего на КА спектра $S_0(q)$ и КДО. Из рис. 2 видно, что из-за фиксированной угловой отстройки $\Delta\theta_0$ и смещения спектра падающего излучения по отношению к КДО левая часть спектра диффузного рассеяния $S_{ds}(q)$ (кривая 3) попадает в область с большим коэффициентом отражения $|R(s_0 + q)|^2 \approx 1$, тогда как правая часть почти выходит за пределы КДО, где $|R(s_0 + q)|^2 \ll 1$.

В итоге, несмотря на некоторое уменьшение максимума спектра $S_0(q)$ (кривая 1), общая интенсивность $I_R(x)$ превышает контраст в той области, где микровключения отсутствуют (см. вставки на рис. 2).

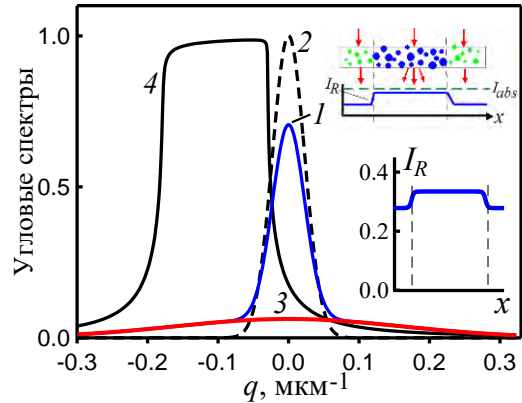


Рис. 2. Угловые спектры падающего на анализатор излучения $S_0(q)$ и кривой дифракционного отражения (КДО): 1 – $S_0(q)$, 2 – $S_M(q)$ (спектр отражения от монохроматора), 3 – $S_{ds}(q)$ (спектр диффузного рассеяния), 4 – КДО кристалла-анализатора $|R(s_0 + q)|^2$. Схема эксперимента и профиль интенсивности $I_R(x)$ показаны на вставке

Таким образом, в работе предложен статистический подход для описания формирования рентгеновских ФК-изображений и дано объяснение явлению повышения контраста от областей с микровключениями в результате дифракционно усиленного диффузного рассеяния. Следует, однако, отметить, что при некоторых других входящих в (5) наборов параметров возможно также и понижение интенсивности фазоконтрастного изображения по отношению с окружающим фоном.

Литература

1. Соменков В.А., Ткалич А.К., Шильштейн С.Ш. // ЖТФ, V. 61, 197 (1991).
2. Ingal V.N., Beliaevskaya E.A. // J. Phys. D, V. 28, 2314 (1995).
3. Бушуев В.А., Ингал В.Н., Беляевская Е.А. // Кристаллография, V. 43, 586 (1998).
4. Бушуев В.А. // Известия РАН. Серия физическая, V. 73, 56 (2009).
5. Бушуев В.А. // Известия РАН. Серия физическая, V. 74, 47 (2010).
6. Ingal V.N., Beliaevskaya E.A., Brianskaya A.P. et al. // Phys. Med. Biol., V. 43, 2555 (1998).

Особенности измерения квантовой эффективности ПЗС и КМОП детекторов в ВУФ области спектра

Е.А. Вишняков^{1,*}, Н.Ф. Ерхова¹, П.С. Заверткин², Д.В. Ивлишкин²,
А.Д. Николенко², 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

Спектральные измерения квантовой эффективности двух типов современных цифровых детекторов (ПЗС-матриц для космического проекта Спектр-УФ и экспериментальных КМОП-матриц) были проведены в ультрафиолетовой области спектра 112–310 нм и в мягком рентгеновском диапазоне 10–60 нм. В некоторых случаях измеренная квантовая эффективность оказалась близка к единице или даже превысила её, что может быть объяснено упрощённым определением единицы квантового выхода, не учитывающим возможности ударной ионизации в кремнии. Измерения проводились с использованием синхротронного излучения на метрологической станции «Космос» ускорительного комплекса ВЭПП-4.

Введение

Современные цифровые детекторы (ПЗС-матрицы и КМОП-детекторы), обладающие большими апертурами, широким динамическим диапазоном, низкими шумами и высокими значениями квантовой эффективности на различных длинах волн активно используются в лабораторных и космических исследованиях в инфракрасной, видимой, ультрафиолетовой и мягкой рентгеновской областях спектра. Во многих экспериментах в вакуумном ультрафиолетовом (ВУФ) и мягком рентгеновском (МР) диапазоне в качестве детекторов используются ПЗС-матрицы, однако есть успехи и в технологиях изготовления КМОП-матриц, которые могут в будущем заменить ПЗС-матрицы, например, на малых космических аппаратах типа CubeSat.

В данной работе мы обсуждаем квантовую эффективность ПЗС CCD272-64 производства компании Teledyne e2v, предназначенных для ВУФ диапазона спектра (112 – 310 нм) в проекте «Спектр-УФ» [1], а также КМОП GSENSE400BSI-GP производства китайской компании GPixel в ВУФ и МР области. Поверхности КМОП-матриц были подготовлены с использованием технологий термического отжига и имплантации ионов бора. Размеры ячеек матриц 12×12 мкм² для ПЗС и 11×11 мкм² для КМОП.

Измерение квантовой эффективности

Измерения квантовой эффективности ПЗС и КМОП матриц производились на станции синхротронного излучения «Космос» [2] с использованием излучения поворотного магнита синхротрона ВЭПП-4М, ИЯФ, г. Новосибирск. Измерения включали сопоставление числа фотонов в пучке, измеренного при помощи эталонного детектора ФДУК-100УВ (SPD), числу отсчётов на исследуемом детекторе, с учётом известного коэффициента усиления АЦП, который в случае ПЗС был равен 1.29 отсчёта на электрон. Подробное описание экспериментальной установки и методики измерений можно найти в [3, 4].

Результаты экспериментов и их обсуждение

В ИК и видимой области спектра за 100% квантовой эффективности в кремнии принято считать ситуацию, когда каждый падающий фотон порождает одну пару носителей «электрон + дырка» (Рис. 1). Это связано с тем, что кремний является не прямозонным полупроводником, и минимальная энергия «прямого» перехода равна $E_{dir} = 3.5$ эВ, хотя ширина запрещённой зоны в кремнии при $T = 300$ К равна $E_{gap} = 1.12$ эВ. При энергиях фотонов $E_{hv} < E_{dir}$ наиболее вероятным процессом поглощения фотона будет поглощение с передачей всей его энергии порождаемой электрон-дырочной паре (Рис. 1).

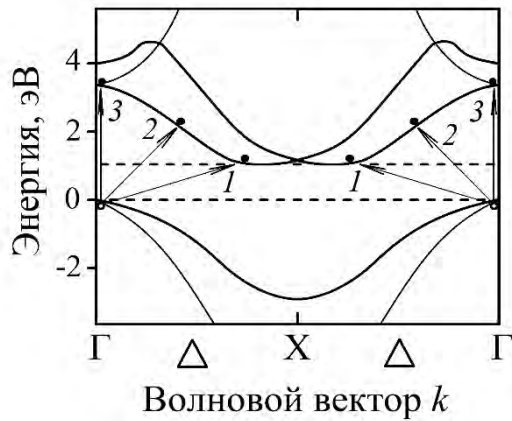


Рис. 1. Примеры возможных переходов в кремнии при поглощении ИК (1), видимых (2) и УФ (3) фотонов

При переходе в МР область, когда энергия фотонов $E_{hv} \gg E_{dir}$ значительно превышает значение 3.5 эВ, за 100% квантовой эффективности принимают случай, когда каждые 3.5 эВ в энергии фотона рождают новую электрон-дырочную пару (напр. фотон с $E_{hv} = 70$ эВ порождает 20 электрон-дырочных пар). При этом считается, что все переходы в кремнии – прямые, а меньшее число генерируемых носителей соответствует потерям в кристаллической решётке.

Наиболее сложной остаётся УФ область, как переходная, где энергия фотонов $E_{hv} > E_{dir}$ превышает значение 3.5 эВ, но $E_{hv} / E_{dir} \sim 3$. Здесь нет единого ответа, какое значение принимать за 100% [5]. На Рис. 2 приведены результаты измерений квантовой эффективности ПЗС для проекта «Спектр-УФ» для самых крайних вариантов расчёта: без коррекции (считая, что один УФ фотон генерирует одну пару носителей) и с коррекцией (когда $N_{max} = E_{hv} / E_{dir}$).

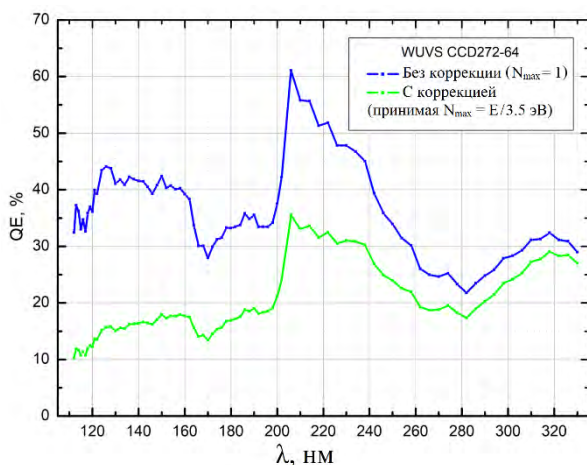


Рис. 2. Квантовая эффективность ПЗС без коррекции (считая, что один фотон генерирует одну пару e-h) и с коррекцией (принимая за 100% число носителей $N = E_{hv} / E_{dir}$)

Сейчас есть понимание, что на длине волны 300 нм идеальный вариант должен отвечать генерации одной электрон-дырочной пары из одного фотона, а на 120 нм это значение должно быть около двух.

Отдельно остановимся на случае, когда измеренная квантовая эффективность детекторов на некоторых длинах волн может быть близкой к 100% или выше. Такая ситуация возникла у нас при измерении квантовой эффективности ПЗС с антиотражающим покрытием в ВУФ диапазоне и при измерении характеристик КМОП матриц в МР области [4].

Подобные ситуации имеют объяснение [6], связанное с ударной ионизацией. Энергия электрона, попавшего в зону проводимости в точке Γ вследствие прямого перехода, избыточна и может породить ещё одну электрон-дырочную пару, сопровождаясь резким изменением импульса обеих частиц (Рис. 3).

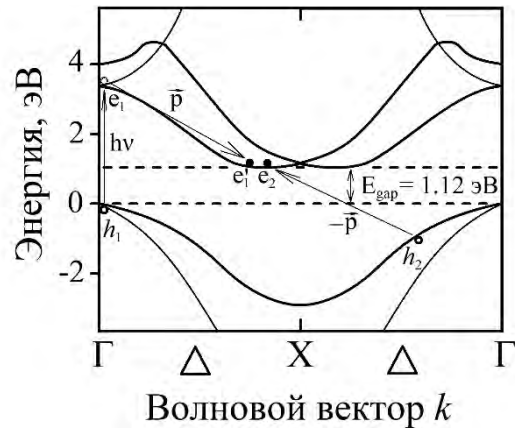


Рис. 3. Схема ударной ионизации в кремнии вдоль Δ направления (100). Релаксация электрона e_1 на дно зоны проводимости позволяет породить ещё одну e-h пару [6]

Литература

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).
3. Vishnyakov E.A., Shugarov A.S., Ivlyushkin D.V. et al. // AIP Conf. Proc., **2299**, 060007 (2020).
4. Shugarov A.S., Vishnyakov E.A., Nikolenko A.D. et al. // Proc. SPIE, **11852**, 118525C (2021).
5. Borders T., McCullough P., Baggett S. // WCF3 Instrument Science Report 2010-11 (2010).
6. Kolodinski S., Werner J., Wittchen T., Queisser H. // Appl. Phys. Lett., **63** (17), 2405-2407 (1993).

Измерения абсолютных значений интенсивности излучения в диапазоне длин волн 3-32 нм мишени из углерода при импульсном лазерном возбуждении

С. А. Гарахин, И.Г. Забродин, С.Ю. Зуев, А.Я. Лопатин, А.Н. Нечай, А.Е. Пестов, А.А. Перекалов, Р.С. Плешков, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, Р.М. Смертин, Н.Н. Цыбин, Н.И. Чхало

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

*garahins@ipm.sci-nnov.ru

В докладе приводятся экспериментальные данные по абсолютным значениям интенсивности излучения в диапазоне длин волн 3-32 нм мишени углерода при возбуждении с помощью Nd:YAG лазера с параметрами $\lambda=1064$ нм, $E_{\text{pulse}}=0.45$ Дж, $\tau=4$ нс, $\nu=10$ Гц. Результаты представляют интерес для различных приложений, использующих лабораторные лазерно-плазменные источники мягкого рентгеновского и экстремального ультрафиолетового излучения.

Введение

Лазерно-плазменные источники (ЛПИ) мягкого рентгеновского (МР) и экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) излучения с твердотельной мишенью широко используются в рефлектометрах [1-2], дифракционных спектрометрах [3] и в различных лазерно-плазменных экспериментах. Достоинствами такого источника являются высокие эффективность преобразования лазерного излучения в коротковолновое и средняя мощность, маленький, 50-150 мкм, размер и квазинепрерывный характер спектра. Несмотря на заметное число работ по ЛПИ с твердотельной мишенью для рефлектометрических приложений, в них главным образом приводятся спектральные зависимости интенсивности зондового пучка. Исключением являются работы, направленные на разработку источников ЭУФ и МР излучения для литографических приложений на длины волн 13,5 нм [4] и 6.67 нм [5]. Поэтому для практических применений знание об излучательных характеристиках источника крайне важно для понимания возможностей источника с точки зрения рабочего спектрального диапазона и оптимизации рентгенооптических элементов прибора, так как на вид и интенсивность регистрируемого спектра заметное влияние оказывают спектральные зависимости коэффициентов отражения от зеркал, эффективность дифракционной решетки и спектральная чувствительность детектора.

В данной работе исследуется источник лабораторного рефлектометра, предназначенного для изуче-

ния коэффициентов отражения/пропускания/рассеяния рентгенооптических элементов в диапазоне длин волн 4-60 нм [6]. Исследование проводилось на рефлектометре скользящего падения, подробно описанном в [6], но в отсутствие зеркал и дифракционной решетки в схеме прибора. Схема измерений показана на Рис. 1.

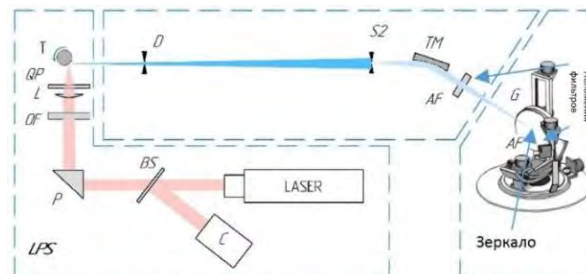


Рис. 1. Схема эксперимента

На место выходной щели была установлена диафрагма 2,3×3 мм. На детекторе это дает пятно размером около 4×8 мм, что меньше, чем входная апертура детектора. Предусмотрена возможность установки двух абсорбционных фильтров (AF) – в камере выходной щели и непосредственно перед детектором. В качестве источника излучения для образования ЛПИ в схеме используется Nd:YAG-лазер (Expla NL-300, длина волны 1,06 мкм, длительностью 4 нс и частотой следования импульсов 10 Гц). В качестве детектора использовался кремниевый калиброванный по чувствительности фотодиод SPD-100UV, производство ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН.

Принцип измерений эмиссионных характеристик ЛПИ в широком спектральном диапазоне заключался в следующем. МР и ЭУФ излучение лазерной плазмы из мишени Т проходит через входную D и выходную S2 диафрагмы, падает на тороидальное зеркало ТМ, проходит через абсорбционный фильтр АФ и попадает на многослойное зеркало, установленное на пятиосном гониометре. Отраженное от многослойного зеркала квазимонохроматическое излучение, пройдя через второй, аналогичный первому, фильтр попадает на поверхностно-барьерный кремниевый фотодиод SPD-100UV. Многослойное рентгеновское зеркало выполняло функцию дисперсионного по длинам волн элемента за счет согласованного сканирования зеркала и детектора.

Связь между регистрируемым с фотодиода током i_d и спектральной плотностью мощности ЛПИ, излученной в единицу телесного угла в спектральной полосе 1 нм $I(\lambda)$ [Вт/(ср·нм)], может быть записана в виде:

$$i_d = \int_0^{\infty} \Delta\Omega \cdot I(\lambda) \cdot s(\lambda) \cdot T^2(\lambda) \cdot R_m(\lambda) \cdot R_{TM} d\lambda, \quad (1)$$

где i_d [А], $\Delta\Omega$ [ср] – телесный угол, из которого излучение регистрируется детектором, $s(\lambda)$ [А/Вт] – чувствительность детектора, $T(\lambda)$ – коэффициент пропускания фильтра, $R_m(\lambda)$ – коэффициент отражения многослойного зеркала, R_{TM} – коэффициент отражения тороидального зеркала и λ – длина волны. Для эффективного перекрытия всего диапазона длин волн, а также подавления сигнала от высших порядков отражения, в эксперименте использовались по три типа многослойных зеркал и фильтров.

Таблица 1. Используемые в эксперименте многослойные рентгеновские зеркала.

Структура	Период, нм	Число периодов	Рабочий диапазон длин волн, нм
Cr/Sc	3.7	140	3.1-6.8
Mo/B ₄ C	6.5	60	6.5-11.9
Mo/Be	9.83	50	11,2-18
Be/Si/Al	18.2	40	17-32

Таблица 2. Используемые в эксперименте фильтры.

Структура	Период, нм	Число периодов	Рабочий диапазон длин волн, нм
Mo/C	2/0,7	60	3-11.9
Mo/Be	3/2	30	11,2-18
MoSi ₂ /Al/MoSi ₂	2,5/150/2,5	1	17-32

Исследовалась комбинированная мишень из углерода и дюрала. Дюралевая часть использовалась для подстройки сигнала.

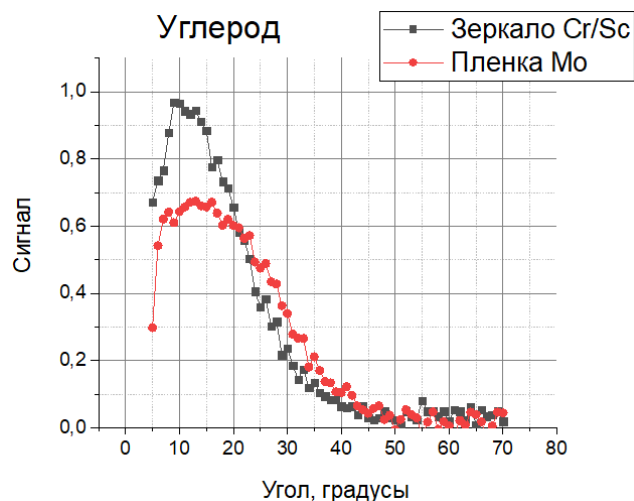


Рис. 2. Углеродный барабан-мишень (сверху) и пример скана зеркалом и пленкой Мо для диапазона 3.1-6.8

В ходе работы при имеющихся параметрах лазерно-плазменного источника не удалось обнаружить стабильный сигнал – интенсивность на уровне шумов. Об этом свидетельствует сравнение снятого сигнала с зеркалом Cr/Sc (спектральный диапазон 3.1-6.8 нм) с данными, полученными при помощи пленки Мо (в качестве примера данные приведены для первого диапазона).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 20-02-00708.

Литература

1. Scholze F. *et al.* // Meas. Sci. Technol., (2007) 18, 126–130.
2. Gullikson E. *et al.* // J. X-Ray Sci. Technol., (1992) 3(4), 283.
3. Vishnyakov E.A. *et al.* // Quantum Electronics, (2009) 39(5), 474-480.
4. Fomenkov I. *et al.* // Adv. Opt. Technol. (2017) 6, 173.5. D. T. Elg, J. R. Sporre, D. Curreli *et al.*, J. Micro Nanolithogr. MEMS MOEMS, (2015) 14, 013506.
6. Garakhin S.A. *et al.* // Rev. Sci. Instrum. (2020), 91(6), 06310

Изготовление и тестирование тонкопленочных мишеней для лазерно-плазменного источника экстремального ультрафиолетового излучения

С.А. Гарахин, А.Я. Лопатин*, А.Н. Нечай, А.А. Перекалов, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, Н.Н. Цыбин, Н.И. Чхало

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

*lopatin@ipm.sci-nnovl.ru

Предложен новый тип лазерных мишеней - свободновисящие пленки толщиной 50-500 нм, интересных с точки зрения возможностей управления спектрально-яркостными характеристиками источника, которые зависят от толщины мишени. Изготовлена серия образцов и проведено исследование интенсивности излучения относительно мишени из массивного материала.

Введение

Тонкопленочные лазерные мишени представляют известный интерес для лазерно-плазменных экспериментов по ускорению заряженных частиц в сопровождающем мощный фемтосекундный импульс электрическом поле. В качестве мишени для создания плазмы, эффективно излучающей в мягком рентгеновском и ЭУФ диапазонах, пленки толщиной менее 1 мкм, с одной стороны, могут рассматриваться как непозволительная роскошь из-за сложностей изготовления и высокой цены каждого отдельного «выстрела» по сравнению с ценой «выстрела» по массивной мишени. С другой стороны, они очень интересны с точки зрения возможностей управления спектрально-яркостными характеристиками источника, которые зависят от толщины мишени, а также с точки зрения наработки экспериментальных данных для развития математических моделей ЭУФ излучения лазерной плазмы. В данной работе найдены подходы к удешевлению процесса изготовления мишеней в виде металлических пленок с типичными толщинами 0.05 - 0.5 мкм и изготовлены образцы таких мишеней из ряда материалов с небольшим атомным номером (например, Be, Al, Si), для которых интерпретация спектра лазерной плазмы менее сложна. Первоначальное тестирование таких мишеней выполняется с использованием имеющихся в ИФМ РАН стандов лазерно-плазменных источников, оснащенных каналами спектральной диагностики в ЭУФ диапазоне.

Эксперимент

Экспериментальное исследование тонкопленочных мишеней проводилось в два этапа. На первом этапе на рентгеновском спектрометре-монокроматоре, построенном по схеме Черни-Гюрнера [1], измерялся спектр лазерно-плазменного источника с массивной мишенью. Спектр Al мишени в диапазоне длин волн 5-50 нм представлен на рис. 1.

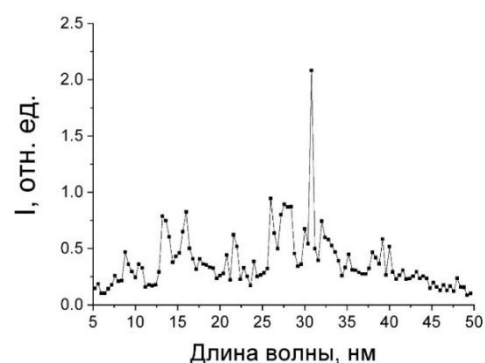


Рис. 1. Спектр твердотельной Al мишени [1]

Аналогичный спектр полученный в ранних работах [2] с более высоким разрешением, представлен на рис. 2.

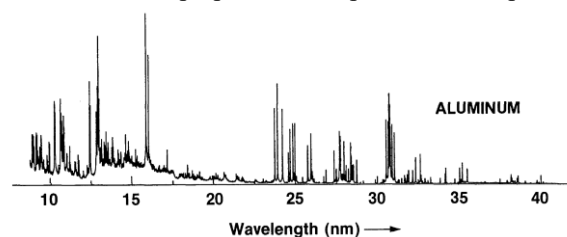


Рис. 2. Спектр Al мишени [2]

На втором этапе будет проведено сравнение интенсивностей спектров от массивной мишени и тонкопленочной мишени на зеркальном спектрометре [3]. Спектрометр построен на основе многослойных зеркал нормального падения и детектора SPD-100UV, прокалиброванного на синхротроне BESSY II.

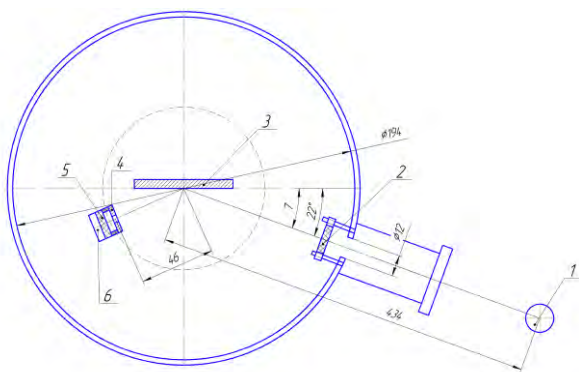


Рис. 3. Принципиальная схема спектрометра. 1 – лазерная искра, 2 – свободновисящий пленочный фильтр, 3 – многослойное рентгеновское зеркало, 4 – диафрагма, 5 – пленочный фильтр детектора, 6 – детектор, 7 – угол скольжения

Образец мишени представляет собой тонкую пленку, приклеенную к сетке с рамкой диаметром 25 мм и размером ячейки 3x3 мм. Пример Al образца,

закрепленного на держателе для установки в прибор, представлен на рис. 4.



Рис. 4. Экспериментальный образец тонкопленочной лазерной мишени

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение № 075-15-2021-1361).

Литература

1. Garakhin S.A., Chkhalo N.I., Kas'kov I.A. *et al.* // Review Scientific Instruments, V.91, Iss.6, 063103 (2020).
2. Bridges J.M., Cromer C.L. and McIlrath T.J. // Applied Optics, V.25, No.13, 2208-2214 (1986).
3. Водопьянов А.В., Гарахин С.А., Забродин И.Г. *и др.* // Квантовая электроника, Т. 51, № 8, 700-707 (2021).

Трассировка рентгеновских лучей от регуляторов изгиба с параболическим 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.

*gribovvladimir@icloud.com

В работе расчетными и экспериментальными методами исследовалась сходимость рентгеновского пучка от образца $\text{SiO}_2(011)$, имевшего параболический профиль поверхности с радиусом кривизны в центре пластины равным 3.3 м. Согласно результатам расчета минимальный размер фокусного пятна составил 13.06 мкм на расстоянии 526 мм.

Введение

Управление сходимостью рентгеновского пучка является важнейшей задачей рентгеновской оптики по настоящее время. Наиболее распространённый способ решения задач фокусировки и коллимации рентгеновского излучения основан на управлении параметрами рентгеновского пучка с помощью деформированных отражающих элементов.

Одним из способов решения этой задачи является использование адаптивных рентгенооптических элементов [1–3], с помощью которых возможно корректировать сходимость рентгеновских пучков.

Современные рентгенооптические системы требуют больших усилий для их проектирования и оптимизации, в частности начального этапа исследования возможностей применения новых рентгенооптических элементов. Поэтому актуальным является проведение трассировки рентгеновских лучей в таких системах.

В работе расчетными и экспериментальными методами исследовалась сходимость рентгеновских пучков, определены параметры оптической системы с возможностью использования в них регуляторов изгиба [4].

Расчетная часть

Расчеты изменения сходимости рентгеновского пучка проводились в графической среде OASYS (OrAnge SYnchrotron Suite) [5]. С помощью инструмента для трассировки лучей – ShadowOui [6]. Была

построена оптическая схема, реализованная на дифрактометре D8 Discover.

В качестве образца использовалась монокристаллическая пластина $\text{SiO}_2(011)$, с размером основания $55 \times 30 \text{ мм}^2$ и толщиной 0.3 мм. Параболический профиль образца формировался с помощью регулятора изгиба, активным элементом в котором служила пьезокерамика PZT-5Н, расположенная между двумя алюминиевыми электродами. Для расчетов использовался профиль поверхности пластины SiO_2 аппроксимированный по экспериментально измеренному, который имел радиус кривизны в центре пластины равный 3.3 м (рис. 1).

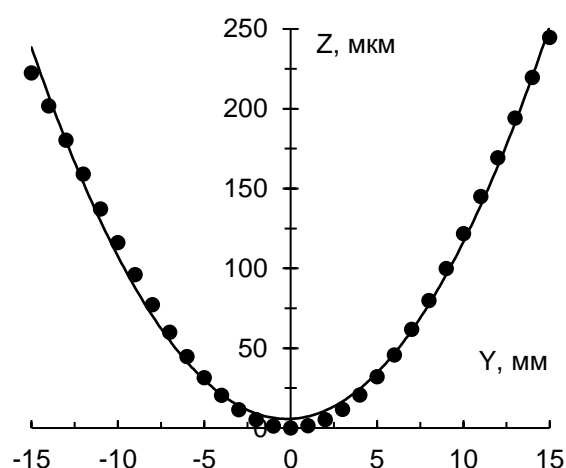


Рис. 1. Сечение профиля поверхности монокристаллической пластины SiO_2 используемой в работе. Точками показаны экспериментальные результаты, линией данные используемые в расчете

Результаты расчетов углового размера дифрагированного пучка полученные при изменении его положения относительно центра поверхности представлены на рис 2б.

Экспериментальная часть

Экспериментальные исследования проводились на дифрактометре D8 Discover, где источником рентгеновского излучения использовалась трубка с медным анодом ($\lambda = 1.5406 \text{ \AA}$), мощностью 2.4 кВт. Угловая расходимость рентгеновского пучка (в плоскости дифракции), формируемая монохроматором Бартеля, составляла 0.0035° . Размер области засветки на поверхности образца составлял 4.5 мм^2 .

Исследовалось изменение размера дифрагированного рентгеновского пучка l (съемка Detector Scan) от изогнутого кристалла, в зависимости от расстояния L между входной щелью детектора и центром поверхности изогнутого кристалла. Размер входной щели детектора составлял 50 мкм . Результаты измерения приведены на рис.2б.

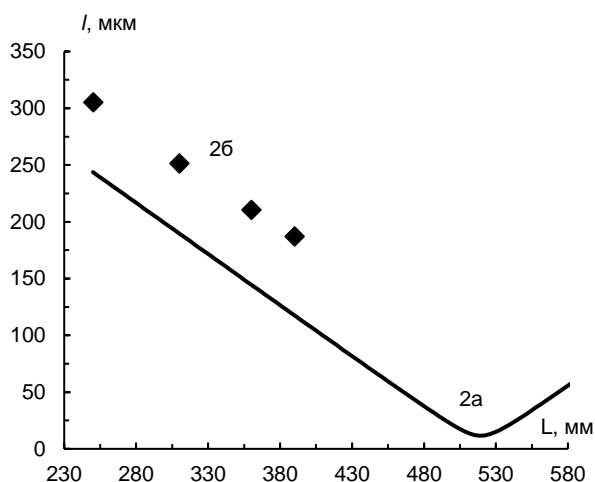


Рис. 2. Зависимость размера дифрагированного рентгеновского пучка от расстояния L приемной щели детектора до центра поверхности изогнутого кристалла

Выводы

С помощью программы OASYS была проведена трассировка рентгеновских лучей для образца $\text{SiO}_2(011)$ имевшего параболический профиль поверхности с радиусом кривизны в центре пластины равным 3.3 м .

Согласно результатам моделирования, минимальный размер фокусного пятна составил 13.06 мкм на расстоянии 526 мм от исследуемого образца. По приведенным на рис. 2 данным видно, что при удалении детектора от исследуемого образца, угловая ширина пучка уменьшается. Уменьшение размера рентгеновского пучка, фиксируемого детектором при удалении его от изогнутого кристалла, было подтверждено экспериментально. Однако размеры установки не позволяют сместить детектор на расстояние предполагаемого положения фокального пятна.

Расхождение между расчетными и экспериментальными значениями определяемого размера рентгеновского пучка (рис. 2) связано с тем, что поверхность экспериментального образца была изогнута в двух плоскостях [4], а также с не идеальностью профиля его поверхности.

Литература

1. Carolyn Atkins // Proc. of SPIE, Vol. 6721, 67210T-2 (2008).
2. Weisskopf M.C. // Adv. Space Res., Vol. 32, No. 10, 2005-2011 (2003).
3. Jansen F. et al. // A&A, L1-L6, 365 (2001).
4. Грибко В.В., Маркелов А.С., Трушин В.Н., Чупрунов Е.В. // Приборы и техника эксперимента, № 5, 119-124 (2019).
5. Rebuffi L., Sanchez del Rio M. // Proc. SPIE 10388, 103880S (2017). DOI: 10.1117/12.2274263
6. Rebuffi L., Sanchez del Rio M., // J. Synchrotron Rad. 23 (2016). DOI:10.1107/S1600577516013837

Интенсивность излучения лазерной плазмы в диапазоне 4-20 нм при различных давлениях газов-мишеней

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 4-20 нм, в зависимости от давления газа на входе в сопло. В качестве источника возбуждения использовался Nd:YAG лазер с длиной волны 1064 нм, длительность импульса 5нс, энергия импульса 0,8 Дж. Исследовались газы Ar, Kr, CO₂, CHF₃, N₂. В качестве источника газовой струи использовалось конусное сверхзвуковое сопло $d_{кр} = 0,45\text{мм}$, $l = 5\text{мм}$, $\alpha = 9$.

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 исследование эмиссионных спектров для нескольких газов в зависимости от давления на входе газа в сопло.

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 5нс при значении энергии излучения лазерного импульса 0,8 Дж. Исследуемый спектральный диапазон 80–200А. Газовая струя формировалась с помощью конусного сверхзвукового сопла с параметрами $d_{кр} = 0,45\text{мм}$, $l = 5\text{мм}$, $\alpha = 9$. Давление газа на входе в сопло изменялось в диапазоне 3–15 бар.

На рисунке 1 приведены эмиссионные спектры аргона в диапазоне длин волн 110–180А при давлениях газа на входе – 3 бар и 15 бар. Наблюдаемые в данном диапазоне спектральные линии соответствуют

ионам Ar-VII, Ar-VIII, Ar-X и Ar-XI. При увеличении давления газа с 3 до 15 бар интенсивность линий в среднем увеличивается в 3,9 раза. При этом интенсивности отдельных линий меняются по-разному. При давлении 15 бар интенсивность некоторых линий Ar-VII и Ar-VIII значительно возрастает.

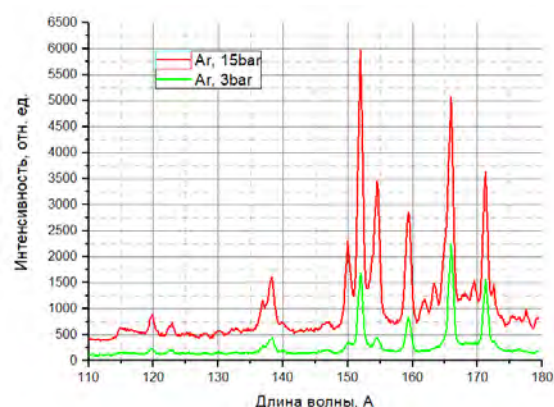


Рис. 1. Сравнение эмиссионных спектров аргона

На рисунке 2 приведены эмиссионные спектры молекулярного газа азота в диапазоне длин волн 100–180А при значениях давления газа на входе в сопло – 3 бар и 15 бар. Наблюдаемые в данном диапазоне спектральные линии соответствуют ионам N-V. При увеличении давления газа в 5 раз интенсивность линий в среднем возрастает в 3,4 раза. При этом интенсивности отдельных линий меняются по-разному. При давлении 15 бар значительно возросла интенсивность линии иона N-V, соответствующей переходу $1s^22p-1s^25d$.

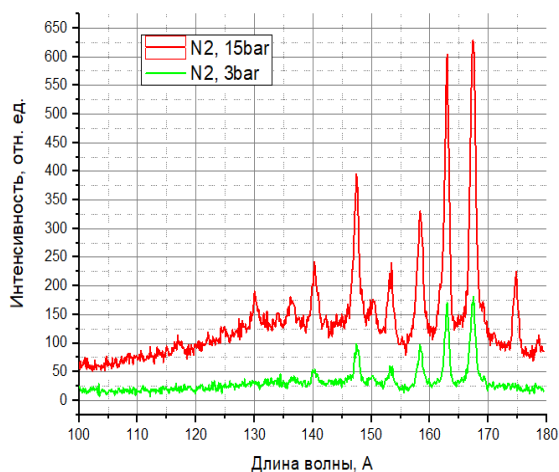


Рис. 2. Сравнение эмиссионных спектров азота

Выводы

Таким образом, экспериментально были получены эмиссионные спектры для следующих газовых мишеней: Ar, Kr, CO₂, CHF₃, N₂ для различных давлений газа на входе в конусное сверхзвуковое сопло.

Определены ионы, излучающие в данном спектральном диапазоне, и проведена расшифровка спектров.

Определены интенсивности спектральных линий в зависимости от давления газа.

Получено, что при увеличении давления газа на входе в сопло в диапазоне от 3 бар до 15 бар, увеличивается средняя интенсивность излучения эмиссионных линий газов, но интенсивность некоторых линий может падать.

Для успешного проведения дальнейших исследований необходимо использование теоретических моделей формирования эмиссионных спектров в плазме.

Литература

1. Барышева М.М., Пестов А.Е., Салащенко Н.Н., Торопов М.Н., Чхало Н.И. // УФН. 2012. Т. 182. Вып. 7. С. 727–747.
2. 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.

Исследование изменения реальной формы круглых тонкопленочных мембран при реализации метода выдувания

А.А. Дедкова^{1,*}, Н.А. Дюжев¹

¹ НИУ МИЭТ, Зеленоград, пл. Шокина, д.1, 124498.

*dedkova@ckp-miet.ru

Разработана методика оценки радиуса кривизны тонкопленочных мембран. На примере $\text{SiN}_x/\text{SiO}_2/\text{SiN}_x/\text{SiO}_2$ и Al мембран показано, что форма мембраны отличается от сферической ближе к области закрепления и к области вершины. Наблюдается тенденция к увеличению радиуса кривизны по мере приближения к центру мембраны.

Введение

В настоящее время большое внимание уделяется анализу напряженно-деформированного состояния, возникающего в микроэлектромеханических системах. Исследовались закрепленные на контуре круглые в плане мембраны, сформированные из созданных на кремниевой подложке тонких пленок, после глубокого сквозного травления кремния с обратной стороны пластины (Бош-процесс). Такие мембраны применяются в рентгеновской оптике, в качестве чувствительных элементов датчиков различных физических величин и др.

Для определения механических характеристик мембран широко используется метод выдувания, а для анализа получаемых экспериментальных данных — соотношения теории тонких пластин и оболочек, с различными модификациями [1]. При этом часто предполагается, что мембрана под нагрузкой принимает сферическую форму. Ранее авторами было показано [1], что реальная начальная форма сформированных Бош-процессом мембран не является сферической — мембраны часто подобны усе-

ченному конусу, могут быть выпуклыми и вогнутыми, содержать складки и др. Этот эффект вероятно является следствием остаточных напряжений в пленке на подложке до формирования мембраны. Для анализа напряженно-деформированного состояния таких мембран под действием приложенного избыточного давления (P) — необходимо подробно исследовать изменение реальной формы мембран и оценить степень ее близости к сфере.

Оборудование и образцы

Для получения цифровой модели рельефа (ЦМР) мембран (рис. 1) использовался оптический профилометр Veeco Wyko NT 9300 с программным обеспечением Vision (ПО). Исследовались ЦМР мембран из монослоя Al толщиной 0,6 мкм (приведены данные для $P = 1,0$ атм.); многослойных мембран со структурой $\text{SiN}_x/\text{SiO}_2/\text{SiN}_x/\text{SiO}_2$, толщины слоев SiN_x — 0,13 мкм, SiO_2 — 0,5 мкм (приведены данные для $P = 0,3$ атм. и $P = 0,5$ атм.); мембран $\text{pSi}/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ различной толщины; многослойных Al мембран; мембран Si; ЦМР мембран, сформированные в COMSOL Multiphysics.

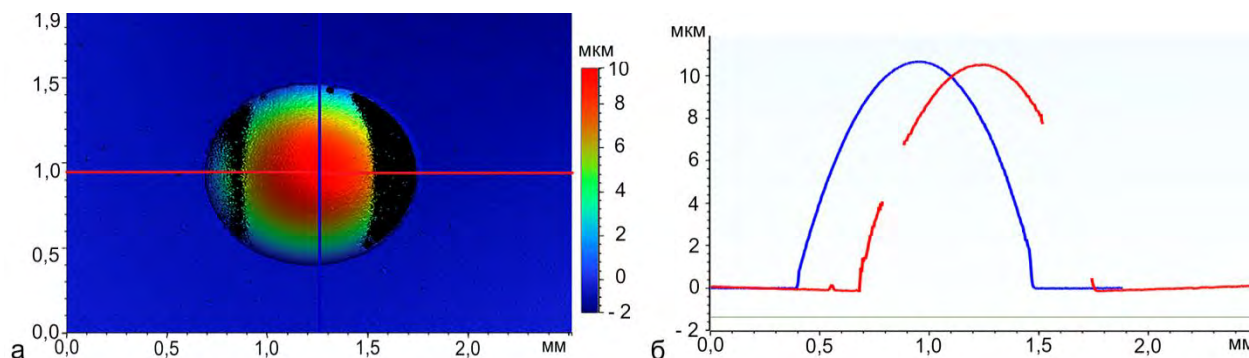


Рис. 1. ЦМР (а) и профили поверхности (б) мембраны Al (0,6 мкм) при $P = 1,0$ атм

Методика анализа

При оценке несферичности (M) посредством методов геоморфометрии [2] получено, что M наибольшая в центре мембран. Однако это может быть следствием ограничений метода.

Исследование радиусов кривизны (R) по профилям поверхности (рис. 1, б) ЦМР проводилось в Matlab с использованием Curve Fitting Tool. Первоначально по боковой области мембран (без областей закрепления и вершины) определялся R и оценивалось несоответствие экспериментальных данных аппроксимационной кривой (рис. 2). Затем анализировалось распределение R , для чего боковая поверхность разделялась на несколько пар отрезков (рис. 3, а), рассчитывался R для каждой пары (с двух сторон от вершины мембраны).

Определяемые в Vision по профилям поверхности радиусы кривизны соответствуют рассчитанным по описанной методике, что свидетельствует о корректности ее работы. Однако это ПО не позволяет определить распределение R по профилям поверхности и сравнивать аппроксимационные кривые.

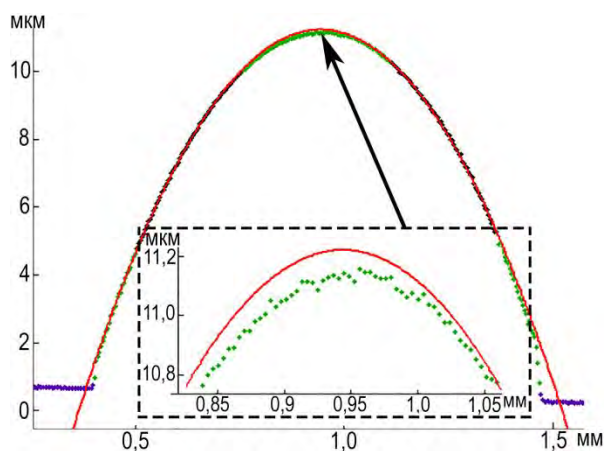


Рис. 2. Профиль мембраны Al (0,6 мкм) при $P = 1,0$ атм.: область мембраны (зеленым), используемая для аппроксимации область (черным) аппроксимационная кривая (красным), подложка (фиолетовым)

Результаты расчета

На всех экспериментально полученных ЦМР мембран присутствует расхождение (рис. 2) ближе к области закрепления мембраны (по её периметру).

На разных мембранах наблюдается различный эффект: в одних случаях (рис. 2, врезка) в области своей вершины мембрана имеет отличный от основной части мембраны R (является более плос-

кой), в других – нет (кривые идеально совпадают). В подавляющем большинстве случаев этот более плоский участок присутствует; он может наблюдаться и непосредственно на самом профиле поверхности, в т.ч. как участок со складками. На созданных в COMSOL Multiphysics ЦМР такого эффекта не обнаружено.

При анализе распределения R (рис. 3) получено, что R имеет тенденцию к увеличению по мере приближения к центру мембраны (вершине). Методика также применялась для тестового массива данных, соответствующего дуге окружности (после зашумления, добавления наклона и смещения); в этом случае такая тенденция не обнаружена.

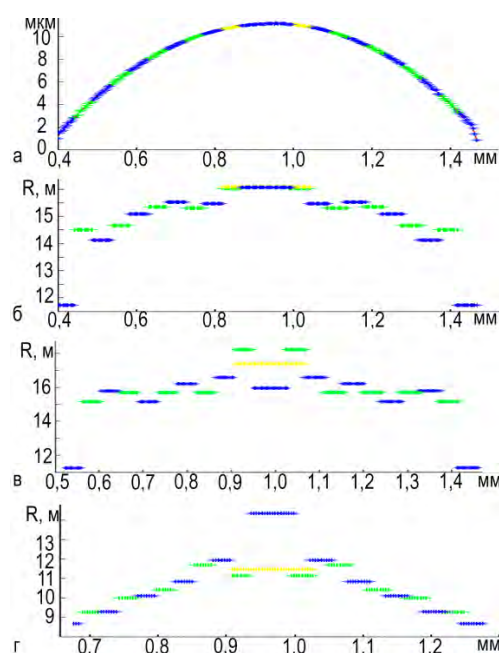


Рис. 3. Профиль мембраны Al (0,6 мкм) при $P = 1,0$ атм. с разбиением на отрезки (а) и соответствующее распределение R (б); распределения R для мембраны $\text{SiN}_x/\text{SiO}_2/\text{SiN}_x/\text{SiO}_2$ при $P = 0,3$ атм. (в), $P = 0,5$ атм. (г). Для наглядности соседние отрезки показаны разным цветом

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).

Литература

1. Дедкова А.А., Глаголев П.Ю., Гусев Е.Э. и др. // ЖТФ, Т. 11, Вып. 10, С. 1454–1465 (2021).
2. Дедкова А.А., Флоринский И.В. и др. // Дефектоскопия, № 11, С. 41–48 (2021).

Исследование изменения формы пластин и тонкопленочных мембран с использованием методов геоморфометрии

А.А. Дедкова^{1, 2, *}, И.В. Флоринский^{2, §}, Н.А. Дюжев¹

¹ НИУ МИЭТ, Зеленоград, пл. Шокина, д.1, 124498.

² ИМПБ РАН – филиал ИПМ им. М. В. Келдыша РАН, Пущино, ул. проф. Виткевича, д. 1, 142290

*dedkova@ckp-miet.ru , §iflor@mail.ru

Показаны возможности геоморфометрии для анализа рельефа и формы поверхности пластин и сформированных Bosch-процессом мембран на примерах: пластины до и после нанесения слоя SiO_2 , мембран при реализации метода выдувания. На мембранах со структурами Al (0,8 мкм)/ SiO_2 (0,6 мкм)/ Al (1,1 мкм), $\text{pSi}^*(0,8 \text{ мкм})/\text{SiN}_x$ (0,13 мкм)/ SiO_2 , Al (0,6 мкм) обнаружено, что особенности границы мембран преимущественно обусловлены их начальной формой, нежели изменением под действием приложенной нагрузки.

Введение

Исследование изменения формы и рельефа поверхности полупроводниковых структур является типичной задачей в микроэлектронике, поскольку характеризует нанесенные слои и проведенные технологические процессы. Для эффективной всесторонней качественной и количественной оценки особенностей рельефа следует анализировать цифровую модель рельефа (ЦМР) поверхности структуры. Для анализа особенностей рельефа предлагается использовать полную систему кривизн поверхности на базе методов геоморфометрии [1].

Оборудование и расчеты

Использовался оптический профилометр Veeco Wyko NT 9300, формирующий ЦМР структур диаметром до 200 мм, с разрешением от 98 нм до 57 мкм. При анализе пластин разрешение сокращали до ~0,5 мм. При анализе мембран размер матрицы ЦМР составлял 640x480, разрешение ~4 мкм. Для расчетов использовался универсальный спектрально-аналитический метод с использованием полиномов Чебышева и суммирования Фейера [2].

Исследование пластин

Возможности анализа формы пластин описаны в [3, 4]. Для исследования изменения формы пластин можно использовать кривизну: минимальную (k_{min}), максимальную (k_{max}), среднюю (H), гауссову (K) и др. Это позволяет определять локальные выпуклые и вогнутые элементы рельефа, области эллиптических, гиперболических и параболических точек, преимущественное направления изгиба и др.

При анализе изменения формы до и после нанесения тонких пленок эффективно применять бинарную карту водосборной площади (рис. 1) — площади замкнутой фигуры, сформированной отрезком горизонтали (который включает эту точку) и двумя линиями тока, приходящими с вышележащей точки. Т.к. вышележащих областей наименьшее количество на «гребнях» (линиях, соединяющих наивысшие точки поверхности) — наименьшие значения водосборной площади визуализируют их расположение. Например, для сформированного SiO_2 (0,6 мкм, PlasmlabSystem100) на Si пластине получена взаимосвязь паттернов ЦМР после нанесения слоя с паттернами исходной ЦМР (рис. 1).

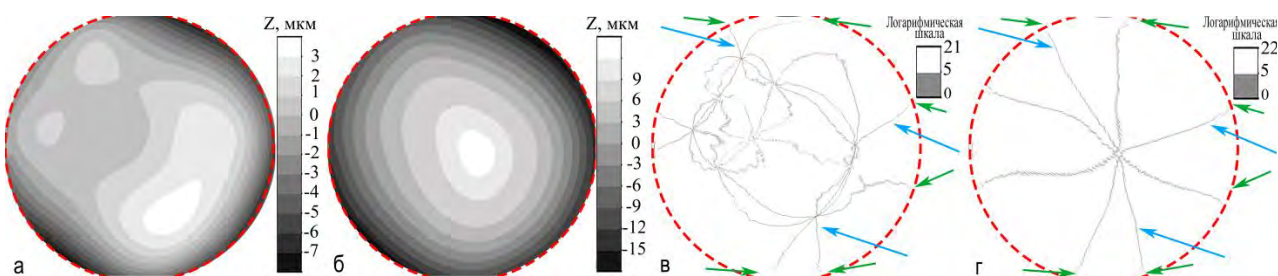


Рис. 1. Рельеф поверхности (а, б) и водосборная площадь (в, г) до (а, в) и после (б, г) формирования SiO_2 на Si пластине

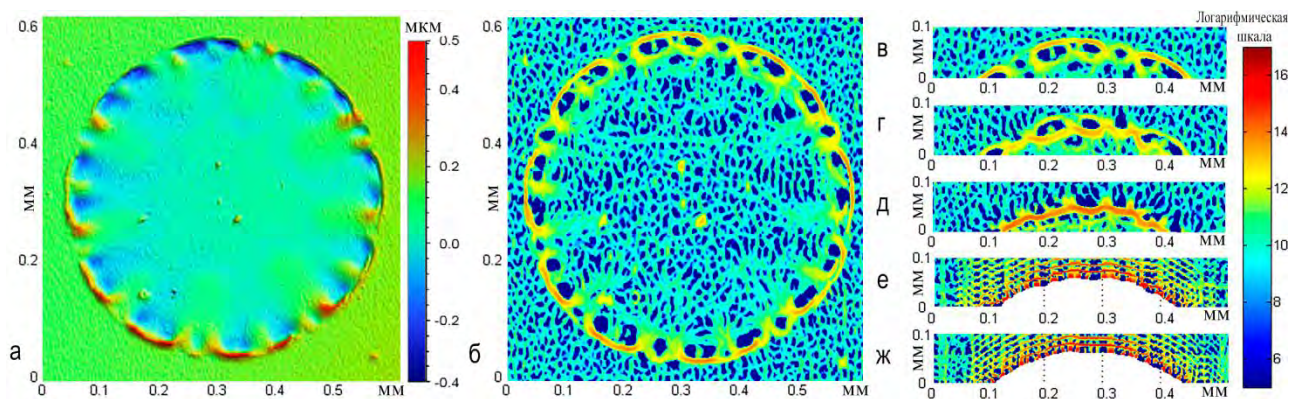


Рис. 2. Мембрана Al (0,6 мкм): рельеф (а), k_{max} (б–ж). Давление P и прогиб w : а, б, в — $P = 0$ атм., $w = -0,13$ мкм; г — $P = 0,3$ атм., $w = 1,8$ мкм; д — $P = 0,6$ атм., $w = 3,9$ мкм; е — $P = 0,9$ атм., $w = 5,9$ мкм; ж — $P = 1,2$ атм.; $w = 5,6$ мкм

Исследование мембран

Проанализированы: «1» натянутые мембраны pSi*(0,8 мкм)/SiN_x (0,13 мкм)/SiO₂ (0,5 мкм) с небольшим начальным прогибом $w_0 \sim 3$ мкм; «2» сжатые мембраны 20 слоев Al общей толщиной 0,6 мкм с небольшим w_0 (рис. 2); «3» мембраны Al (0,8 мкм)/SiO₂ (0,6 мкм)/Al (1,1 мкм) со складками с $w_0 \geq 30$ мкм. Оценивалась k_{max} : $k_{max} > 0$ соответствуют протяженным выпуклыми областям, $k_{max} < 0$ локальным вогнутым. Области наибольшей k_{max} соответствуют наибольшему отклонению структуры от плоскости подложки, что может быть следствием отделения пленки, но не доказательством наибольших механических напряжений.

Наибольший интерес представляла область крепления мембраны к подложке. На рис. 2, в–д видно постепенное смещение положения наибольших значений k_{max} . Доступная для анализа область постепенно уменьшалась по мере нагружения мембраны при реализации метода выдувания (рис. 2, е–ж), в связи с большим наклоном боковой поверхности мембран.

Обнаружено, что на рассчитанных картах k_{max} могут присутствовать фрагменты концентрических окружностей (рис. 2, е–ж). Эти артефакты (аналог явления Гиббса) являются следствием особенностей процесса аппроксимации ЦМР. Присутствие таких артефактов и их округлая форма свидетельствует о близкой к кругу форме области без данных (что затем приводит к ровному отверстию после отрыва мембран: «1» и «2»). В случае подобных артефактов неровной формы — «рваным» становится и сформированное отверстие (мембраны «3»). Другим распространенным артефактом являлись «полосы» относительно большой k_{max} , наблюдаемые в зонах от-

личия формы границы от идеально круглой (характерно для сжатых мембран).

На мембранах «2» и «3» дефекты неровной границы мембраны (вызывающие «полосы») присутствовали изначально (до воздействия избыточного давления). Соответствующие артефакты проявились при появлении областей без данных. А на различных мембранах «1», в связи с более ровной границей, «полос» почти не наблюдалось, даже при анализе сильнонагруженных мембран. Таким образом, основной характер границы мембраны в большей степени обусловлен ее начальной формой, нежели изменением под действием приложенной нагрузки.

Благодарности

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-21-00614. Использовалось оборудование ЦКП «МСТ и ЭКБ» (МИЭТ).

Литература

1. Florinsky I.V. // Progress in Physical Geography, V. 41 (6), P. 723–752 (2017).
2. Florinsky I.V., Pankratov A.N. // International Journal of Geographical Information Science, V. 30 (12), P. 2506–2528 (2016).
3. Дедкова А.А., Флоринский И.В. и др. // Дефектоскопия, № 11, С. 41–48 (2021).
4. Dedkova A.A., Florinsky I.V. и др. // Proc. SPIE, Vol. 12157, # 12157 1L (2022).
5. Дедкова А.А., Глаголев П.Ю., Гусев Е.Э. и др. // ЖТФ, Т. 11, Вып. 10, С. 1454–1465 (2021).

Моделирование рабочих характеристик МЭМС элемента динамической маски с электромеханическим оптическим затвором для задач рентгеновской нанолитографии

Г.Д. Демин^{1,*}, П.П. Ким^{1,§}, Н.А. Дюжев¹

¹ Национальный исследовательский университет «МИЭТ», пл. Шокина, 1, Москва, Зеленоград, 124498.

*demin@ckp-miet.ru, §kim@ckp-miet.ru

Представлена концепция рентгеновской нанолитографии на базе источника синхротронного излучения с применением динамической маски с перестраиваемым шаблоном из матрицы электростатически управляемых МЭМС элементов. Проведено моделирование электромеханической деформации МЭМС элемента, представленного в виде упругой консоли с оптическим затвором, не пропускающим излучение в мягком диапазоне длин волн (от 6.6 до 13.5 нм). В результате численных расчётов показано, что в статическом режиме работы при напряжении выше 15 В на управляющем электроде оптический затвор МЭМС элемента полностью открывает канал в динамической маске для прохождения синхротронного пучка и последующего формирования пикселя изображения на пластине. Из анализа усталости предлагаемой конструкции МЭМС элемента следует, что она выдерживает более чем 10^{13} циклов до отказа, что достаточно для обеспечения надежного функционирования динамической маски в составе рентгеновского нанолитографа. Полученные результаты могут быть использованы при проектировании и разработке рентгенолитографических систем нового поколения.

Введение

Для продвижения нанoeлектроники в область суб-10 нм проектных норм, привлекательной является технология безмасочной рентгеновской нанолитографии (БМРНЛ) на длине волны ниже 13.5 нм. Данная технология обладает большим потенциалом как для формирования наноструктур с предельно малыми топологическими размерами, так и для снижения себестоимости их изготовления [1]. При формировании проекции изображения в системе БМРНЛ предлагается использовать динамическую маску с перестраиваемым шаблоном из матрицы электрически управляемых МЭМС элементов [2]. Каждый МЭМС элемент маски представляет собой электромеханическую систему из оптического затвора на упругой металлической консоли (балке), который притягивается к управляющему металлическому электроду и тем самым закрывает/открывает расположенное снизу наноразмерное отверстие в динамической маске (рисунок 1). Данное отверстие может играть роль канала для прохождения пучка синхротронного излучения (СИ). Применение СИ в качестве технологического инструмента для открывает новые перспективы развития технологии. Возможность плавной перестройки максимума излучения ондуляторов по длине волны позволяет продвинуться в область более коротких волн (от 6.6 до 13.5 нм), что обеспечивает формирование единичного пикселя

изображения с размерами ниже 10 нм на экспонируемой пластине с рентгенорезистом [3].

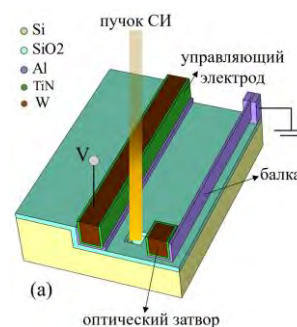


Рис. 1. (а) МЭМС элемент динамической маски в форме упругой консоли (балки) с оптическим затвором, перемещаемым под действием электростатических сил в горизонтальном направлении (с учётом входящих слоев, соответствующих выбранному маршруту его изготовления)

Для получения качественного изображения и сокращения временных и энергетических затрат на формирование суб-10 нм топологий важно добиться оптимальных параметров работы МЭМС элементов динамической маски, что требует проведения теоретического анализа и численных расчётов.

Описание модели

Расчёт деформации МЭМС элемента в статическом режиме проводился в пакете мультифизического моделирования COMSOL MultiPhysics. В качестве

материала упругой балки был выбран алюминий (Al), поскольку он обладает достаточной упругостью (модуль Юнга $E = 70$ ГПа), в качестве материала оптического затвора – вольфрам, имеющий большое значение атомного номера ($Z = 74$), что обеспечивает эффективное поглощение СИ в мягком рентгеновском диапазоне длин волн. Параметры модели были взяты в соответствии с технологией изготовления динамической маски и приведены в таблице 1. На рисунке 2а представлена выбранная геометрия МЭМС элемента с оптическим затвором, которая имеет П-образную геометрию неподвижного электрода, что необходимо для обеспечения большой электростатической силы притяжения оптического затвора и соответствующего снижения управляющих напряжений. В ходе моделирования варьировался параметр d , определяющий как размер стороны затвора и, так и расстояние до ближайшей боковой грани неподвижного электрода.

Таблица 1. Параметры модели

Длина балки	1 мкм
Толщина балки	До 20 нм
Высота балки	100 нм
Длина оптического затвора	150–240 нм
Ширина оптического затвора	150–240 нм
Высота оптического затвора	100 нм
Зазор между концами неподвижного электрода и подвижным электродом	90 нм
Зазор между центральной частью неподвижного электрода и подвижным электродом	200–300 нм
Размер канала СИ	100x100 нм
Управляющее напряжение	До 20 В
Материал балки	Алюминий
Материал затвора	Вольфрам

Результаты моделирования

Рисунок 2б иллюстрирует величину отклонения оптического затвора МЭМС элемента от первоначального положения как функцию от управляющего напряжения при различном параметре d . Как видно из графика. При этом управляющее напряжение, обеспечивающее отклонение затвора и открытие канала для прохождения СИ, не превышает 15 В. Данный канал в модели располагается прямо под затвором и имеет характерные размеры, не превышающие длину стороны оптического затвора.

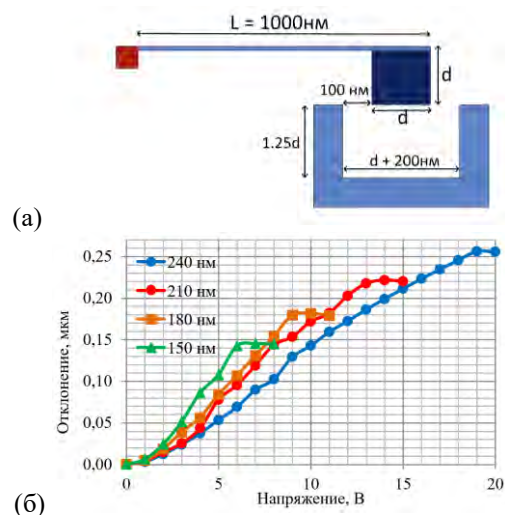


Рис. 2. (а) Выбранная геометрия МЭМС элемента с оптическим затвором и П-образной конструкцией управляющего электрода. (б) Отклонение оптического затвора МЭМС элемента от начального положения в зависимости от управляющего напряжения при вариации размера d .

Динамический анализ показывает, что при напряжении 15 В время затухания колебаний и переключения затвора в «открытое» состояние составляет 1 мкс (для $d=150$ нм). На рисунке 3 представлены результаты моделирования усталости МЭМС элемента.

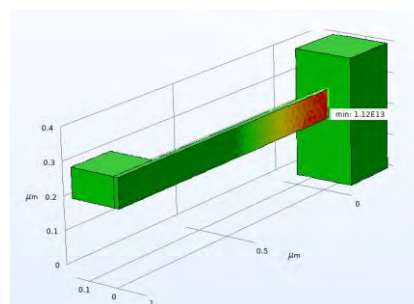


Рис. 3. Распределение предельного количества циклов усталости в выбранной конструкции МЭМС элемента

Количество циклов до отказа составило $1.12 \cdot 10^{13}$, что подтверждает надежность выбранной конструкции. Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП «МСТ и ЭКБ» (МИЭТ) при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (№075-15-2021-1350, 15.СИН.21.0004).

Литература

- Salashchenko N.N., Chkhalo N.I., Dyuzhev N.A. // J. Synch. Investig., V. 12, 944 (2018).
- Cao T. *et al.* // Micromachines, V. 11, 694 (2020).
- Tallents G., Wagenaars E., Pert G. // Nature Photon., V. 4, 809 (2010).

Разработка стекловых рентгеновских зеркал с возможностью фильтрации близкорасположенных спектральных линий

И.С. Дубинин, С.А. Гарахин*, М.В. Свечников, В.Н. Полковников, Н.И. Чхало

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

* garahins@ipm.sci-nnov.ru

В работе описывается процесс оптимизации стекловых рентгеновских зеркал, предназначенных для изучения процессов в короне Солнца, в частности - солнечных вспышек. Предлагается метод для создания слоя, покрывающего многослойную структуру, который минимально влияет на пик отражательной способности, одновременно подавляя нежелательное излучение от относительно близких эмиссионных солнечных линий.

Введение

Космические исследования строения Солнца представляют крайне актуальную задачу. Во-первых, изучение физических процессов в атмосфере было и остается одним из важнейших фундаментальных направлений современной астрофизики. Во-вторых, это направление приобретает ярко выраженный прикладной характер в рамках задачи непрерывного мониторинга солнечной активности.

За последние годы телескопы с рабочими компонентами на основе многослойных зеркал использовались во многих миссиях, посвященных наблюдению за Солнцем на длинах волн 17–33 нм, в частности: Fe-IX (17,1 нм), Fe-XII (19,5 нм), Fe-XV (28,4 нм) и He-II (30,4 нм).

Характеристики многослойных структур оцениваются в основном с точки зрения максимальной отражательной способности на рабочей длине волны и способности гасить паразитные близкорасположенные эмиссионные линии [1]. Традиционной парой материалов, применяемой в диапазоне 12.5–35 нм, является Mo/Si, вследствие относительно низкого поглощения Si в этой области и подтвержденной высокой временной стабильностью отражательных характеристик таких структур.

Перспективными аналогами Mo/Si могут быть зеркала Mg/Be, которые по теоретическим оценкам показывают более высокий коэффициент отражения по сравнению с другими структурами. Одним из существенных недостатков зеркал на основе магния является временная нестабильность их отражательных характеристик [2].

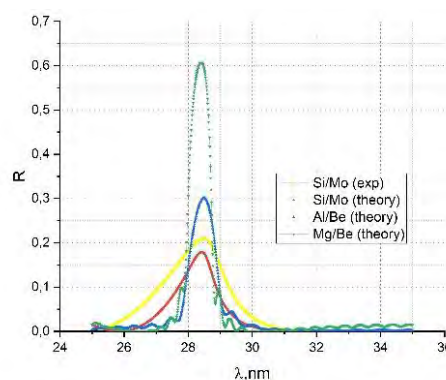


Рис. 1. Сравнение различных пар материалов. Наибольший коэффициент отражения показывает пара Mg/Be (60%), на длине волны 28.4 нм

Магний – активный материал, подверженный окислению при хранении в комнатных условиях. И если в массивном образце процессы окисления могут быть остановлены в тонком приповерхностном слое, то в тонкопленочных системах сдержать их чрезвычайно трудно. Поэтому важной проблемой магниевых многослойных структур является разработка защитных покрытий.

В рамках данной работы отработан метод оптимизации фильтрующих стекловых рентгеновских зеркал, которые позволяют минимизировать вклад в измеренный полезный сигнал шума от близкорасположенных спектральных линий.

Примененный метод заключается в добавлении покровного слоя, который минимально влияет на пик отражательной способности, одновременно подавляя нежелательное излучение от близких линий. В перспективе такое покрытие одновременно может

выступать и в качестве защитного слоя, если разработан на основе стабильной многослойной структуры, например, Mo/Si.

Главная идея метода состоит в рассмотрении распространения падающей и отраженной стоячей волны в структуре от целевой и паразитной линий. В зависимости от задачи покрывающий слой может быть реализован с использованием многослойной стековой или аперидической структуры (вплоть до одного слоя) из различных материалов, например, для получения дополнительных механических или оптических свойств [3].

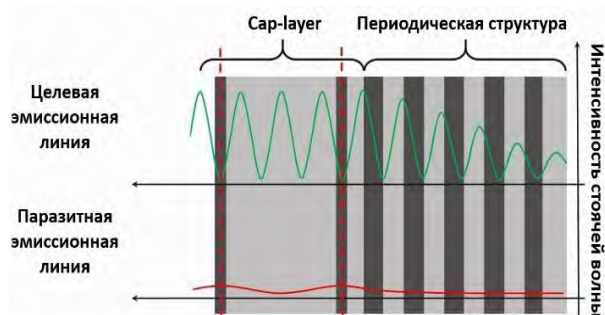


Рис. 2. Оптимизация покровного слоя (“cap-layer”). 1 шаг. Конструкция периодической системы. 2 шаг. Вычисление стоячей волны в периодической структуре. 3 шаг. Оптимизация толщины и количества слоев “Cap-layer”. 4 шаг. Оптимизация слоев “Cap-layer” и параметры основной периодической структуры [3]

Для расчета использовались программы IMD и Multifitting [4, 5].

Результаты

На рисунках 3 и 4 представлены результаты оптимизации различных комбинаций пар материалов и “cap-layer” для диапазона 17–32 нм. Фильтрация соответствующих паразитных эмиссионных линий осуществляется на уровне 10^{-3} – 10^{-4} .

Таким образом, пара материалов как Mg/Be представляет большой интерес с точки зрения структуры с высокой отражательной способностью на интересующих длинах волн. (Рис. 3). Но требуется защита из-за временной нестабильности магния, что, потенциально, также реализуемо в рамках концепции “Cap-layer”.

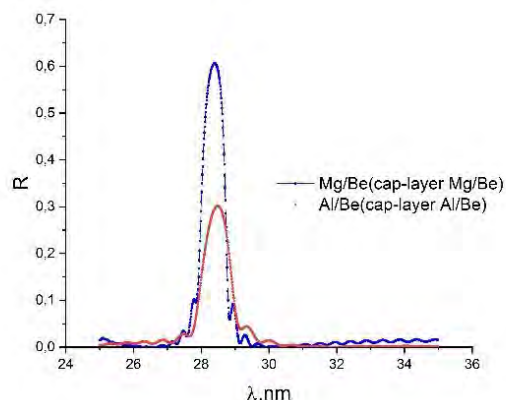


Рис. 3. Сравнение оптимизированных структур Mg/Be и Al/Be на длине волны 28.4 нм и гашения паразитной линии 30.4 нм

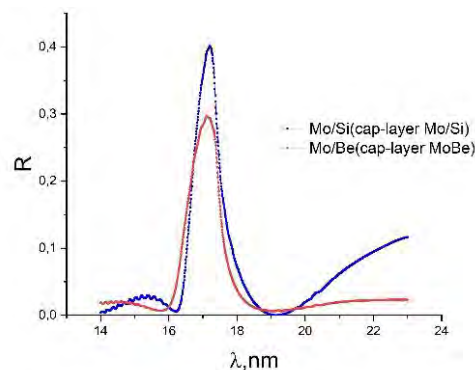


Рисунок 4. Сравнение оптимизированных структур Mo/Si (коэффициент отражения 40%) и Mo/Be (коэффициент отражения 30%) на длине волны 17.1 нм и гашения паразитной линии 19.5 нм.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 20-02-00708.

Литература

1. Corso A.J., Pelizzo M.G. // Proc. of the SPIE, 11116, 111160P (2019).
2. Гарахин С.А., Зуев С.Ю., Плешков Р.С., Полковников В.Н., Салашенко Н.Н., Чхало Н.И. // Поверхность, №4, с. 1-6, (2019).
3. Suman M., Pelizzo M.G., Windt D.L., Monaco G., Zuccon S. and Nicolosi P. // Proc. of the SPIE, 10566, 1056667 (2019).
4. Svechnikov M. // Journal of Applied Crystallography. Vol. 53. № 1. P. 244-252 (2020).
5. Windt D.L. // Comput. Phys. Vol.12. P. 360–370 (1998).

Исследование механических свойств динамического мембранного затвора из Be/SiO_2 для рентгеновского литографа

Н.А. Дюжев, Е.Э. Гусев*, Д.А. Товарнов, Ю.И. Колпакова, П.Э. Гусев, Е.В. Юрасова, М.А. Махиборода

НИУ МИЭТ, пл. Шокина, д.1, Зеленоград, Москва, 124498

*bubbledouble@mail.ru

Для рентгеновского литографа разработана конструкция динамического затвора на основе мембраны из Be/SiO_2 . Критическое давление мембранной структуры диаметром 250 мкм изменяется в диапазоне от 0.5 до 0.65 атм для 20 образцов. Механическая прочность структуры Be/SiO_2 составляет 2.6 ГПа. Выявлено, что с уменьшением диаметра мембраны увеличивается значение избыточного давления для устойчивого переключения затвора. Получена экспериментальная зависимость между размером зерен и критическим давлением разрыва мембраны из Be/SiO_2 . Экспериментально определен временной интервал бомбардировки атомами аргона для достижения максимального критического давления исследуемой структуры.

Введение

Десятикратное превышение дифракционного предела рабочей длины волны литографа 193 нм приводит к увеличению стоимости процесса и оборудования [1]. Одно из решений – безмасочная рентгеновская нанолитография, которая обладает значительно большей производительностью по сравнению с проекционной литографией. Одним из ключевых элементов конструкции литографа является динамический затвор, обеспечивающий возможность сканирования поверхности. Исследованию механических свойств затвора посвящена данная работа. Затвор должен устойчиво переключаться между положениями, поглощать рентгеновское излучение и выдерживать внешнее воздействие в виде вакуумной атмосферы (избыточное давление в 1 атм)

Концепция динамического затвора

Разработана конструкция динамического затвора на основе мембраны из Be/SiO_2 (рис. 1). Устройство функционирует в двух устойчивых положениях: открытое и закрытое. В открытом состоянии (I) на мембрану воздействует вакуумная атмосфера, что приводит к беспрепятственному воздействию рентгеновского излучения на фоторезист. В результате свойства фоторезиста изменяются и осуществляется процесс формирования топологического рисунка. В закрытом состоянии (II) на мембрану воздействует избыточное давление, что приводит к изменению формы мембраны и позволяет исключить воздействие рентгеновского излучения на фоторезист.

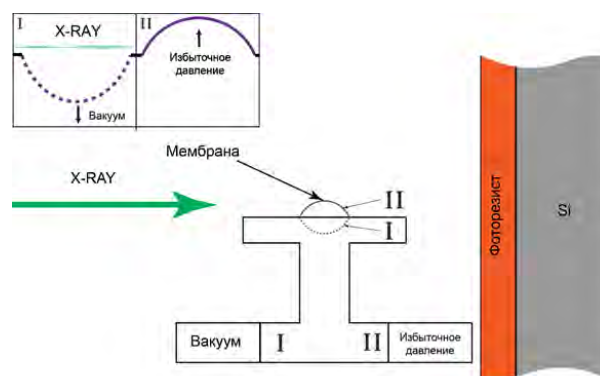


Рис. 1. Конструкция динамического затвора

Технологический маршрут изготовления динамического мембранного затвора из Be/SiO_2 аналогичен принципу, описанному в статье [2]. Посредством растрового электронного микроскопа получено изображение среза образца (рис. 2) Таким образом, на кремниевой подложке были изготовлены тонкоплёночные двухслойные мембраны: нижний слой (ближний к кремниевой подложке) – SiO_2 575 ± 25 нм, верхний слой – Be 375 ± 10 нм. Тонкоплёночный слой Be был сформирован в Институте физики микроструктур РАН. Контроль давления разрыва и измерение рельефа поверхности осуществлялось на ранее разработанном стенде [3]. Динамика работы мембранного затвора показана ниже.

Экспериментальное значение механической прочности Be/SiO_2 диаметром 250 мкм и 500 мкм было рассчитано согласно методике [3]. Коэффициент

Пуассона для материала бериллия составляет 0.032 и 0.2 для оксида кремния.

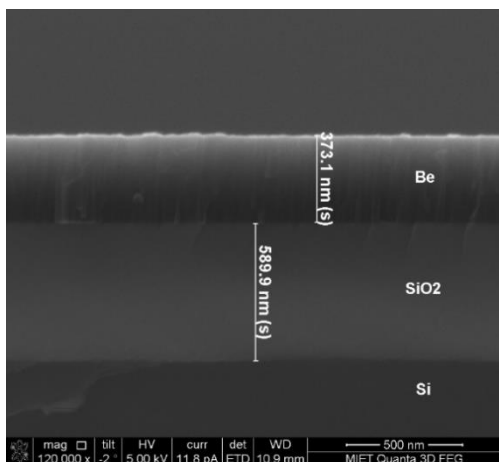


Рис. 2. Срез структуры в области тонкой плёнки.

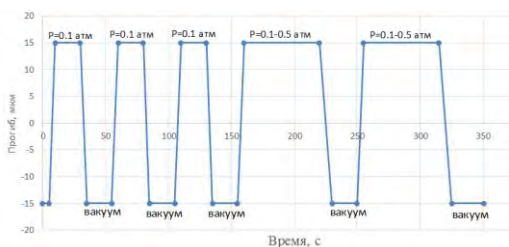


Рис. 3. Динамика работы мембранного затвора диаметром 0.5 мм

Для повышения надежности (механической прочности) было проведено исследование влияния ионной бомбардировки на свойства материала. Результаты модификации поверхности ионной пушкой показаны на рисунке 4.

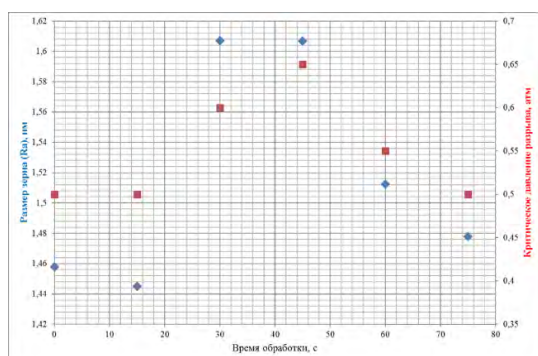


Рис. 4. Результаты модификации поверхности

Результаты и обсуждение

Пленка бериллия имеет колоновидные вертикальные зерна. Исходная механическая прочность структуры Be/SiO₂ составляет 2.6 ГПа. Максимальная механическая прочность достигается при обработке поверхности ионами аргона в течение временного интервала от 30 с до 45 с. Таким образом, значение критического давления разрыва увеличивается на 30% с 0.5 до 0.65 атм для динамического мембранного затвора диаметром 0.5 мм. Это объясняется тем, что размер зерна бериллия уменьшается, и переходит от вертикального к горизонтальному виду. Далее, при увеличении времени бомбардировки ионами аргона, значение критического давления разрыва снижается, т.к. стравливается значительная часть плёнки бериллия. Устойчивое переключение динамического мембранного затвора происходит при разных значениях избыточного давления: для диаметра 0.25 мм не менее 0.3 атм, для диаметра 0.5 мм не менее 0.1 атм. Таким образом, с уменьшением диаметра мембраны увеличивается значение избыточного давления для переключения затвора. Скорость изменения избыточного давления – постоянная. Детектирование величины прогиба мембраны ограничивается скоростью сканирования рельефа поверхности оптическим профилометром.

Работы выполнены на оборудовании ЦКП «МСТ и ЭКБ» НИУ МИЭТ при поддержке Минобрнауки РФ (Соглашение № 075-15-2021-1350 от 05 октября 2021 г. (внутренний номер 15.СИН.21.0004)).

Литература

1. Дюжев Н.А., Демин Г.Д., Пестов А.Е., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И. // Микроэлектроника-2019, с. 429.
2. Djuzhev N.A. *et al.* // Technical Physics 2020. V. 65(11). P. 1755-1759; DOI: 10.1134/S1063784220110055
3. Gusev E.E. *et al.* // EIconRus 2019, p. 1990-1994, DOI:10.1109/EIconRus.2019.8657243

Полировка поверхности массивного бериллия для применения в качестве подложек многослойных зеркал для космической астрономии ЭУФ диапазона длин волн

М.В. Зорина¹, А.Е. Пестов¹, И.Л. Струля², Н.И. Чхало¹

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

² ОАО «Композит», ул. Пионерская, д.4, Московская обл., г. Королёв, 141070.

*mzor@ipm.sci-nnov.ru

В работе описан многоступенчатый метод формирования сверхгладких подложек на основе объемного бериллия. Такие подложки предлагается использовать для многослойных EUV-зеркал космических аппаратов для исследований солнечной короны в спектральном диапазоне 17,1–58,4 нм. Описана методика химического никелирования поверхности образца. Представлены параметры процесса, обеспечивающие формирование аморфной пленки толщиной около 100 мкм. Показаны результаты механической полировки. Получена эффективная шероховатость 1,3 нм, что в два раза ниже, чем достижимая для поверхности бериллия без никеля.

Введение

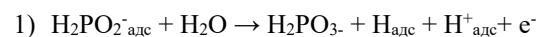
Благодаря низкой плотности, наивысшей удельной жесткости среди всех металлов и простоте механической обработки бериллий применяется в конструкциях оптико-электронных приборов. В частности, при создании зеркал для аппаратуры космического базирования [1], важной задачей для которой является - обеспечить минимальный вес полезной нагрузки. При этом наибольший эффект от этого материала достигается при разработке высокоапертурных орбитальных телескопов [2] и, наоборот, в составе научной аппаратуры малоразмерных спутников (т.н. “нано-” и “пикоспутники”, вес не более 10 кг) [3]. Однако область применения ограничена инфракрасным и видимым диапазоном длин волн, что связано, в первую очередь, с недостаточной, по сравнению со стеклами, гладкостью, достигаемой при механической полировке. В данной работе предлагается повысить качество поверхности за счет покрытия бериллия электро-химически осажденным никелем с аморфной микроструктурой, с последующей полировкой.

Методика никелирования

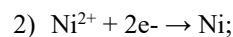
Осаждение никель-фосфорного покрытия осуществляли при температуре 90°C из растворов, следующего состава, (г/л): NiSO₄ – 20; NaH₂PO₂ – 20;

CH₃COONa – 10; CH₃COOH – 10; pH – 4,0. Покрытия осаждали на образцы диаметром 25 мм. Предварительная подготовка поверхности заключалась в травлении образцов в 20% водном растворе серной кислоты в течение 3 минут. Процесс осаждения покрытия длился в течении 5 часов. Полученный слой составил порядка 100 мкм. Процесс химического никелирования основан на восстановлении ионов никеля гипофосфитом в водных растворах.

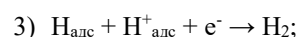
Первой стадией является реакция взаимодействия гипофосфита (NaH₂PO₂) с водой:



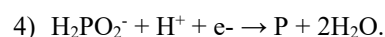
Электроны, образующиеся по реакции (1) восстанавливают ионы никеля до металла:



Адсорбированный на металле ион водорода восстанавливается освобожденным по реакции (1) электроном и ионизируется с адсорбированным атомом водорода:



Наряду с восстановлением ионов никеля и водорода протекает реакция восстановления гипофосфита до элементарного фосфора:



Экспериментальный образец представлял собой бериллиевую шайбу $\varnothing 25$ мм, покрытую пленкой Ni. Рентгенофлуоресцентное определение элементного состава покрытия проводили на спектрометре ARL 9900. Элементный состав представлен в таблице 1.

Таблица 1. Химический состав никелевого покрытия

Элемент	Ni	P	Cu	Fe	Ca	Si	Al
Массовая доля, %	87,7	11,6	0,6	0,04	0,02	0,02	0,02

После получения покрытия образцы с одной стороны механически полировались. Последовательно применялись микропорошки фракции 10/7, 5/3, 3/2 и 1/0 мкм. Образец с никелевым покрытием был разрезан на электроэрозионном станке и из полученных частей были приготовлены шлифы для металлографического анализа на микроскопе Neophot 21. На рисунках 1 и 2 представлены изображения полированной и неполированной сторон образца с никелевым покрытием.

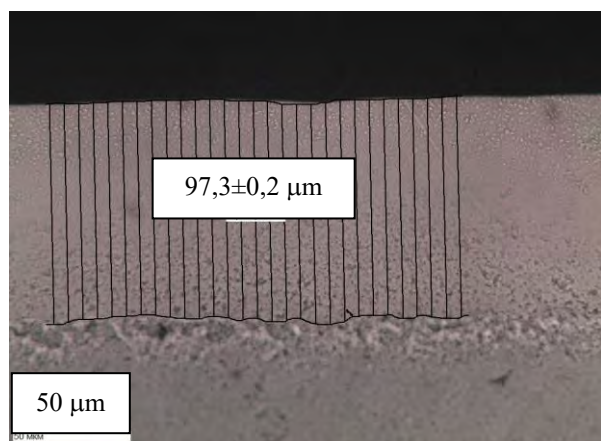


Рис. 1. Неполированное покрытие

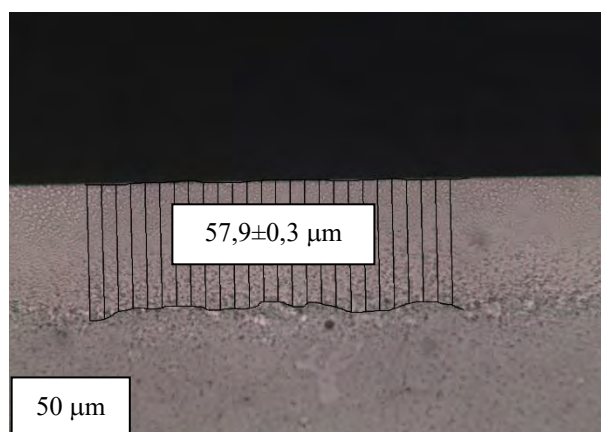


Рис. 2. Полированное покрытие

Исследования были проведены по всей длине образца (25 мм), в ходе которых в 10 точках была измерена толщина покрытия. Толщина никелевого покрытия в среднем составила $101 \pm 2,2$ (мкм). После

полировки толщина уменьшилась и составила $58 \pm 1,9$ (мкм). Покрытие по всей длине шлифа сплошное, без трещин и включений. После полировки толщина покрытия остается достаточной для сохранения защитных свойств и проведения глубокой коррекции ошибок формы ионно-пучковым травлением.

Шероховатость поверхности изучалась с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) Ntegra Prima (NT-MDT) на стенде [4] в диапазоне пространственных частот $\nu \in [2,0 \cdot 10^{-2} - 6,3 \cdot 10^1 \mu\text{m}^{-1}]$ (кадры от 2x2 до 40x40 мкм). PSD-функция шероховатости представлена на рис. 3.

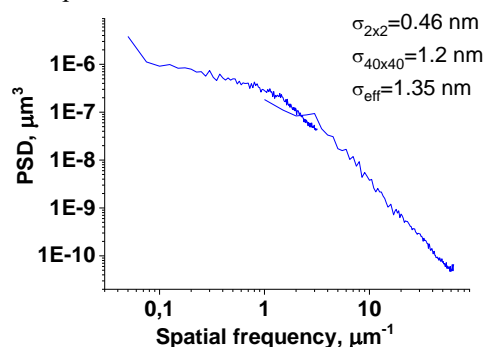


Рис. 3. PSD-функции шероховатости поверхности образца массивного Be, покрытого пленкой Ni

Выводы

Таким образом, показано, что бериллиевые подложки с электрохимически нанесенным аморфным никелем при том же технологическом процессе механической полировки обеспечивают меньшую шероховатость поверхности (эффективная шероховатость во всем диапазоне пространственных частот составила $\sigma_{\text{eff}} = 1,35$ нм, а на малом кадре почти в 2,5 раза меньше – $\sigma_{2 \times 2} = 0,46$ нм).

Работа выполнена в рамках Договора от 26.03.2021 г. № 027730201292999000218836/253-21/130/1152/0130-21 с АО «Композит».

Литература

1. Sweeney M., Warren M., Ho J. *et al.* // Proc. SPIE, 9574, 957402 (2015).
2. Easta M., Scott Knightb J., Allena L. *et al.* // Proc. SPIE, 10698, 106981N (2018).
3. Bouwmeester J., Guo J. // Acta Astronautica, 67, 854–862(2010).
4. Chkhalo N.I., Salashchenko N.N. and Zorina M.V. // Review of Scientific Instruments 86, 016102 (2015).

Образование межслоевых областей в многослойных рентгеновских зеркалах, синтезированных методом магнетронного распыления

А.В. Каратаев¹, А.У. Гайсин¹, А.В. Соломонов¹, Е. О. Филатова^{1, §}

¹ Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, д.1, Петродворец, Санкт-Петербург, 198504.

farif123@mail.ru

В настоящей работе изучены многослойные зеркала Mo/Be и Mo/Si, синтезированные методом магнетронного напыления. Проведено теоретическое рассмотрение формирования межслоевых областей с позиций обменного процесса между атомами пленки и подложки в процессе роста пленки. Установлено, что рассчитанные протяженности межслоевых границ сопоставимы с данными, полученными методом РФЭС.

Введение

Многослойные рентгеновские зеркала (МРЗ) широко применяются в оптических схемах для ЭУФ литографии, управления и монохроматизации пучков синхротронного излучения, астрономических телескопов, рентгеновских микроскопов. Величина отражения МРЗ во многом зависит от резкости границ, размытие которых приводит к существенному понижению коэффициентов отражения. Размытие в основном происходит за счет образования межслоевых шероховатостей и интердиффузии между соседними слоями, что может приводить к образованию соединений интерметаллидов. Отсюда видна важность понимания основных механизмов формирования межслоевых областей [1, 2].

Основные результаты

В данной работе рассмотрено формирование межслоевых областей в зеркалах, состоящих из пар Молибден-бериллий (кремний), предназначенных для работы с излучением на длинах волн 11.2 и 13.5 нм, соответственно.

МРЗ были изготовлены методом магнетронного напыления. Поскольку атомы мишени осаждаются с ненулевой кинетической энергией, они могут проникать в приповерхностную область подложки, что ведет к образованию межслоевой области, состоящей как из напыляемых атомов, так и атомов подложки. Предполагается, что межслоевая граница формируется как при напылении, так и при дальнейшей интердиффузии.

Образование межслоевой области можно рассматривать как процесс обмена между взаимными расположениями распыленных атомов и атомов подложки. Существует два основных механизма обмена при ионном распылении: обмен, вызванный баллистическими столкновениями атомов, и обмен, вызванный минимизацией поверхностной энергии. Обмен, обусловленный осаждением, вызывается баллистическими столкновениями между падающими атомами и поверхностными атомами и зависит от энергии напыляемых атомов, их атомной массы, энергии связи между атомами подложки, а также координационного числа и межатомного расстояния атомов подложки. Для оценки влияния эффекта обмена, вызванного баллистическими столкновениями напыляемых атомов с атомами подложки, была использована программа Stopping and Range of Ions in Matter (SRIM) [3]. Программа основана на статистических и квантово-механических расчетах столкновений между атомами мишени и налетающими ионами. Основным ограничением программы является отсутствие динамического изменения структуры при напылении.

Сопоставление величин поверхностной энергии для молибдена и бериллия/кремния (6.8 эВ/м^2 и $3.4/4.7 \text{ эВ/м}^2$, соответственно) предполагает превалирование обмена, связанного с минимизацией поверхностной энергии над обменом, вызванным баллистическими столкновениями, при напылении бериллия/кремния на молибден.

Сначала был проведен расчет кинетической энергии атомов мишени в зависимости от энергии ионов аргона и установлено, что при увеличении

энергии ионов аргона кинетическая энергия вылетевших атомов повышается. Далее рассчитывались распределения по глубине атомов мишени в подложке в зависимости от кинетической энергии налетающих атомов.

Согласно расчетам, в системе Mo/Si средняя глубина проникновения атомов кремния в молибден составляет порядка 2 Å, что сопоставимо с протяженностью одного монослоя молибдена. При напылении же молибдена на кремний, атомы молибдена глубоко проникают в объем кремния вплоть до 1 нм (рис 1).

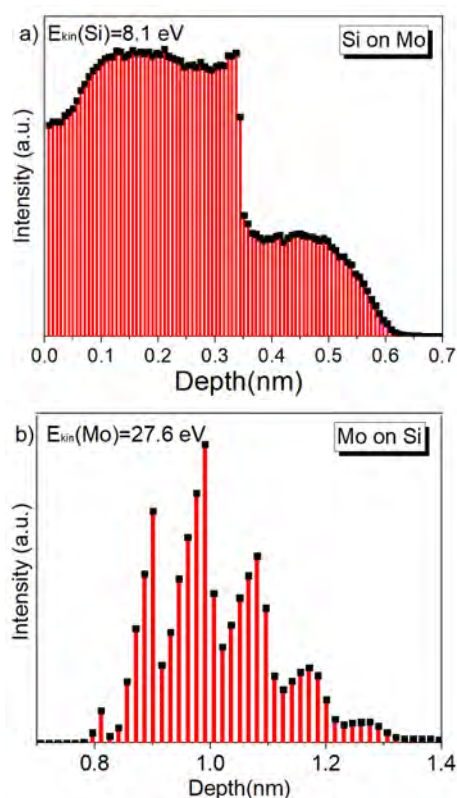


Рис. 1. Распределение по глубине атомов кремния в молибдене (а) и атомов молибдена в кремнии (б)

Анализ распределения по глубине атомов молибдена при их осаждении на бериллий показывает, что молибден, как и в случае с кремнием, проникает в Be на глубину около 1 нм. При напылении бериллия его атомы проникают в слой молибдена только в пределах одного монослоя (рис. 2).

Ранее, методом РФЭС нами было установлено [2, 4] формирование асимметричных межслоевых областей в обеих структурах, причем в системе Mo/Si асимметрия обусловлена протяженностью границ, а в системе Mo/Be также и химическим составом. Исследования, проведенные в данной работе, хорошо согласуются с результатами, полученными методом РФЭС.

Были сделаны выводы:

- Глубина образования границы раздела в двухслойной системе сравнима с глубиной проникновения атомов при синтезе и слабо зависит от энергии ионов аргона.
- При формировании межслоевой области бериллий/кремний на молибдене доминирует механизм поверхностной минимизации энергии.
- При формировании межслоевой области молибден на бериллии/кремнии доминирует механизм, вызванный баллистическим столкновением.

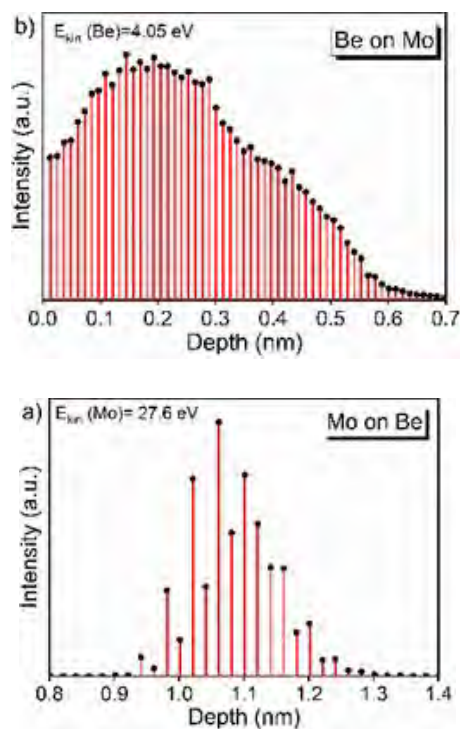


Рис. 2. Распределение по глубине атомов молибдена в бериллий (а) и атомов бериллия в молибдене (б)

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 19-72-20125.

Литература

1. Nechay A.N. *et al.* // AIP Adv. 2018. Vol. 8, № 1; Sakhonenkov *et al.* // Phys. Chem. Chem. Phys., (2019), 21, 25002-25010.
2. Kasatkov S.A. *et al.* // J. Phys. Chem. (2019)123, 42, 25747-25755.
3. Ziegler F., Biersack J.P. The Stopping and Range of Springer US. Boston, MA, 1985: pp. 93–129.
4. Filatova E.O. *et al.* // The Journal of Physical Chemistry C 2020 124 (41), 22601-22609. DOI: 10.1021/acs.jpcc.0c0724.

Расчет геометрических, электростатических и динамических характеристик торсионного микрозеркала

П.П. Ким^{1,*}, Г.Д. Демин^{1,§}, Г.И. Орешкин¹, Н.И. Дюжев¹

¹ Национальный исследовательский университет «МИЭТ», пл. Шокина, 1, Москва, Зеленоград, 124498.

*kimp@ckp-miet.ru, §gddemin@gmail.com

На основе численного моделирования нелинейной деформации микромеханических частей торсионного микрозеркала под действием электростатических сил в межэлектродном пространстве разработана теоретическая модель расчёта его оптимальных параметров. Данные результаты использованы для построения оптимизированной геометрической конструкции микрозеркала, а также расчёта его динамических характеристик при ненулевых напряжениях на управляющих электродах.

Введение

Использование МЭМС-матрицы микрозеркал представляется привлекательным для управления пространственным направлением широких оптических пучков различных спектральных диапазонов, что, в первую очередь, связано с достаточно высокой частотой переключения (кГц) углового положения матричных элементов [1]. Одним из наиболее быстрых способов переключения микрозеркала является его электростатическая деформация, однако негативный эффект «залипания», возникающий в случае соприкосновения подвижной части мембраны с поверхностью управляющих электродов, а также высокие управляющие напряжения представляют серьезную проблему на пути реализации надежно работающего и энергоэффективного оптического устройства [2]. В данном контексте конструкция микрозеркала с торсионным подвесом обеспечивает хороший динамический отклик и малую вероятность электростатического контакта мембраны с электродами [3].

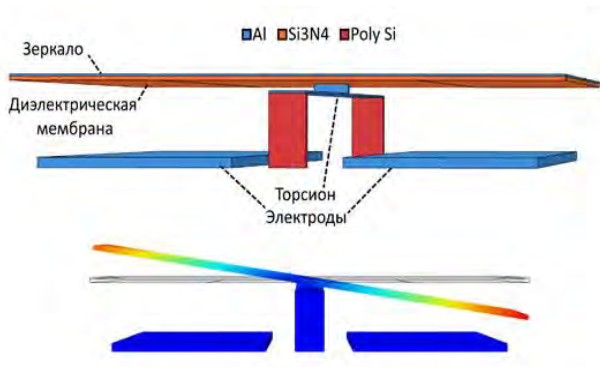


Рис. 1. Предлагаемая конструкция торсионного микрозеркала

Дополнительной проблемой, возникающей при повороте микрозеркала, является «провисание»

центральной части упругой консоли под действием электростатических сил, что нарушает стабильность управления углом поворота мембраны и приводит к искажению плоской формы ее отражающей поверхности.

Теоретическая модель

Разработанная математическая модель торсионных металлических микрозеркал на диэлектрическом основании со встроенным зарядом позволяет оптимизировать конструктивные и физические параметры зеркала с целью достижения заданных параметров по быстродействию и углу расхождения отраженного излучения. Оптимизация конструкции осуществляется на основе следующих двух критериев:

$$\begin{cases} \eta V_{\theta \leq 0} \approx \frac{3}{4} \frac{l}{Gwt^3} \frac{h_0 b}{\alpha_{\max}^4} q V_{\theta \leq 0} \rightarrow \infty \\ \frac{1}{2} \frac{q^2}{\epsilon_0} \frac{b^4}{ELt_m^3} (\beta_2 - \beta_1) \leq \Theta_{\max} \end{cases} \quad (\Phi 1)$$

Таблица 1. Параметры формулы (1)

l	Длина каждой части торсиона	66 мкм
w	Ширина торсиона	2 мкм
t	Толщина торсиона	1 мкм
h_0	Высота расположения микрозеркала	4,3 мкм
t_m	Толщина микрозеркала	3 мкм
b	Длина микрозеркала	140 мкм
L	Длина крыла микрозеркала (По-	18 мкм
α_{\max}	Максимальный угол поворота	12°
$G = \frac{E}{2(1+\nu)}$	Модуль сдвига	–

Окончание табл. 1

β_2, β_1	Расположение краев области заряда по длине крыла ($L = 1$)	0.9, 0.2
θ_{max}	Угол расхождения отраженного излучения	–
$V_{\theta \leq 0}$	Управляющее напряжение при отрицательном угле	–
E	Модуль Юнга	70 ГПа
q	Заряд	–

На основе теоретических оценок, полученных в рамках приведенной выше модели, разработана топология матрицы микрозеркал. Данная аналитическая модель построена на основе простой модели плоских конденсаторов, общепринятой для аналитических моделей торсионных микрозеркал с чисто металлическими электродами. Данная модель требует, чтобы $h_0 \ll L$. В реальных конструкциях матриц микрозеркал это, как правило, не выполняется: в нашем случае $h_0 \approx 4.3$ мкм, $L = 18$ мкм. Учет ограниченных размеров управляющих электродов не дает возможности получить такие простые и физически прозрачные приближенные результаты, как приведены в (ф1). Оценка ошибки от замены электродов конечных размеров на достаточно протяженные, в данном конкретном случае показывает, что ошибка не превышает 5%. Полученные результаты позволяют определить актуальные масштабы физических величин для численного моделирования. При этом в моделировании изначально предполагается, что отсутствует сопротивление воздуха (т.е., матрица вакуумирована) и другие механизмы диссипации энергии.

Численное моделирование

В данной работе было проведено численное моделирование динамических характеристик переключения торсионного микрозеркала, состоящего из диэлектрической мембраны прямоугольной формы состава $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$, участвующей в электростатическом притяжении за счет встроенного заряда, и расположенного на мембране слоя металла, служащего для отражения падающего светового пучка. Рассчитана временная зависимость углового положения мембраны при заданной амплитуде (3 В) напряжения, подаваемого на

управляющие электроды (рисунок 1). Плотность встроенного заряда на нижней грани микрозеркала составляет величину 0.01 мкКл/см².

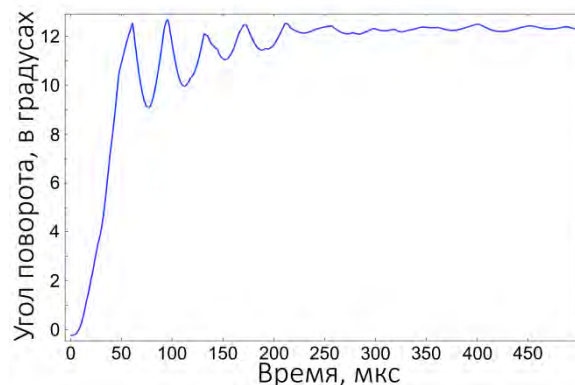


Рис. 2. Временная зависимость угла поворота микрозеркала

Как видно из рисунка, поворот зеркала стабилизируется к углу 12° , что достаточно для эффективного управления падающим пучком. Следующим этапом работ будет являться оценка собственной частоты колебаний микрозеркала на основе рассчитанных динамических зависимостей. Полученные результаты могут быть применимы для разработки оптических переключателей и высокоскоростных модуляторов на базе МЭМС-матриц микрозеркал.

Благодарности

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП «МСТ и ЭКБ» (МИЭТ) при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (№ 075-15-2021-1350, 15.СИН.21.0004) с использованием оборудования Центра коллективного пользования «Микросистемная техника и электронная компонентная база» МИЭТ.

Литература

1. Scholes S., Kara R., Pinnell J., Rodriguez-Fajardo V., Forbes A. // *Optical Engineering*, V. 59, № 4, 041202 (2019).
2. Xie H. // *Micromachines*, V. 9, № 3, P. 99 (2018).
3. Malihi S., Beni Y.T. and Golestanian H. // *Optik*, V. 128, P. 156-171 (2017).

Концепция стигматического рентгеновского спектрографа с плоским полем на основе конической дифракции

А.О. Колесников, Е.Н. Рагозин*, А.Н. Шатохин

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.

*enragozin@gmail.com

Аналитически рассчитана оптическая схема стигматического рентгеновского спектрографа с плоским полем. Схема включает фокусирующее зеркало скользящего падения и скрещенную по отношению к нему вогнутую дифракционную решетку веерного типа, установленную в схеме конической дифракции. Методом численной трассировки лучей получены спектральные изображения точечного монохроматического источника, подтверждающие высокое качество спектральных изображений. Предполагается, что использование малых скользящих углов падения в сочетании с применением многослойных отражающих покрытий позволит расширить рабочий диапазон спектрометра на область “нежного” ($\hbar\omega \sim 1.5\text{--}8$ кэВ) и жесткого ($\hbar\omega > 8$ кэВ) рентгеновского диапазонов.

Введение

Последние годы стали свидетелями появления новых источников рентгеновского излучения с уникальными свойствами (высокая импульсная яркость, высокая направленность, малые размеры), возбуждаемого фемтосекундными лазерами мультитераваттного уровня мощности (BISER [1], пучок бетатронного (синхротронного) излучения [2], и др.) Эти новые источники стимулируют развитие новых оптико-спектральных инструментов для их характеристики, манипулирования пучками мягкого, “нежного” и жесткого рентгеновского излучения (разложения в спектр и монохроматизации, фокусировки, деления пучков).

Имея в виду разработку стигматического рентгеновского спектрографа с плоским полем, мы обратились к конической дифракции в силу ее высокой энергетической эффективности [3].

Схема спектрографа

Схема спектрографа внешне напоминает схему Киркпатрика–Баеза, однако вместо второго зеркала в спектрографе используется вогнутая дифракционная решетка веерного типа, которая формирует спектральные изображения источника в плоскости, перпендикулярной к касательной центрального штриха (Рис. 1). Зеркало фокусирует пучок лучей, идущих от источника, в горизонтальном направлении, а вогнутая дифракционная решетка фокусирует пучок в вертикальном направлении и осуществляет его пространственное разложение в спектр. Как показано ниже, при надлежащем выборе параметров

схемы спектральные изображения точечного рентгеновского источника имеют размер всего несколько микрометров, что позволяет классифицировать спектрограф как стигматический.

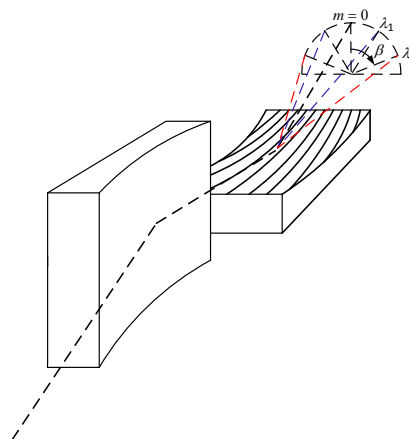


Рис. 1. Стигматический рентгеновский спектрограф с плоским полем на основе фокусирующего зеркала скользящего падения и вогнутой веерной решетки в схеме конической дифракции при падении под скользящим углом θ

Зеркало создает горизонтальный фокус пучка лучей от точечного источника на расстоянии $R\sin\theta$ позади решетки, где R – радиус как решетки, так и зеркала. Частота штрихов постоянна вдоль направления поперек штрихов и монотонно меняется вдоль направления вдоль штрихов (веерная решетка). Спектр располагается в вертикальной плоскости (Рис. 1) на окружности радиуса $R\sin^2\theta$. Исходя из принципа Ферма, были получены уравнения для, положения спектрального и вертикального фокусов, а также условие на «веерность» решетки. «Угловая» дисперсия задается выражением $d\beta/d\lambda = mp/(\cos\beta\sin\theta)$,

а линейная дисперсия – $ds/d\lambda = Rm\sin\theta/\cos\beta$, где s – расстояние по дуге окружности радиуса $R\sin^2\theta$.

Выбор угла скольжения θ определяется компромиссом между требованием достаточно сильной линейной дисперсии при приемлемых габаритах прибора и необходимостью получить достаточно высокий коэффициент отражения в выбранном спектральном диапазоне. В данном примере мы примем $\theta \cong 1.5^\circ$ и $R = 80$ м; длина прибора около 4 м. Для решетки с $p = 2400$ мм⁻¹ и излучения с длиной волны 10 Å в первом порядке дифракции обратная линейная дисперсия равна 1.99 Å/мм. Для ПЗС-детектора с ячейкой 13 мкм, это дает $2.58 \cdot 10^{-2}$ Å/пиксель. Предельная практическая разрешающая способность на данной длине волны, ограниченная пространственным разрешением детектора и численно равная произведению обратной линейной дисперсии и удвоенного размера ячейки, составляет около 200. Разрешающая способность быстро увеличивается с длиной волны. Максимальная длина волны, которая может быть зарегистрирована, $\lambda_{\max} = \sin\theta/mr \approx 109$ Å. При приближении к λ_{\max} обратная линейная дисперсия стремится к нулю, а разрешающая способность стремится к бесконечности. Так, уже на длине волны 50 Å обратная линейная дисперсия $d\lambda/ds = 1.77$ Å/мм, а на одну ячейку ПЗС-детектора придется 2.30 Å/пиксель, что даст разрешающую способность около 1090. Теоретическая разрешающая способность в несколько раз выше.

При выбранной геометрии и $p = 2400$ мм⁻¹, требуемая «веерность» решетки такова, что точка схождения штрихов (фокус веера) находится на расстоянии 2000 мм от центра решетки.

На Рис. 2 представлены спектральные изображения точечного монохроматического источника в нулевом порядке и с $m\lambda = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7$ и 8 Å, полученные методом численной трассировки лучей в схеме спектрографа с приведенными выше параметрами. Изображение точечного источника полностью укладывается в ячейку размером 1×4 мкм.

Наилучшие материалы для рентгеновских однослойных отражающих покрытий (Os, Au, Pt и т.п.) при $\theta = 1.5^\circ$ обеспечивают условно приемлемый коэффициент отражения более 60% лишь для длин волн свыше 6.5–7.0 Å (Рис. 3). На длине волны 4 Å золотое покрытие толщиной 30 нм обеспечивает коэффициент отражения лишь около 11%, а такое же покрытие из Os – около 20%, что едва ли приемлемо ввиду двукратного отражения, если только речь не

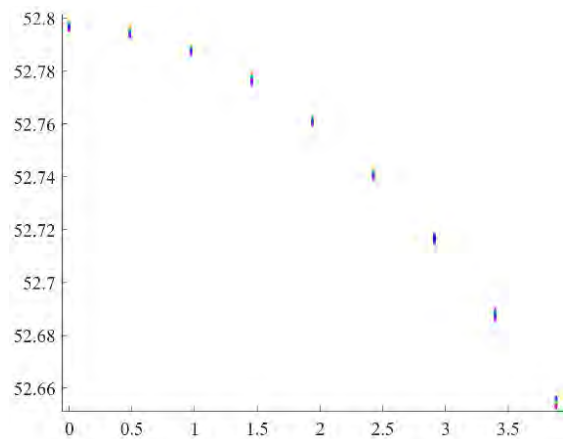


Рис. 2. Спектральные изображения точечного монохроматического источника с $m\lambda = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7$ и 8 Å

идет об источнике направленного излучения или высокой яркости. Периодические многослойные зеркала (Cr/C, Os/C и др.) обеспечивают высокий коэффициент отражения в максимуме, однако контур отражения узок: $\delta\lambda_{1/2} \sim 1/8 - 1/20$ (Рис. 3). Расширение рабочего диапазона в область 1–5 Å может быть достигнуто за счет покрытий с периодом, меняющимся поперек направления штрихов, и аналогичного градиентного покрытия на зеркале. При фиксированном положении решетки и зеркала прибор будет относительно узкополосным в коротковолновой части диапазона. Перестройка длины волны достигается за счет поворота решетки вокруг оси «веера» и соответствующего смещения зеркала.

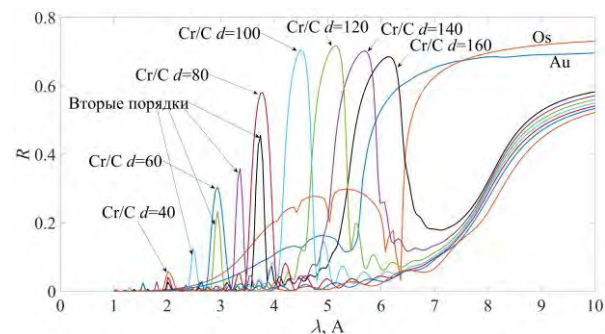


Рис. 3. Коэффициенты отражения покрытий из Au и Os, а также зеркал Cr/C с периодами 16, 14, 12, 10, 8, 6 и 4 нм при $\theta = 1.5^\circ$. Переходные слои (Cr-на-C: 6 Å; C-на-Cr: 3 Å). Число периодов 12, $d_{Cr} = 0.4(d_{Cr} + d_C)$

Литература

1. Pirozhkov A.S. *et al.* // Sci. Rep. 7, 17968 (2017).
2. Fourmaux S., Kieffer J.C., Hallin E. // Proc. SPIE, 11036, 110360D (2019).
3. Goray L., Jark W., Eichert D. // J. Synchrotron Rad. 25, 1683 (2018).

Солнечный телескоп МР диапазона для наноспутника на основе камеры-обскуры

С.В. Кузин^{1,2*}, А.С. Кириченко², А.А. Перцов², С.А. Богачев², Н.Ф. Ерхова²

¹ Институт солнечно-земной физики СО РАН, ул. Лермонтова, 126А, Иркутск, Иркутская обл., 664033

² Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 52, Москва, 119991

kuzin@iszf.irk.ru

Мы представляем проект солнечного телескопа мягкого рентгеновского (МР) диапазона на основе камеры-обскуры. Инструмент предназначен для мониторинга вспышечной активности и позволяет получать изображения солнечного диска с угловым разрешением 40 угл. секунд, а также строить временные профили вспышек и определять спектральный состав излучения. Конструкция телескопа включает выносную диафрагму диаметром 0.2 мм, тонкопленочный майларовый фильтр и детектор изображения на основе CMOS-матрицы с обратной засветкой. Прибор предназначен для установки на космическом аппарате формата Кубсат размером 6U. Размер прибора составляет 0.5U с раскладываемой фермой диафрагмы размером 20 см в сложенном состоянии и 50 см в раскрытом.

Введение

В настоящее время стремительно растет интерес к проведению научных и прикладных исследований на космических аппаратах типа кубсат с массой несколько килограмм. Такие платформы имеют характерную составную конструкцию, которая образуется из простейших юнитов 1U с размером примерно 10×10×10 см. Этот формат был предложен более 20 лет назад и с тех пор не претерпел существенных изменений [1]. Размеры спутников при этом растут. Если вначале в основном запускались кубсаты форматом 1U, то уже в 2020 году в запусках преобладали наноспутники форматом 3U и более. Одновременно происходит коммерциализация рынка кубсатов и их узлов, что позволяет собирать спутники из серийно производимых компонент под конкретные потребности научных и прикладных экспериментов. Широкое распространение в последние 2-3 года получили кубсаты формата 6U, которые позволяют размещать сравнительно габаритную научную аппаратуру (30×10×10 см и более), а также обычно оснащены более точной системой ориентации и стабилизации, а кроме того позволяют передавать на Землю существенные объемы научной информации.

Интерес к кубсатам вызван также высокой стоимостью и долгими сроками подготовки экспериментов на больших космических аппаратах. Особенно это актуально для изучения и мониторинга солнечной активности. Несмотря на огромный научный и прикладной интерес к результатам наблюдения Солнца, количество новых космических солнечных observa-

торий очень мало. По этой причине есть существенный интерес к разработкам малоразмерных научных инструментов, способных работать на наноспутниках и кубсатах. В данной работе мы представляем проект солнечного телескопа мягкого рентгеновского диапазона на основе камеры-обскуры, который адаптирован для работы на кубсате.

Применение рентгеновской камеры-обскуры в солнечной астрономии

Вопросы постановки экспериментов с области физики Солнца на кубсатах активно исследуются. В частности, в последние годы проведены эксперименты по фотометрии рентгеновского солнечного излучения [2] и его спектральному составу. Разрабатываются также проекты телескопов ВУФ диапазона [3].

Одним из актуальных направлений исследований короны Солнца является получение изображений и спектров в мягкой рентгеновской (МР) области спектра – 1-10 КэВ. Линии ионов плазмы в этом диапазоне возбуждаются при температурах в несколько миллионов градусов, что соответствует вспышечным процессам. До настоящего времени для регистрации солнечных изображений в МР диапазоне применялись телескопы скользящего падения или изображающие спектрометры на основе брэгговских кристаллических зеркал. Оба типа инструментов имеют значительные размеры в силу особенностей оптической системы. Поскольку на аппаратуру, разрабатываемую для наноспутников, накладываются серьезные ограничения по весу, габаритам,

энергопотреблению и информативности, то традиционные оптические системы использованы быть не могут. Для получения изображений в МР диапазоне на наноспутниках мы предлагаем использовать камеру-обскуру, которая представляет собой небольшую диафрагму в непрозрачном экране. Исторически, первые изображения Солнца в рентгеновском диапазоне были получены именно с помощью камеры-обскуры в американских и советских экспериментах начала 60-х годов прошлого века. Затем, с развитием рентгеновской оптики, которая позволила получать изображения с более высоким временным и пространственным разрешением, этот подход был забыт на более чем 50 лет. В последние годы, однако, вновь стали появляться проекты по использованию камеры-обскуры для наблюдения Солнца, хотя и не приспособленные для кубсатов [4]. Это связано с развитием двухкоординатных кремниевых детекторов, которые позволяют резко увеличить информативность инструмента и получать, помимо пространственного, спектральное разрешение.

Краткое описание аппаратуры

Ниже дано краткое описание аппаратуры, демонстрирующее принципиальную возможность реализации эксперимента. Изображение формируется в плоскости двухкоординатного кремниевого детектора после прохождения излучения через узкое отверстие в непрозрачной диафрагме из вольфрама толщиной 0.4 мм. Для фильтрации оптического излучения на диафрагме будет установлен тонкопленочный фильтр из алюминированного майлара толщиной 10 мкм.

Регистрация изображения будет проводиться с помощью двухкоординатного кремниевого детектора. При малых потоках излучения (в отсутствие мощных вспышек и при малом времени экспозиции) возможно выделение единичных фотонных событий на матрице и построение соответствующего спектра.

Пространственное разрешение прибора определяется соотношением диаметра входного отверстия и расстояния между диафрагмой и приемником излучения. При выбранных параметрах (диаметр 0.2 мм и расстояние 500 мм) разрешение составляет около 40".

В телескопе будет использован приемник изображения на основе CMOS матрицы с обратной засветкой типа Gpixel GSENSE2020BSI форматом 2048x2048 активных пикселей. Размер пикселя 6.5x6.5 мкм.

Динамический диапазон составляет 67.5 dB. Амплитудное разрешение при регистрации отдельных фотонов в диапазоне 1 кэВ – 60 эВ.

Приемник имеет два режима работы: режим регистрации изображения и режим счета отдельных фотонов. В режиме счета фотонов возможен амплитудный (спектральный) анализ энергии фотона. В режиме регистрации изображений производится биннинг (объединение) пикселей в квадрате от 2x2 до 16x16. Соответственно, эффективный размер элемента изображения составляет 13x13 до 124x124 мкм. Для передачи в канал сброса информации реализовано программное сжатие на основе дискретного вейвлет преобразования с последующим арифметическим кодированием. Коэффициент сжатия информации достигает 1:100, что позволяет получать полноценные изображения Солнца размером не более 10 кбайт.

Мощность потребления приемника ожидается не более 1.5 Вт в активном и не более 0.5 Вт в режиме ожидания. Интерфейс связи с бортовыми системами спутника будет осуществляться по интерфейсам RS485 или CAN.

Характеристики инструмента указаны в таблице 1.

Таблица 1. Характеристики рентгеновской камеры обскуры

Параметр	
Энергетический диапазон, КэВ	1–20
Энергетическое разрешение, эВ	60–150
Угловое разрешение, угл.сек.	40
Размер изображения, ячейки	700x700
Объем изображения, Кбайт	10
Время экспозиции при получении изображения, сек	10–100
Минимальное время экспозиции в режиме спектроскопии, сек.	0.1

На рисунке 1 представлено модельное изображение Солнца в МР диапазоне в том виде, в котором его бы зарегистрировала разрабатываемая камера-обскура. В целом, пространственное разрешение камеры-обскуры хуже, чем у приборов с более сложными оптическими схемами, что, однако, не критично, так как изучение структуры источников излучения не входит в список приоритетных задач прибора. Также, можно заметить, что изображение по данным камеры-обскуры перевернуто относительно оригинала, что является особенностью принципа построения самого изображения.

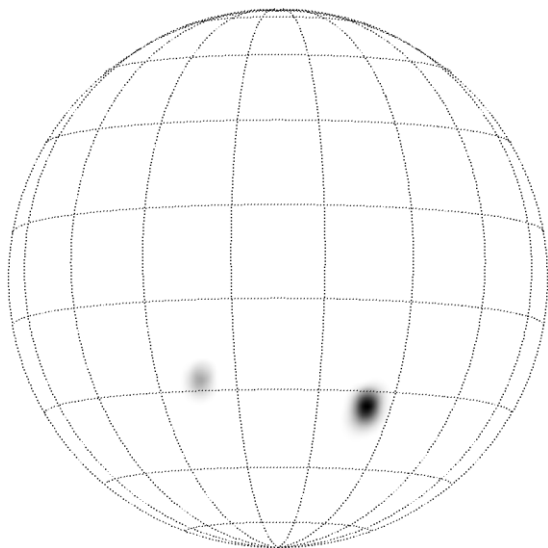


Рис. 1. Модельное изображение Солнца по данным рентгеновской камеры-обскуры

Литература

1. CDS. CubeSat Design Specification (2015). Rev. 13. California Polytechnic State University, MinXSS
2. Dyatkov S.Y., Pertsov A.A., Erkhova *et. al.* (2021) Monitoring of the solar activity with X-ray spectrometer onboard of the Yarilo CubeSat. In AIP Conference Proceedings (Vol. 2318, No. 1, p. 140005). AIP Publishing LLC
3. Кузин, С.В., Богачев, С.А., Ерхова *и др.* (2021). Солнечный телескоп вакуумного ультрафиолетового диапазона для наноспутников // Журнал технической физики, 91(10), 1441-1447
4. Kirichenko A., Kuzin S., Shestov S., *et. al.* (2021) KORTES Mission for Solar Activity Monitoring Onboard International Space Station // *Frontiers in Astronomy and Space Sciences* (2021) 8, 646895.

Термические испытания пленочных фильтров ЭУФ излучения, предназначенных для комплектации орбитальных солнечных телескопов

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.

*lopatin@ipm.sci-nnovl.ru

В работе тестировались прототипы блокирующих видимое излучение тонкопленочных металлических фильтров. Фильтры предназначены для комплектации работающих на близких солнечных орбитах - в условиях высоких тепловых нагрузок - телескопов ЭУФ диапазона. Образцы представляли собой натянутые металлические пленки субмикронной толщины, приклеенные эпоксидным клеем к теплопроводящим медным сеткам с различным шагом ячейки, а также к круглой водоохлаждаемой оправе с диаметром отверстия 25 мм. Температуры нагревателя и оправы контролировались контактными датчиками, а распределение температуры по образцу - ИК пирометром. Обсуждаются особенности методики пирометрических измерений, приводятся результаты оценок и расчетов температуры нагрева пленок для образцов с различным шагом ячейки сетки.

Введение

В оптических приборах космического базирования, используемых для регистрации изображений Солнца в экстремальном ультрафиолетовом (ЭУФ) диапазоне длин волн, критически важным элементом является входной фильтр на основе тонкой металлической пленки, эффективно блокирующей видимое и пропускающей ЭУФ излучение. В процессе эксплуатации фильтр должен выдержать без повреждения как механические, так и тепловые нагрузки; последние могут быть весьма высоки при наблюдениях с близких солнечных орбит. Целью данной работы являлось проведение испытаний конструктивно схожих с используемыми в реальных телескопах образцов фильтров в условиях достаточно высоких тепловых нагрузок, создаваемых излучением близко расположенного нагревателя.

Испытательный стенд

Испытания проводились в вакуумной камере, на одной из фланцевых заглушек которой монтировался электронагреватель с термопарным датчиком, а еще одна заглушка использовалась для установки водоохлаждаемой консоли с закрепленным на конце образцом пленочного фильтра. Круглый образец (рис. 1) с внутренним диаметром 25 мм мог быть свободновисящим по всей апертуре либо приклеенным к медной сетке с шагом ячеек 3 мм или 6 мм. Образцы на сетках были выполнены из Al

пленки толщиной 150 нм. Детали крепления фильтра к водоохлаждаемой консоли (опорное кольцо, прижимное кольцо) оснащались термисторными датчиками. Конструкция рассчитывалась таким образом, чтобы при установке фильтра в вакуумную камеру расстояние от пленки до поверхности нагревателя составляло 3–5 мм.

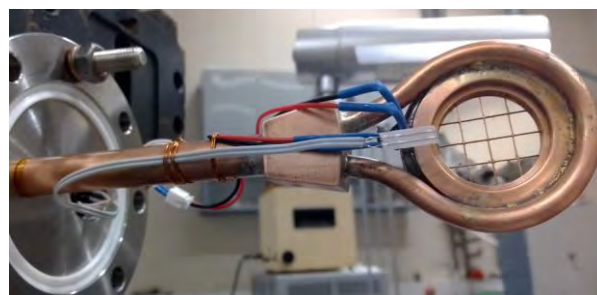


Рис. 1. Фотография монтажного узла с установленным образцом фильтра на сетке с шагом ячейки 6 мм

Температура пленки измерялась с помощью ИК пирометра диапазона 2 – 5 мкм через прозрачное на данном участке спектра окно.

Результаты и обсуждение

На рисунке 2 приведен пример распределения температуры по диаметру Al образца без сетки. Температура поверхности нагревателя составляла 490°C, а температура припаянного к петле охлаждения медного опорного кольца, к которому прижимался образец, – 57°C.

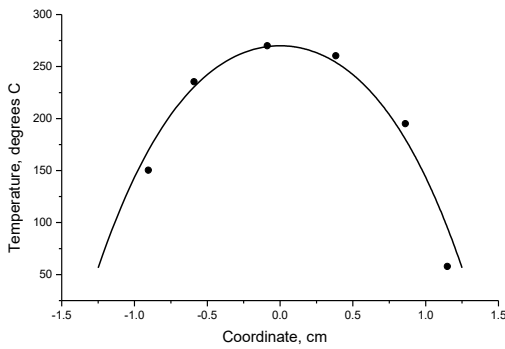


Рис. 1. Экспериментальное (точки) и расчетное (линия) распределение температуры по диаметру образца со свободновисящей Al пленкой

Расчетная зависимость построена с использованием применяемой нами ранее модели [1, 2], в которой учитывается теплопередача по пленке и радиационное охлаждение. Единственным нюансом является введение эффективной излучательной способности, что необходимо для учета многократных переотражений ИК излучения в системе «образец - нагреватель»:

$$\zeta = \frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_h}{1 - (1 - \varepsilon) \cdot (1 - \varepsilon_h)} \quad (\phi 1)$$

(ε – излучательная способность пленки, ε_h – поверхность печи).

Особенность пирометрических измерений при изучении образцов на сетках заключается в том, что из-за низкой излучательной способности алюминия и наличия значительного количества паразитного ИК излучения, рассеиваемого в апертуру пирометра в обход образца, измеряемые температуры получаются сильно завышенными и требуются дополнительные конструктивные меры для проведения корректных экспериментов.

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

Литература

1. Лопатин А.Я., Лучин В.И., Салащенко Н.Н. *и др.* // Труды XXI симпозиума «Нанопфизика. и наноэлектроника», Т. 1, С. 408 (2017).
2. Зуев С.Ю., Клюенков Е.Б., Лопатин А.Я. *и др.* // Труды XXII симпозиума «Нанопфизика. и наноэлектроника», Т. 1, С. 438 (2018).

Зеркальный ЭУФ-микроскоп на 13.9нм. Демонстрация разрешения и z-томографии

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@ipmras.ru

Собран, отлажен и запущен в работу ЭУФ-микроскоп на 13.9нм с увеличением 46 крат, полем зрения $290 \times 290 \text{ мкм}^2$ и латеральным разрешением 140нм. Микроскоп состоит из: лазерно-плазменного источника, в котором излучение ЭУФ-лазера с длительностью импульса 5 нс и мощностью 4Вт, попадает в газовую мишень Ag импульсного газового сопла, синхронизированного с выстрелами лазера. Яркость линии 13.9 нм составила $3 \cdot 10^{12}$ фотон/(импульс*4Пи стерадиан) при давлении газа 3 атм. Излучение получившейся плазмы, светящее в широком диапазоне длин волн, отражается от многослойного Mo/Si зеркала-коллектора эллиптической формы и собирается на образце. Образец установлен на 5D механическом столике и на пьезокерамической подвижке с возможностью z-скана в диапазоне 0-30 мкм с шагом до 10 нм. Для отсеивания фонового сигнала используется свободновисящий Zr/Si-фильтр. Время накопления сигнала для каждого кадра составило от 1 до 10 с в зависимости от пропускания и толщины образцов. Впервые в мире на таком типе микроскопа благодаря высокоапертурной оптике и короткой глубине фокуса реализована z-томография образцов и получены трёхмерные изображения.

Введение

ЭУФ-микроскопия на длине волны около 13 нм применяется для диагностики масок для нанолитографии и биологических задач: изучения высушенных срезов мозга [1], водорослей и клеток соединительной ткани [2] с разрешением $\approx 100\text{--}300$ нм. Мы рассматриваем создание ЭУФ-микроскопа как первый этап на пути создания микроскопа на «окно прозрачности воды» ($\lambda = 2.3\text{--}4.4$ нм) для изучения клеток с возможностью z-томографии.

Изображения, полученные на ЭУФ-микроскопе

Впервые на ЭУФ-микроскопе нами реализована z-томография образцов и получены трёхмерные изображения. Томография происходит за счёт сдвига образца на пьезокерамике вдоль оптической оси. По серии изображений решается обратная деконволюционная задача в пакете ImageJ.DeconvolutionLab2 различными итерационными методами с учётом функции рассеяния точки, сгенерированной по экспериментально измеренным aberrациям. Получены изображения среза стебля ландыша (конваллярии), эритроцитов, гранул полировальной суспензии CeO_2 и клеток в срезе мозга мыши. После реконструкции изображения с учётом функции рассеяния точки было получено 3D изображение конваллярии и гранул CeO_2 (Рис. 1 и 2).

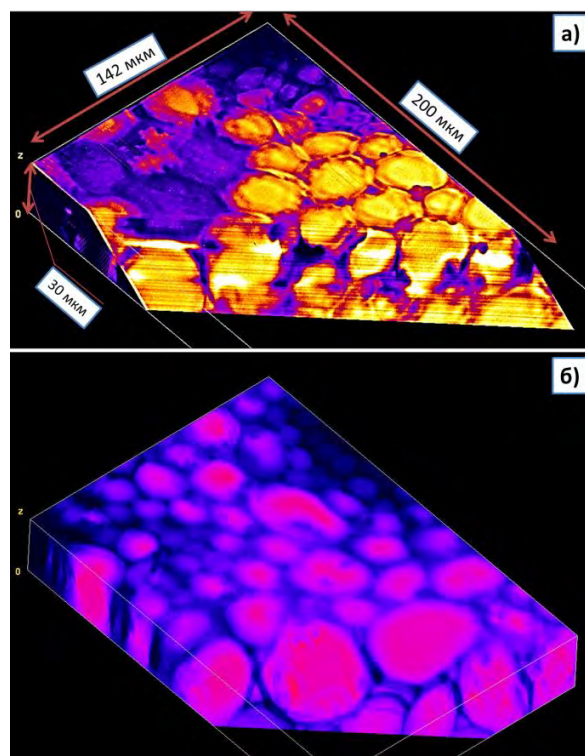


Рис. 1. 3D-изображения конваллярии на 13.9нм (а) и на видимом свете в конфокальном микроскопе Zeiss (б)

Из сравнения Рис. 1а и 1б видно, что на 13.9 нм разрешение лучше, но есть артефакты, вызванные приближенным решением обратной задачи: без учёта тени от конструкции лазерно-плазменного источника и без логарифмирования до деконволюции. В докладе всё это будет учтено, а также

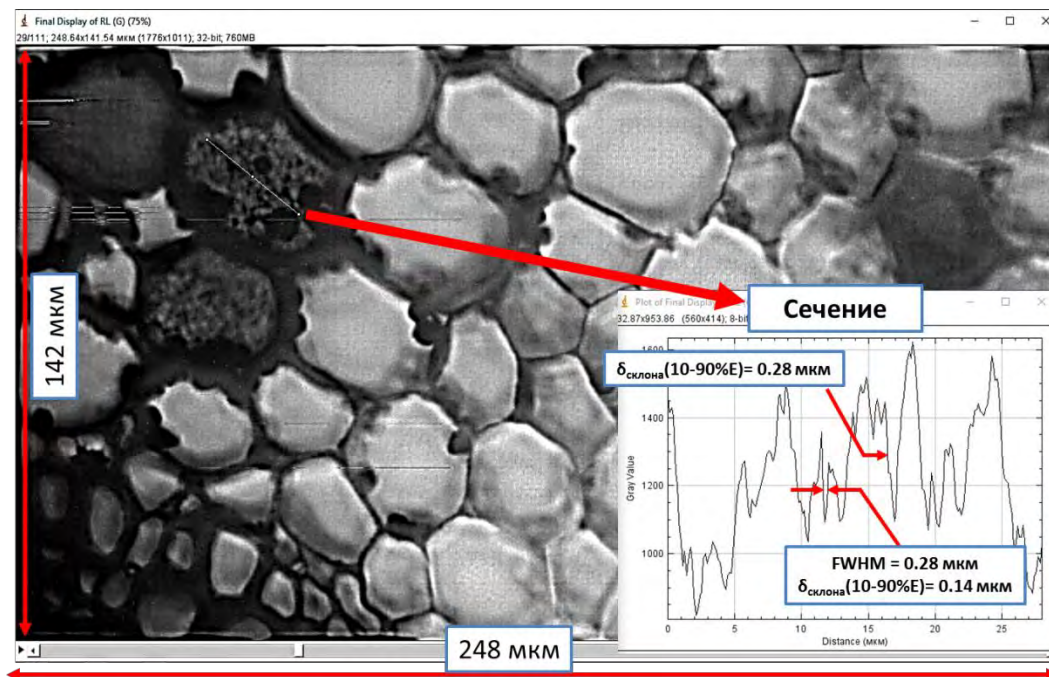


Рис. 2. Изображение одного из z-сечений конваллярии на 13.9 нм

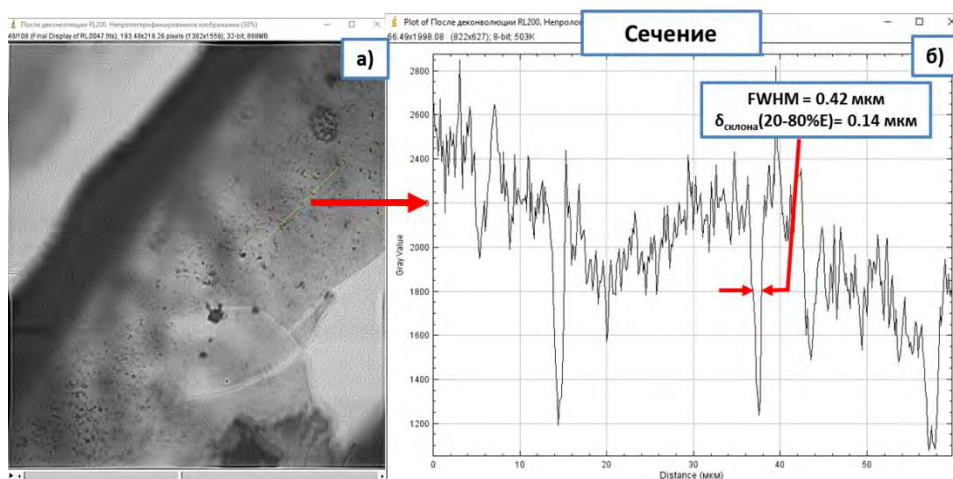


Рис. 3. Изображение одного из z-сечений SeO₂ гранул на полистироловой плёнке на 13.9 нм

найден аксиальное разрешение. Также на вертикальном разрезе видны горизонтальные линии, это связано нестабильностью ПЗС-детектора и будет убрано с помощью нормировки на среднюю интенсивность изображений z-стека. Латеральное разрешение составило $1 \text{ pix} = 140 \text{ нм}$ (Рис. 2 и 3), что стало возможным благодаря aberrациям объектива, скорректированным до уровня СКО = 2.4 нм. Коррекция производилась методом ионно-пучкового травления, а измерение aberrаций – на интерферометре с дифракционной волной сравнения, полностью разработанными в ИФМ РАН. Таким образом, создан зеркальный ЭУФ-микроскоп с z-томографией и метод реконструкции 3D изображения в абсорбцион-

ном контрасте, с большой числовой апертурой пучка $NA = 0.27$ и с учётом остаточных aberrаций объектива.

Работа поддержана ИЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2020-906 и грантом РФФИ № 20-02-00364.

Литература

1. Ejima T. *et al.* // Opt.Express V. 18(7), P.7203 (2010).
2. Torrisi. A. *et al.* // Appl. Sci., V. 10, P. 8338 (2020).

Оптимизация технологии изготовления дифракционных Si-решеток треугольного профиля для ЭУФ и МР излучения

Д.В. Мохов^{1,*}, Т.Н. Березовская¹, К.Ю. Шубина¹, Е.В. Пирогов¹, А.В. Нащекин², В.А. Шаров^{1,2}, Л.И. Горай^{1,3}

¹ Академический университет им. Ж.И. Алфеева, 194021, Санкт-Петербург, Россия.

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Россия.

³ Институт аналитического приборостроения РАН, 190103, Санкт-Петербург, Россия.

* dm_mokhov@rambler.ru

Жидкостное анизотропное травление вицинальных пластин монокристаллического кремния (111) позволяет получать высокоэффективные дифракционные решетки с блеском для экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) и мягкого рентгеновского (МР) излучения. Нами усовершенствована технология изготовления Si-решеток треугольного профиля, как среднечастотных (период 2 и 4 мкм), так и высокочастотных (период 400 нм), в части сглаживания профиля и полирования поверхности.

Введение

После анизотропного травления канавок в КОН, предложенного в [1], мы обрабатывали Si-решетку в сглаживающем травителе для удаления Si-выступов, а затем в полирующем травителе для уменьшения шероховатости поверхности. Сейчас поставили задачу подобрать травитель, который сглаживает профиль и полирует поверхность в одном процессе. С помощью растровой электронной и атомно-силовой микроскопий (РЭМ и АСМ) исследовали изменение профиля Si-решетки и шероховатости после травления в КОН и после обработки в полирующих-сглаживающих травителях.

Формирование защитной маски

Для изготовления среднечастотной Si-решетки треугольного профиля мы получали Cr-маску путем жидкостного травления хрома в цериевом травителе через маску фоторезиста [2]. При изготовлении высокочастотных решеток (период 100 – 500 нм) метод жидкостного химического травления для формирования Cr-маски неприменим, поскольку ширина защитных Cr-полосок очень мала (40 – 200 нм). Для формирования Cr-маски мы применили «взрыв металлизации», который пригоден для решеток периода от ~0.1 до 10 мкм. При травлении в КОН происходит боковое подтравливание кремния под Cr-маской, уменьшающее ширину области сцепления Cr-полос с кремнием (рис. 1). Чем больше глубина травления, тем больше боковое подтравливание под Cr-маску.

Ширина Cr-полос должна быть достаточной, чтобы была обеспечена защита при травлении в КОН и Cr-маска не отваливалась, но и не слишком большой, чтобы Si-выступы не были слишком широкими, т.к. для их удаления потребуется более длительное травление при сглаживании профиля.

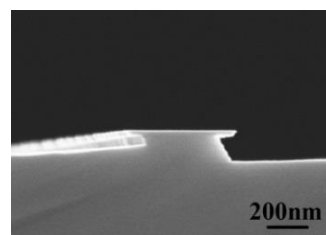


Рис. 1. РЭМ-изображение Cr-маски после анизотропного травления в КОН.

Травление в КОН

Технология, отработанная для образцов малого размера $\sim 10 \times 15 \text{ мм}^2$ [2], была применена для больших образцов (целая Si-пластина $\varnothing 76.2 \text{ мм}$ или ее $\frac{1}{2}$ часть). На больших образцах после анизотропного травления канавок в КОН наблюдалось увеличение среднеквадратичного отклонения (СКО) шероховатости поверхности, в основном среднечастотной, проявляющейся как волнистость (рис. 2). СКО шероховатости поверхности составило 1.2 – 1.5 нм (в поле $1 \times 1 \text{ мкм}^2$) и 3.0 – 5.5 нм ($20 \times 20 \text{ мкм}^2$), что неприемлемо для рентгеновской дифракционной решетки.

После травления канавок в КОН и удаления Cr-маски Si-решетку помещали в сглаживающий трави-

тель для удаления Si-выступов, а затем в полирующий травитель.

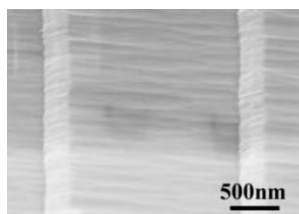


Рис. 2. РЭМ-изображение Si-решетки после удаления Si-выступов

На основе результатов экспериментов по полированию поверхности в предыдущем исследовании был выбран полирующий травитель ТМАН [3]. СКО шероховатости (R_q) поверхности Si-решетки после полирования в ТМАН составляет $\sim 0.25 - 0.34$ нм (1×1 мкм²), что удовлетворительно для нанесения подходящего отражающего покрытия на Si-решетку, работающую в ЭУФ–МР диапазонах. Приемлемой для применений в ЭУФ считается СКО шероховатости поверхности решетки $\sim 0.4 - 1$ нм, а для применений в мягком рентгеновском (МР) диапазоне $\sim 0.3 - 0.4$ нм [1,4].

В качестве оптимального технологического решения предпочтительно подобрать такой травитель, обработка в котором позволит выполнить в одном процессе одновременно и удаление Si-выступов, и полирование поверхности (удаление волнистости).

Эксперимент

После травления канавок в КОН и удаления Ст-маски из одной Si-решетки были вырезаны несколько образцов для обработки: в травителе №1 без добавки и с добавкой поверхностно-активного вещества (ПАВ) (рис. 3); в травителе №2 в 1 шаг и в 2 шага (рис. 4). При обработке одинаковой длительности: в травителе №1 без ПАВ Si-выступы

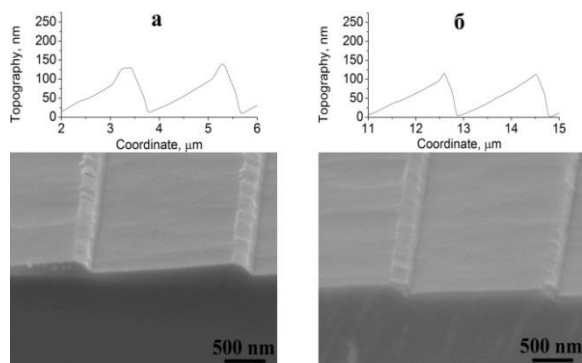


Рис. 3. АСМ-профили и РЭМ-изображения после обработки в травителе № 1: а) без ПАВ; б) с ПАВ

удалены не полностью, $R_q=0.58$ нм (рис. 3а); в травителе №1 с ПАВ Si-выступы удалены, профиль сглажен, $R_q=0.46$ нм (рис. 3б).

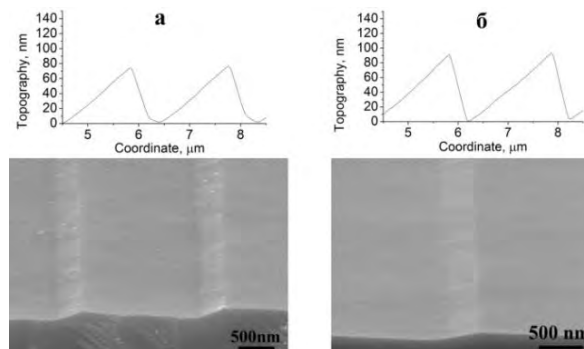


Рис. 4. АСМ-профили и РЭМ-изображения после обработки в травителе № 2: а) за 1 шаг; б) за 2 шага

Наличие ПАВ в растворе способствует увеличению скорости травления кремния, а также снижению СКО шероховатости поверхности.

На рисунке 4 видно, что после обработки в травителе № 2, выполненной при одинаковой длительности в 1 шаг и в 2 шага, Si-выступы полностью удалены. При этом СКО шероховатости значительно уменьшилось до 0.24 нм и 0.21 нм (1×1 мкм²).

Заключение

Таким образом, поставленная задача – выполнить одновременно сглаживающее и полирующее травление в одном процессе – успешно реализована для различных частот изготавливаемых МР–ЭУФ решеток (периоды 0.4, 2 и 4 мкм). При этом, получены сглаженный треугольный профиль без Si-выступов и ровная, чистая, гладкая поверхность с приемлемой шероховатостью: СКО шероховатости варьируется от 0.21 до 0.58 нм (1×1 мкм²).

Литература

1. Franke A.E., Schattenburg M.L., Gullikson E.M. *et al.* // J. Vac. Sci. Technol. B, V. 15, 2940 (1997).
2. Горай Л.И., Березовская Т.Н., Мохов Д.В. *и др.* // ЖТФ, Т. 91, №10, 1538 (2021).
3. Мохов Д.В., Березовская Т.Н., Пирогов Е.В. *и др.* // Тезисы докл. конф. КЭЛТ - 2021, 291 (2021).
4. Voronov D.L., Anderson E.H., Cambie R. *et al.* // OE, V. 19, N 7, 6320 (2011).

Рентгеноспектральные исследования танталатов висмута-магния и висмута-цинка, допированных атомами 3d-металлов

С.В. Некипелов^{1, 2, *}, Н.А. Жук², К.А. Бакина^{1, 2}, С.Ю. Коваленко², О.В. Петрова¹, Д.В. Сивков^{1, 3}, Р.Н.Скандаков¹, В.Н. Сивков¹

¹ Физико-математический институт, ФИЦ Коми научный центр УрО РАН, ул. Оплеснина, 4, Сыктывкар, 167928

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 твердые растворы танталатов висмута-магния и танталатов висмута-цинка, допированных атомами 3d-металлов. На основании спектральных исследований было показано, что атомы висмута, магния и цинка во всех рассматриваемых соединениях имеют зарядовое состояние Bi^{3+} , Mg^{2+} и Zn^{2+} , соответственно, а атомы тантала, свою очередь, имеют эффективный заряд $+(5-\delta)$. Допируемые атомы никеля имеют эффективный заряд $+(2+\delta)$, а атомы меди представлены в одновалентном Cu(I) и двухвалентном Cu(II) состоянии, или имеют зарядовое состояние Cu^+ и Cu^{2+} , соответственно.

Введение

Сложные висмутсодержащие танталаты со структурой пирохлора отличаются своими превосходными диэлектрическими свойствами. При этом допирование танталатов висмута атомами различных металлов может приводить к существенному изменению их электорофизических свойств, которые к тому же могут зависеть как от сорта допируемых атомов, так и от степени допирования. При этом остается открытым вопрос о зарядовом состоянии как атомов матрицы, так и атомов внедрения (допирования), а также позиция в структуре кристалла, в которую внедряются атомы-допанты.

Результаты и обсуждение

Образцы были приготовлены методом спекания при различных режимах при температурах до 1200 °С. Все образцы были исследованы методами рентгеноабсорбционной (NEXAFS) спектроскопии на станции нано-ФЭС на Курчатовском источнике синхротронного излучения (НИЦ «Курчатовский институт») и рентгеноэлектронной (XPS) спектроскопии с использованием рентгеновского спектрометра Thermo Scientific ESCALAB 250Xi в ресурсном центре «Физические методы исследования поверхности» Научного парка Санкт-Петербургского университета.

На рисунке 1 приведены XPS-спектры танталатов висмута-магния как без допирования, так и

с допированием атомами никеля. Следует отметить, что допирование атомами никеля практически не меняет спектральные характеристики атомов висмута, тантала и магния. Это позволяет предположить, что состояние данных атомов в представленных соединениях остается неизменным, в частности не меняется зарядовое состояние атомов (эффективный заряд). При сравнении XPS $\text{Bi}4f$ - и $\text{Bi}5d$ -спектров исследуемого образца и оксида Bi_2O_3 (рис. 1a, b) можно отметить, что энергетическое положение и ширина пиков в спектрах всех образцов практически полностью совпадает, и хорошо коррелируют с соответствующими спектрами оксида Bi_2O_3 . Это позволяет предположить, что атом висмута в рассматриваемом соединении имеет зарядовое состояние Bi^{3+} . В случае атомов тантала (рис. 1a) следует отметить, что форма пиков однозначно указывает на то, что все атомы тантала находятся в одинаковом зарядовом состоянии (нет расщепления и искажения пиков), но при этом энергетическое положение пиков имеет характерный сдвиг в сторону меньших энергий по сравнению с энергией связи в пятивалентном оксиде тантала Ta_2O_5 . Сдвиг в сторону меньших энергий характерен для уменьшения эффективного положительного заряда, что позволяет предположить, что атомы тантала имеют одинаковый по величине эффективный заряд $+(5-\delta)$. Аналогичное поведение наблюдается для данных атомов и в образцах, допированных атомами меди, а также в танталатах висмута-цинка. Энергетическое положение пиков в XPS $\text{Mg}1s$ -спектрах, показанных на рис. 1с,

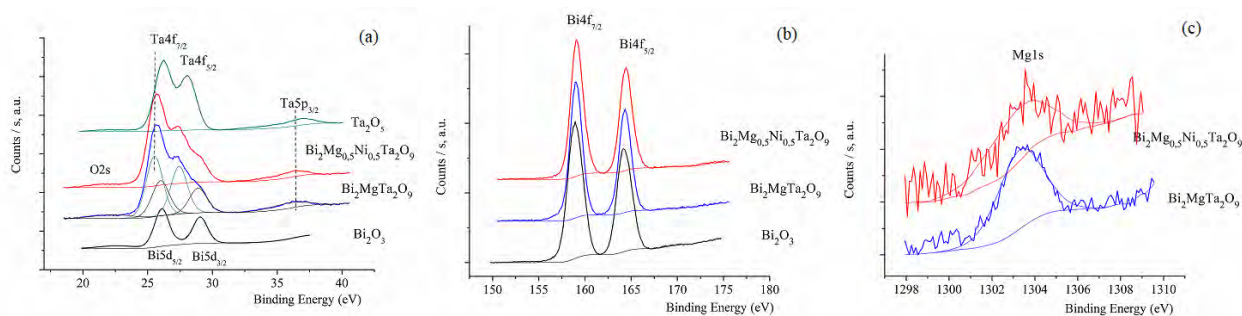


Рис. 1. XPS–спектры танталатов висмута-магния и оксидов тантала и висмута

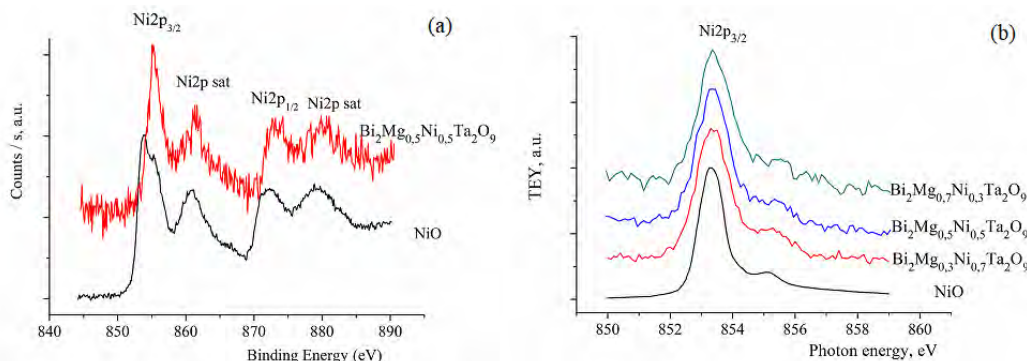


Рис. 2. XPS (а) и NEXAFS (б) 2р–спектры никеля в танталатах висмута-магния. Для сравнения приведены спектры оксида

характерно для двухвалентного атома магния [1], что позволяет предположить, что состояния данных атомов в рассматриваемых соединениях – Mg^{2+} .

При сравнении XPS- и NEXAFS Ni2p–спектров композитов с полученными нами спектрами оксида никеля NiO (рис.2), можно заметить, что атомы никеля так же находятся в одинаковом зарядовом состоянии (нет расщепления и искажения пиков). При этом энергетическое положение пиков в XPS-спектрах имеет характерный сдвиг в сторону уже больших энергий по сравнению с энергиями связи для данных уровней в двухвалентном оксиде никеля NiO, что характерно для увеличения эффективного положительного заряда. Это позволяет по аналогии с атомами тантала предположить, что атомы никеля имеют одинаковый по величине эффективный заряд $+(2+\delta)$. И как видно из NEXAFS–спектров это состояние атомов никеля не меняется при изменении степени допирования. В случае же с атомами меди в данных соединениях атомы меди представлены в од-

новалентном Cu(I) и двухвалентном Cu(II) состоянии, или имеют зарядовое состояние Cu^+ и Cu^{2+} соответственно. Более того, при внедрении пар атомов медь-магний и медь-цинк зарядовое состояние атома меди меняется при изменении концентрации последнего, в то время как в паре замещения никель – магний и никель – цинк, зарядовое состояние атомов никеля не меняется при различной степени концентрации данного атома и остается равным $+(2+\delta)$.

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 Министерства науки и высшего образования России в рамках соглашения № 075-15-2021-1351 в части NEXAFS-спектроскопии.

Литература

1. Khairallah F., Glisenti A. // Surface Science Spectra. V. 13, P.58-71 (2006)

Исследование эмиссионных свойств газоструйных мишеней в МР и ЭУФ диапазонах при импульсном лазерном возбуждении

А.Н. Нечай, А.А. Перекалов*, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало

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

*perekalov@ipmras.ru

В рамках работы проведено исследование эмиссионных спектров различных газоструйных мишеней в диапазоне 100-200 А. Давление газа на входе в сопло изменялось от 3 до 15 бар. Для подачи газа под высоким давлением в импульсном режиме использовалась оригинальная система подачи газа. Экспериментально обнаружено существенное увеличение интенсивности эмиссионного излучения при увеличении давления газа на входе в сопло. Определены абсолютные интенсивности некоторых зарегистрированных эмиссионных линий. Проведены оценки температуры плазмы и характерного размера излучающей области для исследованных источников.

Введение

Источники излучения высокой яркости в спектральном диапазоне 100-200 А востребованы в ЭУФ литографии. Использование газов в качестве мишеней в лазерно-плазменных источниках позволяет существенно снизить загрязнение оптических элементов системы, по сравнению с твердотельными мишенями. В рамках данной работы проведено комплексное исследование эмиссионных спектров различных газоструйных мишеней в диапазоне длин волн 100-200 А при импульсном лазерном возбуждении мишени.

Экспериментальная установка

Экспериментальные работы проводились на установке, подробно описанной в работе [1]. Задача формирования газовой мишени высокой плотности была решена за счет существенного увеличения давления газа на входе в сопло. При этом необходимо не допустить существенного увеличения расхода газа и перегрузок откачной системы. Для этого использовалась оригинальная система подачи газа на основе промышленного импульсного клапана. Данный клапан был существенно доработан, а также для него была разработана специальная насадка в виде конусного сопла с $d_{\text{крит}}=450$ мкм для формирования плотной сверхзвуковой газовой струи. Для возбуждения мишени использовалось импульсное излучение Nd:YAG лазера, $\lambda=1064$ nm, $\tau=5,2$ ns, $E=0.8$ J. Регистрация эмиссионных спектров проводилась с по-

мощью РСМ-500. Для измерения абсолютных интенсивностей использовался специально разработанный спектрометр на основе многослойных рентгеновских зеркал, описанный в [2]. В данной работе использовались зеркала Mo/Wc и тонкопленочные фильтры Mo/ZrSi₂.

Экспериментальные результаты

На рис. 1 представлено сравнение эмиссионных спектров углекислоты и трифторметана, полученных на РСМ-500 и зеркальном спектрометре при давлении газа на входе в сопло 15 бар.

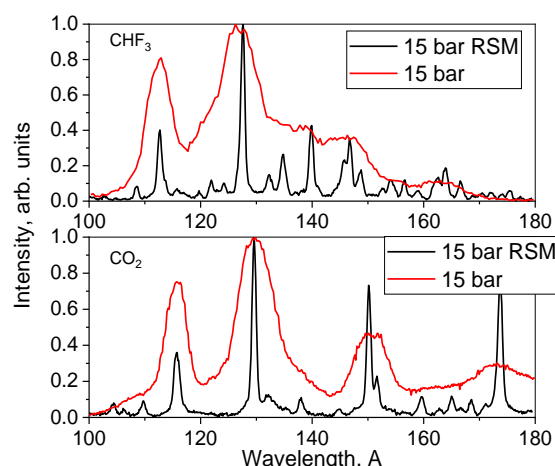


Рис. 1. Сравнение эмиссионных спектров CHF_3 и CO_2 , полученных на РСМ-500 и зеркальном спектрометре

На рис. 2 приведены результаты измерения абсолютных интенсивностей эмиссионных линий углекислоты и фреона при различных давлениях газа.

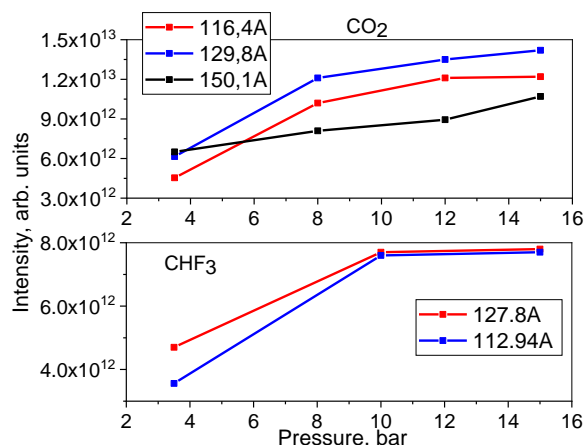


Рис. 2. Зависимости абсолютных интенсивностей некоторых эмиссионных линий углекислоты и трифторметана от давления газа на входе в сопло

Видно, что при увеличении давления газа от 3,5 до 15 бар интенсивности эмиссионных линий существенно увеличиваются. Так, например, интенсивность линии ионов кислорода O VI ($\lambda=116.4$ А) увеличилась приблизительно в 2,5 раза. Также стоит отметить, что интенсивности линий формируемых переходами ионов фтора (мишень CHF_3) при увеличении давления свыше 10 бар практически не увеличивается.

Аналогичным образом были исследованы газоструйные мишени аргона и криптона. При давлении газов на входе в сопло 15 бар получены следующие абсолютные интенсивности: для линии Ar ($\lambda=120$ А) $I=1.59 \cdot 10^{13}$ фот/имп; Ar ($\lambda=138.4$ А) $I=1.74 \cdot 10^{13}$ фот/имп; Kr IX ($\lambda=115$ А) $I=4.8 \cdot 10^{13}$ фот/имп.

Для оценки температуры плазмы в зоне лазерной искры и характерного размера излучающей области использовалась модель «световой детонации», подробно описанная [3]. С помощью данной модели были проведены оценки параметров плазмы наиболее важных для дальнейшей оптимизации ЛПИ. Это температура плазмы в зоне лазерной искры и характерный размер излучающей области. Полученные результаты представлены в таблице 1.

Для всех исследованных нами мишеней температура плазмы в зоне лазерной искры лежит в диапазоне $1-2 \cdot 10^6$ К. Полученные значения температуры качественно согласуются с зарядами ионов соответствующих газов, эмиссионные линии которых наблюдаются в эксперименте. Также стоит обратить внимание, что для всех исследованных газоструй-

ных мишеней получен достаточно большой характерный размер излучающей области, порядка 1 мм.

Таблица 1. Оценки параметров плазмы для исследованных газоструйных мишеней

Газ	T, K	L, μm
Ar	$1.3 \cdot 10^6$	1100
Kr	$1.8 \cdot 10^6$	800
CO_2	$1.2 \cdot 10^6$	1200
CHF_3	$1.3 \cdot 10^6$	1250
N_2	$1.1 \cdot 10^6$	1000

Данная величина определяется преимущественно распространением «волны детонации» в газовой струе.

Выводы

Таким образом, проведено исследование эмиссионных спектров газоструйных мишеней различных газов в диапазоне длин волн 100-200 А. Для наблюдаемых спектральных линий были определены излучающие ионы. Для отдельных спектральных линий были измерены абсолютные интенсивности при различных давлениях газа на входе в сопло. Было обнаружено существенное увеличение интенсивности эмиссионных линий при повышении давления. Это связано с увеличением плотности газовой мишени в зоне лазерной искры и более эффективным поглощением лазерной энергии. Для молекулярных газов (CO_2 и CHF_3) данный эффект выражен более ярко. Возможно, это связано с более высокой температурой конденсации и активным кластерообразованием при истечении сверхзвуковых струй газа в вакуум.

Работа выполнена в рамках гос. Задания 0035-2019-0023-С-01. При поддержке гранта РФФИ 20-02-00364.

Литература

1. Нечай А.Н. и др. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2019. № 9. С.83.
2. Водопьянов А.В. и др. // Квантовая электроника. 2021. Т. 51. №. 8. С. 700.
3. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Наука, 1966.

Лазерно-плазменный источник мягкого рентгеновского излучения в «окне прозрачности воды» 2.3–4.4 нм

А.Н. Нечай, А.А. Перекалов, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало

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

В работе представлен источник лазерно-плазменного излучения, предназначенный для генерации мягкого рентгеновского излучения на длинах волн 2,3–4,4 нм, соответствующих «окну прозрачности воды». В качестве мишеней использовались инертные (Ar, Kr) и молекулярные (N_2 , CO_2 , CHF_3) газы под давлением 25 бар. Мишень формировалась при импульсном истечении газа из конусного сверхзвукового сопла с $d_{кр} = 0,45$ мм, $L = 5$ мм, $\alpha = 9^\circ$. Для возбуждения использовался лазер с длиной волны 1024 нм, энергией импульса ~ 0.8 Дж, длительностью импульса 5,2 нс. Приведены эмиссионные спектры некоторых мишеней (Ar, CO_2) и интенсивности некоторых линий в абсолютных единицах.

Введение

В настоящее время активно развивается рентгеновская микроскопия, в частности в ИФМ РАН создается рентгеновский микроскоп для исследований в «окне прозрачности воды» 2.3–4.4 нм. Из лабораторных источников излучения для целей микроскопии наиболее перспективны лазерно-плазменные (ЛПИ), как наиболее простые [1]. Известно, что для эффективного получения эмиссионного излучения в диапазоне 2.3–4.4 нм необходимо формирование высокотемпературной плазмы. Для формирования подобной плазмы необходимо лазерное излучение высокой мощности и плотная, сильно поглощающая мишень.

Ранее исследовались различные типы мишеней применяемых в ЛПИ: твердотельные, жидкоструйные, газоструйные. Для целей микроскопии оптимальны импульсные газовые мишени с использованием сверхзвукового сопла. Именно такие системы формирования газовой мишени были использованы в данной работе.

Целью проводимых исследований стало изучение эмиссионных спектров газоструйных мишеней и абсолютных значений излучения в спектральном диапазоне 2.3–4.4 нм при больших давлениях газа на входе в сопло.

Исследовательская установка

Для проведения исследований использовалась установка, представленная на рисунке 1.

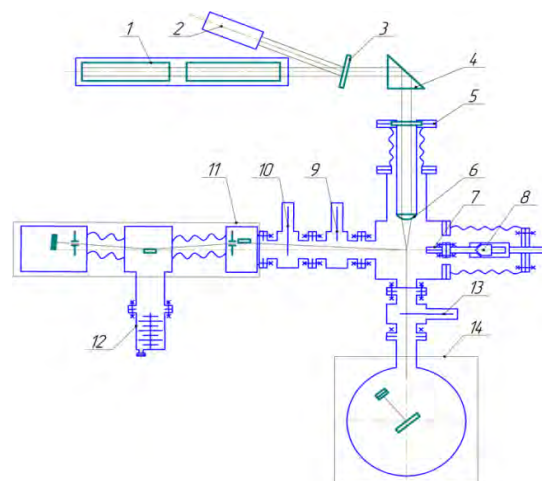


Рис. 1. Установка для исследования эмиссионных свойств лазерной плазмы

Работа установки осуществляется следующим образом. Газ подается в импульсный клапан 8, далее в сверхзвуковое сопло 7. 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 газовой струе. Излучение плазмы, проходя вакуумный затвор 9 и свободновисящий рентгеновский фильтр 10, попадает на входное зеркало спектрометра-монокроматора РСМ-500. По второму каналу излучение плазмы, проходя свободновисящий рентгеновский фильтр, 13 направляется в зеркальный спектрометр 14. Для возбуждения мишени использовался лазер NL300 Series Nd:YAG Laser, 1064 нм, 0.8 Дж, длительность импульса 5.2 нс, частота 10 Гц. Исследовательская установка более подробно описана в работах [2, 3].

Для формирования газовой струи использовался импульсный клапан на основе форсунки Bosch 0 280 158 017, на входе в которую создавалось большое давление газа (до 25 бар), а на выходе из которой закреплялось коническое сопло большого критического сечения (450 мкм).

Результаты исследований

В процессе проведения исследований были получены эмиссионные спектры различных веществ. На рисунке 2 представлен нормированный эмиссионный спектр Ag, на рисунке 3 представлен нормированный эмиссионный спектр CO₂. Давления газов составляли 25 бар.

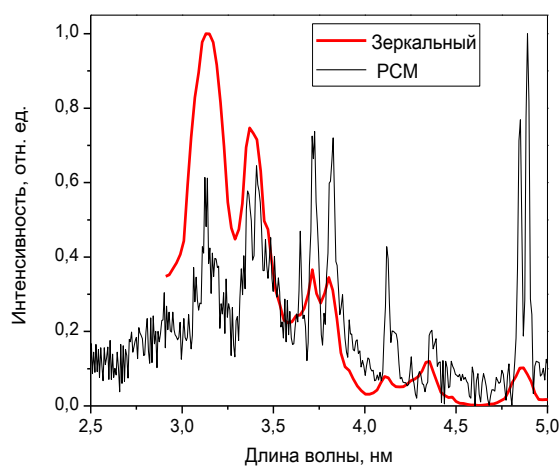


Рис. 2. Эмиссионный спектр Ag, измеренный с помощью РСМ и зеркального спектрометра.

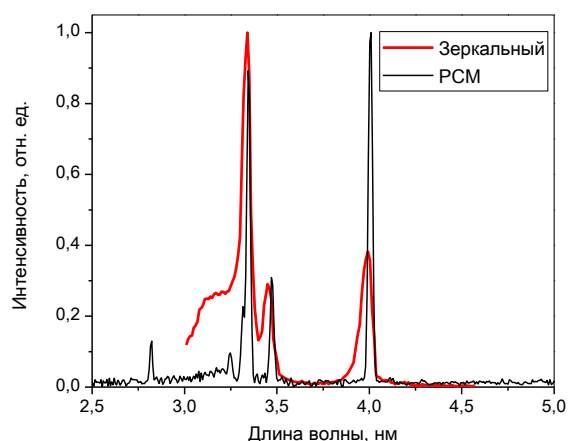


Рис. 3. Эмиссионный спектр CO₂, измеренный с помощью РСМ и зеркального спектрометра.

На основании данных спектров были идентифицированы эмиссионные линии и определена их абсолютная интенсивность.

Выводы

В работе были изучены эмиссионные спектры различных газов: Ar, Kr, N₂, CO₂, CHF₃ при использовании их в качестве мишеней в ЛПИ. Были получены абсолютные значения интенсивности различных эмиссионных линий. Данные значения приведены в таблице 1. Число фотонов приведено при излучении в полную сферу.

Таблица 1. Абсолютные интенсивности эмиссионных линий различных мишеней

Длина волны, нм	Газ	Ион, линия	N, фот/имп
4.026	CO ₂	CV, 1s ² -1s2p	9.9·10 ¹²
3.49	CO ₂	CV, 1s ² -2s3p	2.7·10 ¹²
3.37	CO ₂	CVI, 1s-2p	6.9·10 ¹²
4.026	CHF ₃	CV, 1s ² -1s2p	5·10 ¹²
3.49	CHF ₃	CV, 1s ² -2s3p	1.7·10 ¹²
3.37	CHF ₃	CVI, 1s-2p	3.3·10 ¹²
4.89	Ar	ArIX, 2s ² 2p ⁶ -2s ² 2p ⁵ 3s	1.14·10 ¹³
3.83	Ar	ArX, 2s ² 2p ⁵ -2s ² 2p ⁴ 3d	8.5·10 ¹²
3.4	Ar	ArXI, 2s ² 2p ⁴ -2s ² 2p ³ 3d	8.5·10 ¹²

Таким образом, при использовании ЛПИ с газоструйными мишенями могут быть созданы эффективные источники мягкого рентгеновского излучения, в частности для длин волн 2,3–4,4 нм, соответствующих «окну прозрачности воды».

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

Литература

1. Fiedorowicz H. *et al.* // Optics Communications. 1999. V. 163. №. 1-3. P. 103.
2. Водопянов А.В. *и др.* // Квантовая электроника. – 2021. – Т. 51. – №. 8. – С. 700–707.
3. Нечай А.Н., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2017. Вып. 5. С. 17.

Станции мягкого рентгеновского диапазона для первой очереди ЦКП СКИФ

А.Д. Николенко^{1,2}, А.В. Бухтияров¹, О.Е. Терещенко¹, К.В. Золотарев^{1,2}

¹ ЦКП «СКИФ», Институт катализа им. Г.К. Борескова СО РАН, Никольский пр., 1, Кольцово, 630559

² Институт ядерной физики им Г.И. Будкера СО РАН просп. Акад. Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090

A.D.Nikolenko@inp.nsk.su

Представлен концептуальный дизайн экспериментальной станции 1-6 «Электронная структура», входящей в число станций первой очереди источника синхротронного излучения ЦКП «СКИФ». Источником излучения служит ондулятор, способный работать как в планарной, так и эллиптической моде и обеспечивающий поток фотонов в ВУФ и мягком рентгеновском диапазонах (10-2 000 эВ). На станции предполагается реализация методов фотоэлектронной спектроскопии. Одним из таких методов является фотоэлектронная спектроскопия высокого давления, которая позволяет проводить: *in situ* и *operando* исследования состава и электронной структуры активного компонента для широкого класса функционирующих каталитических систем при повышенном давлении; *in situ* исследования закономерностей процессов, приводящих к их дезактивации/отравлению в зависимости от условий протекания реакции (состава реакционной среды, температуры, наличия отравляющих агентов и т.д.); а также *in situ* исследования инновационных функциональных материалов. Другим важным методом, который также предполагается реализовать, является метод фотоэлектронной спектроскопии с угловым и спиновым разрешением, позволяющий исследовать электронную и спиновую структуру твердых тел для приложений нанозлектроники и спинтроники.

Состав станции и ее задачи

На станции 1-6 «Электронная структура» ЦКП «СКИФ» ИК СО РАН предлагается размещение двух секций - «Фотоэлектронная спектроскопия высокого давления» (ФЭС ВД) и «Фотоэлектронная спектроскопия с угловым и спиновым разрешением» (ФЭС УР) [1]. Метод фотоэлектронной спектроскопии для секции ФЭС ВД планируется реализовать в двух режимах, как при повышенном давлении газовой среды, так и в условиях сверхвысокого вакуума. Таким образом, ключевой особенностью данной экспериментальной установки является принципиальная возможность измерения фотоэлектронных спектров при давлениях газа или реакционной смеси над поверхностью образца до 30-50 мбар. Возможность варьирования энергии СИ в широких пределах (10 – 2000 эВ при использовании решеточного монохроматора) позволяет изменять кинетическую энергию выбиваемых электронов, меняя глубину их выхода из твердого тела, т.е. появляется возможность анализа изменения химического состава образца по глубине без разрушения поверхности. Следует отметить, что такая универсальность и высокая поверхностная чувствительность метода ФЭС делает его не только мощным самостоятельным инструментом физико-химических исследований, позволяющим решать широкий спектр фундаментальных и прикладных задач, но и существенным дополнением, к другим методам, используемым на станциях СКИФ. Портфель задач секции ФЭС ВД включает в себя следующие задачи: Исследование и синтез новых передовых материалов; исследование и создание многослойных структур; технологии новых и возобновляемых источников энергии, включая во-

дородную энергетику; Исследование биологически активных веществ, в том числе белков, в пористых сорбционных матрицах; 3D-визуализация атомной структуры поверхности наноразмерных и гибридных материалов с разрешением химических состояний элементов методом фотоэлектронной дифракции (ФЭД) и голографии (ФЭГ). Основной методикой секции ФЭС УР является фотоэлектронная спектроскопия с угловым и спиновым разрешением. Методика основана на явлении внешнего фотоэлектрического эффекта. Использование для регистрации спектров фотоэлектронов спин-чувствительных детекторов позволяет получить информацию и о поляризации по спину исследуемых энергетических состояний. Глубина поглощения фотонов с энергиями ~10-100 эВ составляет ~ 0.1-1 мкм, однако длина свободного пробега электронов таких энергий, а соответственно и глубина выхода фотоэлектронов составляет ~5-10Å. Поэтому метод является сугубо поверхностно чувствительным, и может быть использован в том числе для исследования двумерных и наноматериалов. Для регистрации фотоэлектронных спектров планируется использовать спектрометр на основе полусферического анализатора энергий электронов, с двумерным MCP-CMOS детектором электронов, системой электростатических линз с дефлектором и отдельным 3D спин-детектором.

Секции будут работать поочередно. Синхротронный пучок с оптической оси одной секции перенаправляется на оптическую ось второй секции с применением пары сменных тороидальных зеркал М3 и М4 (см. рисунок 2). Расстояние от точки излучения до образца секций ФЭС УР и ФЭС ВД составляет 51 и 56 м, соответственно.

Устройство генерации излучения. Электромагнитный ондулятор UE212M

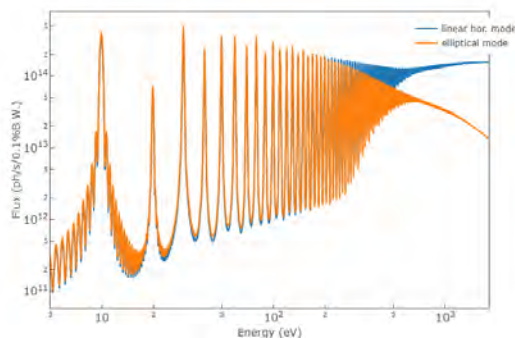


Рис. 1. Спектры излучения в обоих режимах работы ондулятора

Для генерации синхротронного ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения для станции 1-6 в прямолинейном промежутке предлагается установить электромагнитный длиннопериодный эллиптический ондулятор разработки ИЯФ СО РАН. Период ондулятора $\lambda = 212$ мм (20 регулярных периодов, общее количество полюсов 46), максимальная величина вертикального магнитного поля $B_v = 0.49$ Тл, максимальная величина горизонтального магнитного поля $B_H = 0.1$ Тл, межполюсной зазор $h = 19$ мм. Ондулятор может работать в различных режимах: планарном, обеспечивающем максимальный поток с линейной поляризацией излучения и эллиптическом для обеспечения эллиптической или круговой поляризации для секции ФЭС УР.

Оптическая схема станции

Обычно при реализации методов, где необходимо использование «мягкого» рентгеновского диапазона (15-2000 эВ), в основе оптической схемы лежит монохроматор с плоской решеткой и фокусирующими зеркалами [2]. Использование такого подхода хорошо отработано и широко используется на многих каналах мягкого рентгеновского излучения. Всего оптическая схема станции имеет 7 отражающих элементов (некоторые из них – сменные): пять фокусирующих криволинейных зеркал, одно плоское отражающее зеркало, одна плоская отражающая решетка. Все элементы работают в геометрии полного внешнего отражения. Зеркала M3, M4, M5 и M6 установлены под углом 1.5° к направлению распространения пучка СИ, обеспечивая достаточно высокий коэффициент отражения для фотонов с энергией до 1600 эВ. Зеркало M1 испытывает наибольшую тепловую нагрузку от прямого пучка СИ, и установлено под углом 1° для упрощения теплоотвода. В основу монохроматизирующей схемы заложен принцип модернизированного монохроматора типа PGM SX-700. Модернизация состоит в установке перед монохроматором тороидального зеркала, которое коллимирует пучок в вертикальном направлении и превращает его в параллельный перед падением на решетку. Сканирование по энергии производится с соблюдением постоянства c_H («fix-focus constant» [2]), при этом c_H играет роль параметра подавления кратных порядков.

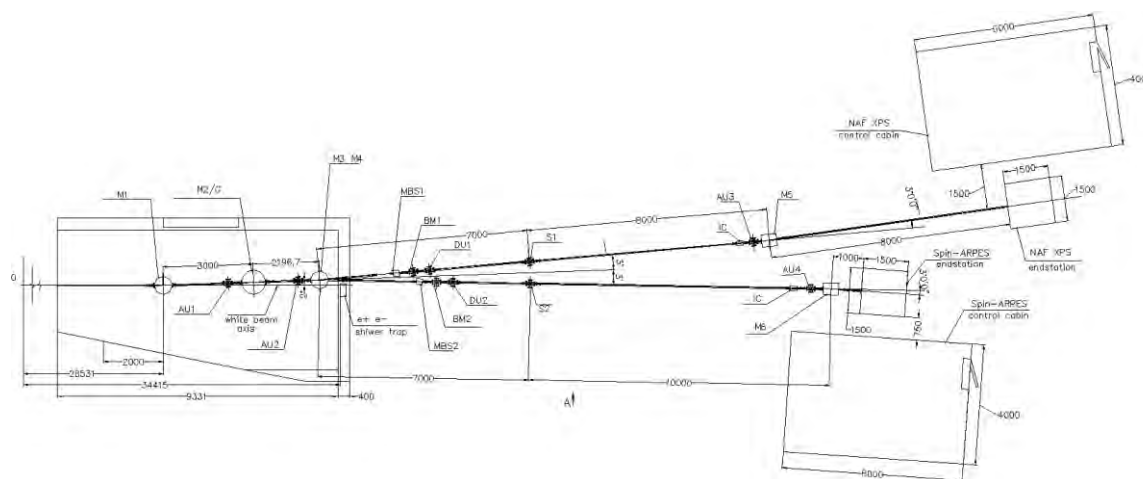


Рис. 2. Оптическая схема станции

Литература

1. Bukhtiyarov A.V., Bukhtiyarov V.I., Nikolenko *at.al.* «Electronic Structure» Beamline 1-6 at SKIF Synchrotron Facility. AIP Conference Proceedings. 2020. V. 2299. N1. 060003:1-5. DOI: 10.1063/5.0030740.
2. The versatility of collimated plane grating monochromators R. Follath // NIM A 467–468 (2001) 418–425.

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

Было исследовано 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 аперриодические [2–4], обладают рядом преимуществ: малые абберации, 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 $N_{\text{layers}} = 100$ чередующихся слоёв Mo и Si на под-

ложке из SiO₂. Невозмущённые толщины слоёв одинаковы и составляют $l_0 = 40 \text{ \AA}$. 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 $\sigma_0(\text{Si}) = 2.7 \text{ \AA}$, $\sigma_0(\text{Mo}) = 2.5 \text{ \AA}$. Для каждого значения σ , варьируемого от нуля до $3\sigma_0$ с шагом в $0.1\sigma_0$, генерировался набор из $N_{\text{layers}} = 100$ 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 коэффициенты отражения $R_{s,p}(\lambda)$ для s - и p -поляризованного излучения в $N_{\lambda} = 200$ точках диапазона от $\lambda_1 = 100 \text{ \AA}$ до $\lambda_2 = 200 \text{ \AA}$. 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.

$$\Delta\lambda_{s,p} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R_{s,p}(\lambda) d\lambda / \max R_{s,p}(\lambda) \quad (\text{ф1})$$

Поляризующая способность определяется как

$$P = \frac{\max R_s - \max R_p}{\max R_s + \max R_p} \quad (\text{ф2})$$

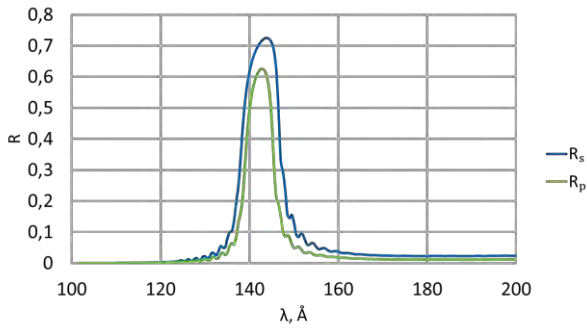


Рис. 1. Спектральные зависимости коэффициентов отражения многослойного периодического зеркала для *s*- и *p*-поляризованного излучения, угол падения $\varphi = 20^\circ$

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).

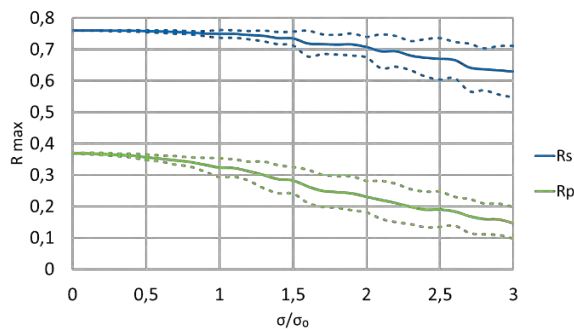


Рис. 2. Воздействие вариации толщин на коэффициенты отражения, угол падения излучения $\varphi=35^\circ$. Здесь и далее сплошными линиями указаны средние значения по сгенерированной выборке, пунктиром – максимальные и минимальные

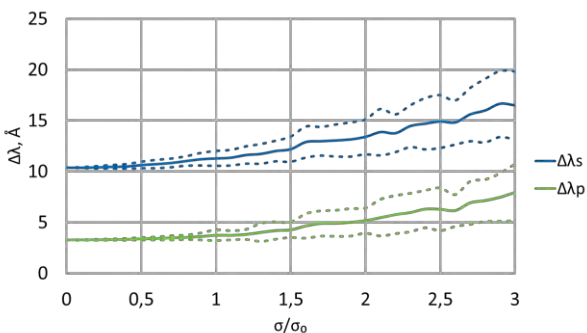


Рис. 3. Воздействие вариации толщин на ширину пика отражения $\Delta\lambda$, угол падения излучения $\varphi = 35^\circ$

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} .

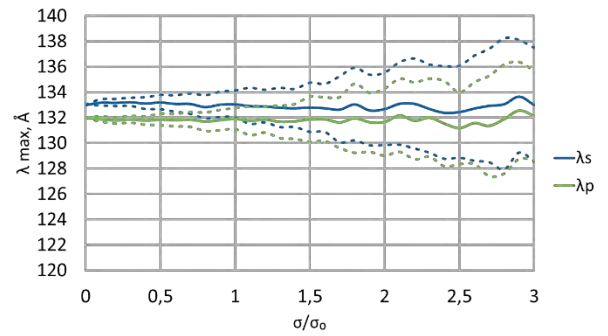


Рис. 4. Воздействие вариации толщин на положение максимума λ_{\max} при угле падения излучения $\varphi = 35^\circ$

Интересно, что внесение стохастических поправок в толщины слоёв по-разному воздействует на излучение с разной поляризацией, изменяя поляризующую способность зеркала (Рис. 5).

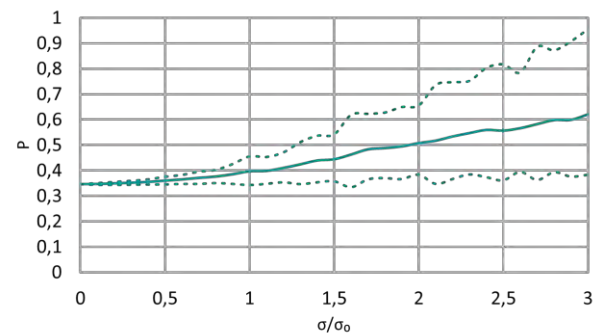


Рис. 5. Воздействие вариации толщин на поляризующую способность, угол падения излучения $\varphi = 35^\circ$

Литература

1. Барышева М.М., Пестов А.Е., Салащенко Н.Н. *и др.* // УФН, **182**, 727–747 (2012).
2. Вишняков Е.А., Каменец Ф.Ф., Кондратенко В.В. *и др.* // Квантовая электрон., **42** (2), 143 (2012).
3. Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. // УФН, **185**, 1203–1214 (2015).
4. Колесников А.О., Вишняков Е.А., Рагозин Е.Н., Шатохин А.Н. // Квантовая электрон., **50** (10), 967–975 (2020).
5. Виноградов А.В., Кожевников И.В. // Труды ФИАН, **196**, 62 (1989).
6. L. G. Parratt // Phys. Rev., **95** (4), 359 (1954).

Установка реактивно-лучевого травления

А.Е. Пестов¹, М.С. Михайленко^{1,*}, А.К. Чернышев¹, М.В. Зорина¹, Н.И. Чхало¹

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

*mikhaylenko@ipmras.ru

В работе продемонстрированы первые результаты по облучению поверхности плавленного кварца ионами смеси химически активного газа и инертного. В качестве химически-активного газа выбран тетрафторметан (CF_4), в качестве инертного – аргон. В качестве источника ускоренных ионов использовался технологический источник КЛАН-104М типа Кауфман с автоэмиссионным катодом и трёхсеточной плоской ионно-оптической системой. Приведены зависимости скоростей травления мишеней в зависимости от процентного содержания активного газа в смеси.

Введение

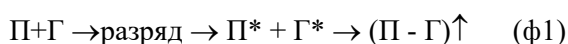
Для решения задач глубокой асферизации формы поверхности оптических элементов коротковолновой области спектра (EUV, BEUV, SXR) применяют технологию ионно-пучкового травления. Однако максимальный перепад высот (10 мкм и более) накладывает определенные трудности, связанные как с деградацией выходных параметров источника ускоренных ионов, которое имеет место при длительной непрерывной работе, так и с маленькой скоростью травления.

Для того чтобы повысить эффективность ионно-пучкового травления предлагается использовать энергию разряда для синтеза химически-активных частиц (ХАЧ) в плазме. В зависимости от значения давления, энергии и имеющихся ХАЧ характер процесса травления может варьироваться от чисто физического до чисто химического.

Помимо асферизации и коррекции ошибок формы реактивно-лучевое травление может использоваться для удаления нарушенного слоя после процедуры механической полировки или точения без проникновения ионов в объём, также для очистки поверхности от загрязнений, например, чистка коллекторного зеркала литографа от углеводородных остатков фоторезиста на поверхности [1].

Реактивно-лучевое травление

В общем случае взаимодействие ионизованного газа с поверхностью твердого тела можно записать в виде следующей реакции:



P , P^* – нейтральный и активированный атомы на поверхности твердого тела; G , G^* – нейтральный и активированный в плазме атомные частицы газа-реагента; $(P-G)\uparrow$ – летучее соединение вещества подложки и активного газа.

На практике используются неагрессивные рабочие среды, содержащие галогены (CF_4 , CCl_2F_2 , CCl_2 и т.д.), которые под действием разряда диссоциируют с образованием активных частиц F , Cl и др., в зоне плазмы. В плазме могут происходить более сложные реакции, однако, процессы, определяющие механизм и кинетику травления, являются диссоциация и активация галогенсодержащих газов.

Обсуждение результатов

В данной работе предлагается проводить инициализацию разряда (диссоциацию галогенсодержащих газов) используя источник типа Кауфмана с холодным катодом. В качестве образцов был выбран плавленный кварц, а в качестве источника ХАЧ – CF_4 .

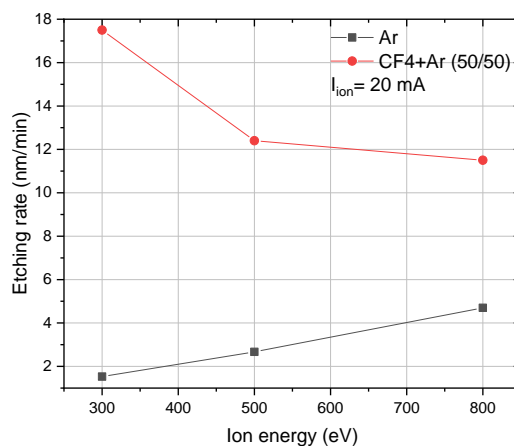


Рис. 1. Зависимость скорости травления плавленного кварца от энергии для чистого аргона и для смеси 50/50 CF_4 и аргона

В данном случае происходит целый ряд реакций, которые можно описать качественно в несколько стадий: 1) диссоциация CF_4 в низкотемпературной плазме; 2) хемосорбция на поверхности с образованием ковалентных связей, которые ослабляют связь атомов подложки с кристаллической решеткой;

3) индуцирование и смещение электронов атомов, расположенных в более глубоких приповерхностных слоях и т.д. В свою очередь каждая стадия процесса может пойти тем или иным путём в зависимости от условий эксперимента. Однако для понимания физики процесса необходимо дальнейшее изучение.

Из рисунка 1 видно, что скорость травления кварца ионами аргона с добавлением тетрафторметана выше во всём диапазоне энергий, чем при травлении только аргоном. Причем при низких энергиях скорость выше.

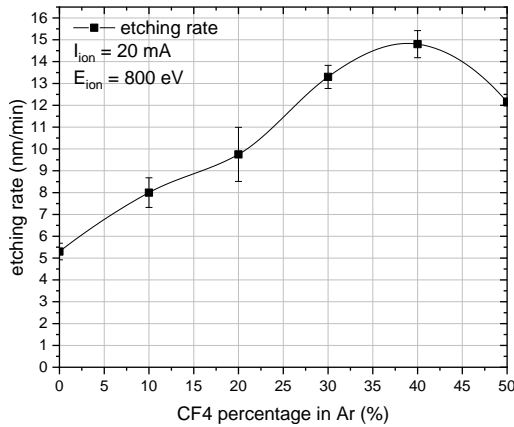


Рис. 2. Зависимость скорости травления плавного кварца от процентного содержания CF4 в аргоне. Энергия ионов – 800 эВ

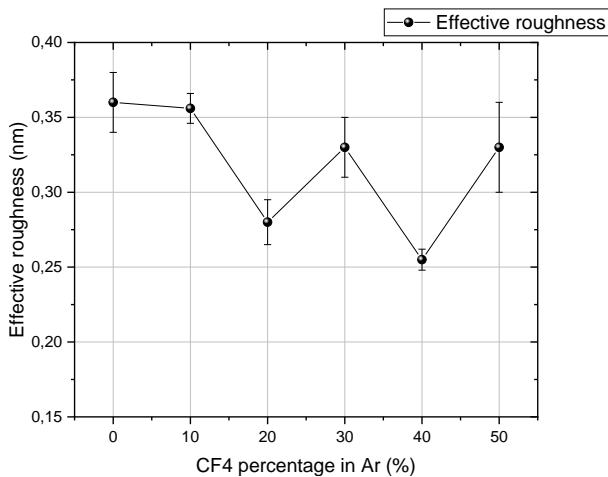


Рис. 3. Зависимость значения эффективной шероховатости поверхности плавного кварца от процентного содержания CF4 в аргоне. Энергия ионов – 800 эВ

Из зависимостей, приведенной на рисунке 2 и 3 можно заметить, что наибольшая скорость травления и наименьшая шероховатость достигается при 40% содержании CF4 в смеси с аргонem.

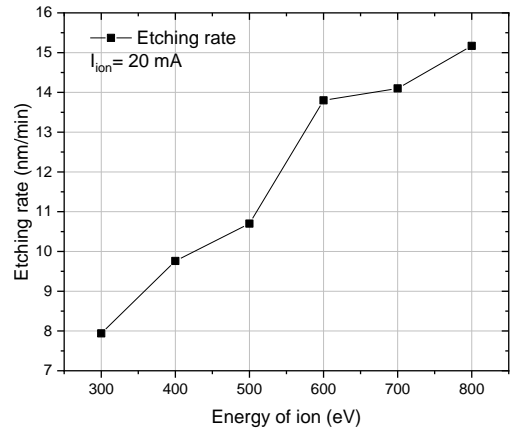


Рис. 4. Зависимость скорости травления плавного кварца от энергии ионов для процентного содержания CF4 в аргоне – 40%

Из зависимости на рисунке 4 видно, что вид энергетической зависимости теперь изменился с нисходящего на восходящий. Ниже приведена эволюция шероховатости при травлении в глубину.

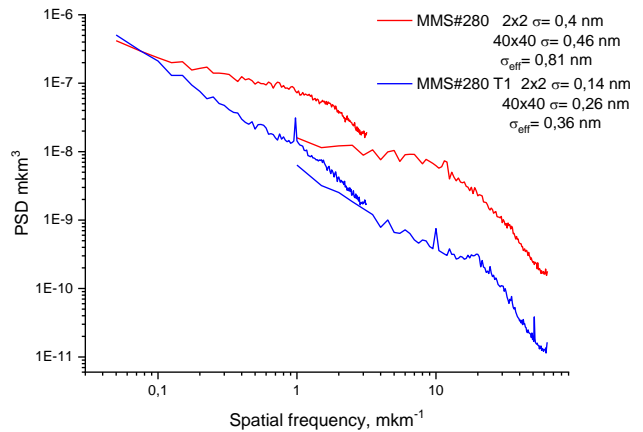


Рис. 5. PSD-функции поверхности SiO₂ при травлении в глубину для процентного содержания CF4 в аргоне – 40% и энергии ионов – 800 эВ. Исходная шероховатость – 0,45 нм. Красная кривая – съём 1 мкм, Синяя кривая – съём 1.5 мкм

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение № 075-15-2021-1350).

Литература

1. Михайленко М.С. и др. Материалы симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», г. Нижний Новгород, 2020 г., т. 2, с. 871.

Эволюция шероховатости монокристаллического кремния при травлении ускоренными ионами Ag

А.Е. Пестов¹, М.С. Михайленко^{1,*}, А.К. Чернышев¹, М.В. Зорина¹, Н.И. Чхало¹, Н.Н. Салащенко¹, Н. Кумар¹

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

*mikhaylenko@ipmras.ru

Исследовано поведение шероховатости поверхности монокристаллического кремния ориентаций $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$ под воздействием ионно-пучковой бомбардировки нейтрализованными ионами Ag с различными энергиями и углами. Показано, что для ориентации $\langle 100 \rangle$ при нормальном падении ионов на поверхность образца происходит рост шероховатости, причем размах высот увеличивается линейно от глубины (времени) травления. Для ориентаций $\langle 110 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$ при нормальном падении ионов, наоборот, наблюдается сглаживание шероховатости в диапазоне пространственных частот ν [$4.9 \cdot 10^{-2}$ - $6.3 \cdot 10^1 \mu\text{m}^{-1}$]. Это позволяет использовать методику IBF для финишной обработки их поверхности и формировать оптические элементы дифракционного качества из монокристаллического кремния для синхротронов 3+ и 4го поколения и лазеров на свободных электронах.

Введение

Развитие современных источников рентгеновского излучения, а именно лазеров на свободных электронах и синхротронов 3+ и 4-го поколения ставят перед исследователями новые фундаментальные и технологические задачи. В части разработки оптики для монохроматизации, фокусировки, коллимации и т.п. существенно повышаются требования на качество как структуры элемента (кристаллическая или многослойная), так и его поверхности (форма и шероховатость). Современные требования к элементам скользящего падения приближаются к требованиям накладываемым на точность формы элементов нормального падения ЭУФ и МР диапазонов длин волн, а именно среднеквадратическое отклонение формы поверхности на уровне 1 нм, а шероховатость лучше 0,2-0,3 нм. Для задач монохроматизации необходима высококачественная кристаллическая структура. Важной характеристикой элементов оптики для источников рентгеновского излучения последнего поколения является тепловая стойкость. В первую очередь это связано с колоссальными тепловыми нагрузками, приходящимися на первый оптический элемент в схеме. На него может приходиться порядка кВт средней мощности, из которых всего порядка единиц процентов приходится на рабочий спектральный диапазон, остальное поглощается элементом и подложкой.

Наиболее перспективным материалом для этих целей видится монокристаллический кремний. Он

обладает низким ТКЛР и высокой теплопроводностью при низких температурах, развитую технологию производства, обеспечивающую высокое качество кристаллической структуры. Хорошо развита методика полировки монокристаллического кремния любых ориентаций, однако, если мы говорим о придании формы, то тут возникают существенные сложности.

Ионная обработка кристаллических материалов довольно сложный и до конца не изученный процесс. Давно известно, что в случае с кристаллическими мишенями взаимная ориентация кристаллографических плоскостей, среза кристалла и угла падения ионов на поверхность образца могут вносить существенную неоднозначность в процедуру ионно-пучкового травления [3].

В качестве образцов использовались пластины размером 15x15 мм, вырезанные из стандартных суперполированных кремниевых подложек (эффективная шероховатость $\sigma_{\text{eff}} \sim 0.2$ нм в диапазоне пространственных частот ν [$4.9 \cdot 10^{-2}$ - $6.3 \cdot 10^1 \mu\text{m}^{-1}$]) диаметром 100 мм и толщиной 0,5 мм с ориентацией $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$. Эксперименты проводились на установке ионного травления [3]. Контроль глубины травления производился с помощью “свидетеля” – аналогичный образец, часть которого закрывалась маской. В результате ионного травления на границе маски формировалась ступенька, высота которой измерялась на интерференционном микроскопе белого света TalySurf CCI2000.

Обсуждение результатов

При нормальном падении ионов Ag на поверхность образца из кристаллического кремния с ориентацией <100> наблюдается существенный рост высоты среднеквадратической шероховатости (рис. 1).

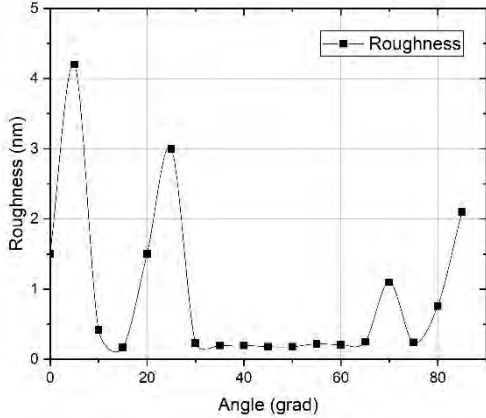


Рисунок 1. Зависимость эффективной шероховатости от угла падения ионов на поверхность монокристаллического кремния (100). Энергия ионов – 400 эВ, плотность ионного тока – 0.39 мА/см²

Сглаживание шероховатости наблюдается в узком диапазоне углов падения ($\theta_{пад}=30^{\circ}-50^{\circ}$). Причем обнаружено, что размах высот (PV – peak-to-valley) имеет практически линейную зависимость от глубины (времени) травления (рис.3). Латеральные размеры неоднородностей также увеличиваются с увеличением глубины травления (рис. 2) Нормаль – оптимальный угол для ионно-пучковой обработки.

Две другие рассмотренные в работе ориентации обеспечивают минимальную шероховатость ($\sigma_{eff} < 0.3$ нм) в широком интервале углов от нормали почти до 60° при съеме материала до 2 мкм (рис.3). Более того при нормальном падении ионов на поверхность образца наблюдается заметное сглаживание и это для уже исходно супергладких поверхностей. Исходная шероховатость для образцов обеих ориентаций была порядка 0,2 нм.

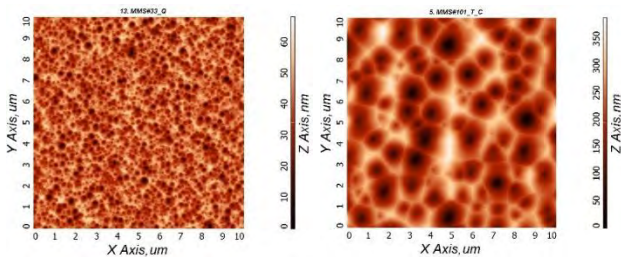


Рис. 2. ASM кадры поверхности после 4 часов (слева) и 10 часов (справа) ионного травления

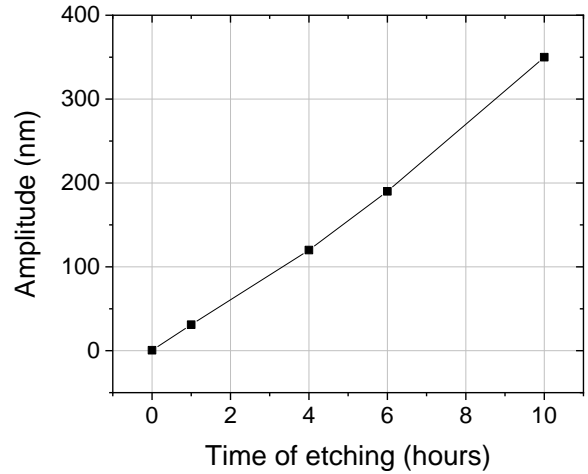


Рис. 3. Зависимость PV от времени травления

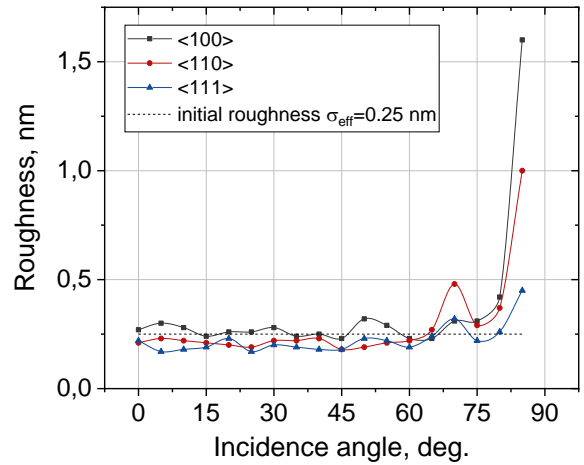


Рис. 4. Зависимость эффективной шероховатости от угла падения ионов на поверхность монокристаллического кремния (110) и (111). Энергия ионов – 800 эВ, плотность ионного тока – 0.39 мА/см²

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 21-72-30029) с использованием оборудования ЦКП «Физика и технологии микро- и наноструктур» при ИФМ РАН

Литература

1. Abdulkadir L.N. *et al.* The International Journal of Advanced Manufacturing Technology (2018) 96:173–208.
2. Chkhalo N.I. *et al.* Polishing the surface of a z-cut KDP crystal by neutralized argon ions // Applied Optics. Vol. 57, No. 24. (2018).
3. Chkhalo N.I. *et al.* // Precision Engineering 48 (2017) 338–346.

Спектрометр МР излучения на основе МРЗ для исследования излучения бетатронного источника

А.Е. Пестов^{1,*}, А.Н. Нечай¹, А.А. Перекалов¹, А.Я. Лопатин¹, Н.Н. Цыбин¹, Н.И. Чхало¹, А.А. Соловьев², М.В. Стародубцев²

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

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

*aerpestov@ipm.sci-nnov.ru

Разработан, изготовлен и протестирован спектрометр МР и ЭУФ излучения на основе многослойных рентгеновских зеркал нормального падения. Прибор позволяет проводить исследование спектра излучения источников в диапазоне длин волн $\lambda=7-30$ нм со спектральным разрешением $\delta\lambda < 1$ нм.

Введение

Простейшей схемой источника синхротронного излучения, основанного на принципах лазерного ускорения электронов, является так называемое “бетатронное излучение”. Лазерно-плазменное бетатронное излучение возникает в процессе ускорения электронов в кильватерной волне, создаваемой в плазме фемтосекундным лазерным импульсом. На ускоряемые электроны в кильватерной волне действует поперечная сила, приводящая к колебаниям электронов около оси кильватерной волны. Для исследования физики взаимодействия лазерного излучения с веществом, получения и систематизации данных о спектральном составе, эмиссионной эффективности, степени монохроматичности и пространственной когерентности рентгеновского источника в зависимости от параметров лазерного импульса и типа лазерной мишени необходимо аттестация излучения в широком диапазоне длин волн. Важное значение помимо спектра излучения имеют сведения об его абсолютной интенсивности. Для решения данных задач был разработан спектрометр на базе многослойных рентгеновских зеркал и абсолютно калиброванного детектора МР и ЭУФ излучения – кремниевое фото диода SPD-100UV [1].

Описание спектрометра

Схема спектрометра представлена на рис.1. Излучение бетатронного источника, вызванное взаимодействием лазерного импульса с мишенью, попадает на многослойное рентгеновское зеркало (МРЗ), закрепленное на поворотном столике, позволяющем сканировать по углу в диапазоне от 20° до 75° .

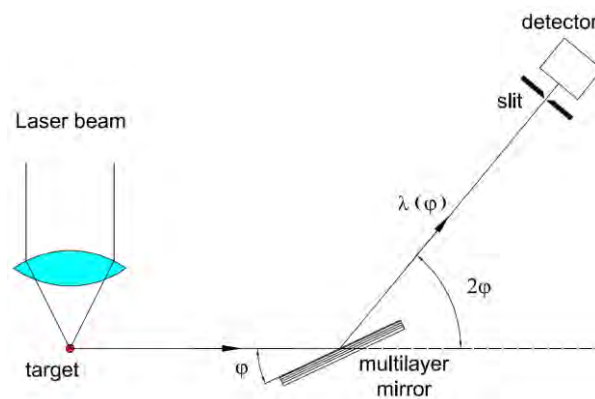


Рис. 1. Схема спектрометра МР и ЭУФ излучения

Поворот зеркала происходит вокруг вертикальной оси. Вокруг той же оси происходит поворот детектора. Механика поворотного столика рассчитана таким образом, чтобы при повороте зеркала на угол φ детектор поворачивался на угол 2φ . В этом случае при любых углах падения излучения на поверхность многослойного зеркала будет выполняться условие зеркального отражения, т.е. угол падения равен углу отражения. Детектор при этом зарегистрирует сигнал на длине волны для которой при этом будет выполнено условие конструктивной интерференции (закон Брэгга-Вульфа) – формула (1).

$$2d \cdot \sin(\varphi) = m \cdot \lambda \quad (\varphi 1)$$

где d – период многослойной структуры; φ – угол падения излучения (отсчитывается от поверхности); m – целое число (порядковый номер интерференционного максимума); λ – длина волны излучения.

Таким образом при сканировании по углу происходит сканирование по спектру.

Рентгенооптические элементы

Для перекрытия всего спектрального диапазона (7-30 нм) были рассчитаны и синтезированы три многослойных структуры (см. Таблицу 1).

Таблица 1. Параметры МРЗ

Структура	d, нм	β	N	$\Delta\lambda$, нм	$\Delta\phi$, °	$\delta\lambda$, нм
Mo/B4C	6,5	0,4	100	7-12	34-64	<0,25
Mo/Be	9,8	0,32	50	11-18	34-75	<1,0
Be/Si/Al	18,2	0,54	40	17-30	28-65	<1,0

Параметры зеркал оптимизировались таким образом, чтобы спектральная полоса пропускания во всем рабочем диапазоне длин волн не превышала 1,0 нм. На рис.2 приведены расчетные зависимости коэффициента отражения зеркал от длины волны, символами представлены контрольные измерения на нескольких фиксированных длинах волн внутри рабочего спектрального диапазона.

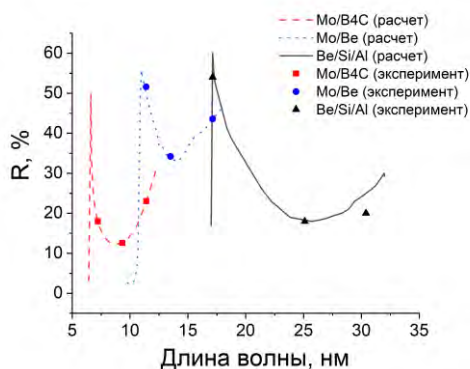


Рис. 2. Зависимость коэффициентов отражения зеркал спектрометра от длины волны

Для блокировки длинноволнового фона и борьбы с “порядками” на вход оптической схемы и непосредственно перед детектором устанавливаются тонкопленочные свободновисящие абсорбционные фильтры. Для каждого спектрального диапазона материал и структура фильтра рассчитывалась индивидуально.

На диапазон длин волн $\lambda = 7-12$ нм был рассчитан фильтр на основе молибдена: C (0.7 нм) / (Mo – 2 нм, C – 0.7 нм)*60 периодов. Общая толщина структуры 162,7 нм. На $\lambda = 11-17$ нм - MoSi₂ (2.5 нм) / Mo (2 нм) (Be-3 нм, Mo – 2 нм)*30 периодов / MoSi₂ (2.5 нм). Общая толщина 157 нм. На $\lambda = 17-30$ нм – MoSi₂(2.5 нм)/Al(150 нм)/MoSi₂(2.5 нм). Общая толщина 155 нм.

Спектральные зависимости коэффициента пропускания представлены на рис. 3.

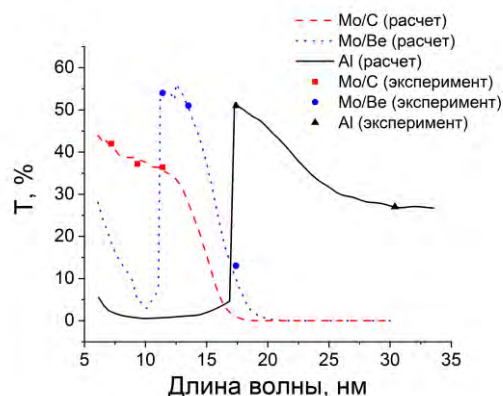


Рис. 3. Зависимость коэффициентов отражения зеркал спектрометра от длины волны

Проведено тестирование прибора на простейшем лазерно-плазменном источнике [2]. На рис. 4 приведен записанный на приборе спектр излучения газовой мишени (CO₂), формирующейся при взаимодействии лазерного излучения со струей, истекающей из профилированного сверхзвукового сопла.

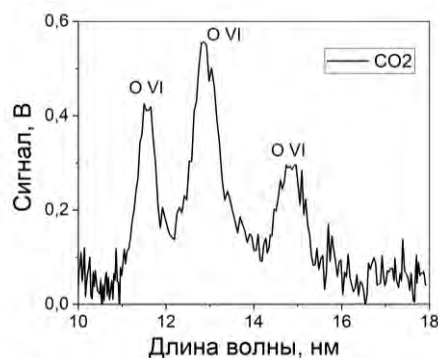


Рис. 4. Спектр излучения CO₂, зарегистрированный с помощью спектрометра на основе МРЗ (Mo/Be)

Как можно видеть, ширина самой узкой линии ($\lambda=11,6$ нм) составляет $\delta\lambda \approx 0,45$ нм. Таким образом, изготовлен и протестирован спектрометр МР излучения на основе МРЗ нормального падения. Прибор позволяет проводить исследование спектра излучения источников в диапазоне длин волн $\lambda=7-30$ нм со спектральным разрешением лучше 1 нм.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение № 075-15-2021-1361).

Литература

1. Аруев П.Н., Барышева М.М., Бер Б.Я. и др. // Квантовая Электроника, 42(10), 943-948 (2012).
2. Нечай А.Н., Перекалов А.А., Чхало Н.И. и др. // Поверхность, 9, 83-92 (2019).

Исследование микроструктуры границ раздела в многослойных зеркалах Cr/Be и W/Be

Р.С. Плешков*, С.А. Гарахин, Н. Кумар, В.Н. Полковников, С.С. Сахоненков, М.В. Свечников, Е.О. Филатова, 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 микроструктуры границ и слоев в W/Be и Cr/Be многослойных зеркалах для диапазонов жесткого и мягкого рентгеновского излучения. В ходе исследования применялись методы рентгеновской рефлектометрии, диффузного и комбинационного рассеяния и фотоэлектронной спектроскопии. Особое внимание уделено изучению параметров структур при малых (субнанометровых) толщинах индивидуальных пленок.

Введение

Для синхротронных исследований в области жесткого и мягкого рентгеновских диапазонов требуются многослойные рентгеновские зеркала (МЗ), обладающие сочетанием высокого коэффициента отражения и спектральной селективности. Данным требованиям можно удовлетворить, используя Ве-содержащие многослойные зеркала: Cr/Be и W/Be. Одной из проблем в развитии технологии роста МЗ для жесткого рентгеновского диапазона является уменьшение периода многослойной структуры. Известно, что наибольшее влияние на коэффициент отражения вносит длина переходной области между слоями. Длина переходной области определяется ростовыми особенностями пленок, чаще всего проявляющихся в развитии шероховатости поверхности слоев, процессами перемешивания материалов, вызванных диффузией и химическим взаимодействием материалов слоев на границах. В данной работе исследована микроструктура границ раздела в МЗ Cr/Be и W/Be методами рентгеновской рефлектометрии (XRR) и диффузного рассеяния (DXRS) рентгеновского излучения. Приводятся данные исследования границ, полученные с помощью метода фотоэлектронной спектроскопии (XPS). Для исследования микроструктуры слоев использовался метод комбинационного рассеяния (КР).

С помощью комбинации XRR и DXRS методов возможно разделить вклады шероховатости и межслоевой диффузии/перемешивания для каждого образца и найти корреляции этих параметров с толщиной слоев. По данным рефлектометрических измерений оценивался эффективный переходной слой в МЗ.

Данные диффузного рассеяния были получены в виде кривых качания на угле Брэгга, индивидуального для каждого образца. Данный вид измерений позволяет увидеть рассеяние на значительный угол (несколько градусов от зеркального направления) при использовании дифрактометра. Шероховатость моделировалась в рамках линейной модели роста пленок, подробнее о которой рассказано в [1].

Применение метода рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии способно дать понимание физического механизма, лежащего в основе взаимодействия материалов в МЗ, оценить взаимопроникновение материалов в зависимости от их толщин. В частности, в [2] представлены результаты исследования МЗ Cr/Be с помощью этого метода. Показано, что после периода 2 нм МЗ фактически состоит из CrBe₁₂ со стороны границы Ве-on-Cr, и из CrBe₂ на границе Cr-on-Ве.

Метод комбинационного рассеяния позволяет получить информацию о микроструктуре слоев в МЗ: соотношение фаз материала, степень кристалличности, тип напряжений в структуре, которые тесно связаны с границами раздела в МЗ. Впервые для изучения МЗ данный метод был применен в [3]. Метод КР имеет ряд ограничений. В данном случае его можно применить для изучения именно Ве, так как исследование Cr и W невозможно из-за отсутствия доступных фононных состояний в центре зоны Бриллюэна. Металлы Cr и W имеют тип кристаллической решетки ОЦК с одним атомом на примитивную ячейку, в то время как для детектирования КР-отклика от материала необходимо несколько связан-

ных атомов. При нормальных температуре и давлении объемный Ве существует в гексагональной плотноупакованной (ГПУ) решетке, которая имеет два атома на примитивную ячейку. У связи Ве-Ве 6 мод колебаний, из них только одна мода является комбинационно-активной. Эта мода связана с растяжением связи Ве-Ве, из-за дефектов и поверхностных связей. В методе можно оценить соотношение кристаллической и аморфной фаз Ве при разных толщинах материала в периоде МЗ.

Результаты

В ходе экспериментов изучалась зависимость межслойной шероховатости от величины периода многослойных структур Cr/Ве. Было изготовлено 8 образцов. Каждый образец состоял из 100 периодов, толщина периода изменялась от 2,26 до 0,8 нм. Как видно по Рис. 1, в данном диапазоне толщин периодов величина ростовой шероховатости Cr/Ве зеркал составляет 2 Å и не зависит от толщины периода. Это является важным результатом с точки зрения рентгенооптических приложений. Таким образом, МЗ Cr/Ве является перспективной системой для синхротронных приложений при решении задач, где требуется высокий коэффициент отражения при энергиях больше 10 кэВ и спектральная селективность $\Delta E/E < 1\%$.

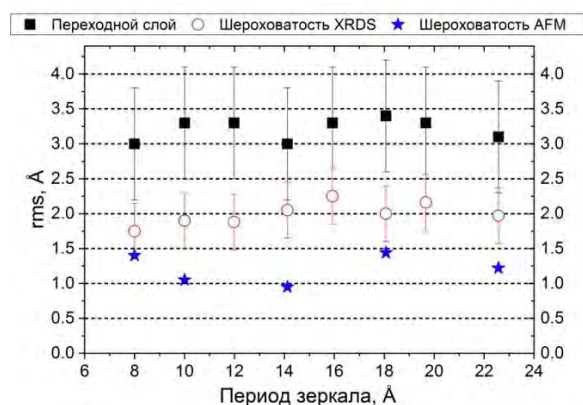


Рис. 1. Шероховатости и эффективные ширины интерфейсов в зависимости от периода структуры (rms – среднеквадратичное отклонение неровностей от средней поверхности)

Методом комбинационного рассеяния были исследованы МЗ W/Ве. Исследование проводилось с систематическим изменением толщины слоев Ве и W,

величина периода зеркала при этом оставалась постоянной (6 нм). Диапазон изменения толщины Ве отображен на Рис. 2. По полученным КР спектрам обнаружена поликристаллическая фаза Ве в аморфной матрице (линия около 350 cm^{-1}). При увеличении толщины слоев Ве свыше 2 нм в МЗ, на КР спектре наблюдалась линия, соответствующая кристаллической фазе ($\sim 450 \text{ cm}^{-1}$). При дальнейшем увеличении толщины Ве наблюдается сдвиг кристаллической КР линии в область больших частот, что соответствует увеличению сжимающих напряжений. Также при увеличении толщины Ве уменьшалась и ширина на полувысоте кристаллического КР пика, что свидетельствует об уменьшении дефектов в структуре.

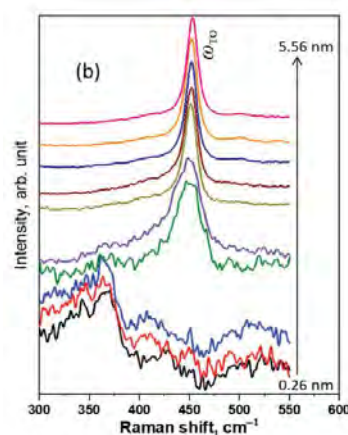


Рис. 2. Спектры комбинационного рассеяния МЗ W/Ве при разных толщинах Ве в периоде [4]. Изменение толщины Ве указано стрелкой (ω_{10} – частота колебания фононной моды, соответствующей кристаллической фазе материала)

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 21-72-20108

Литература

1. Pleshkov R., Chkhalo N., Polkovnikov V. *et al.* // J. Appl. Crystallogr., V.54(6), 1747–1756 (2021).
2. Sakhonenkov S., Filatova E., Kasatkov S. *et al.* // Appl. Surf. Sci., V. 570, P. 1–13 (2021).
3. Kumar N., Pleshkov R.S., Nezhdanov A.V. *et al.* // J. Phys. Chem. C., V.125, P. 2729–2738 (2021).
4. Kumar N., Pleshkov R.S., Nezhdanov A.V. *et al.* // Phys. Chem. Chem. Phys., V. 23, P. 23303 (2021).

Влияние барьерных слоев Si на границы раздела в многослойных зеркалах Al/Be

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 работе методами рентгеновской рефлектометрии, диффузного и комбинационного рассеяния изучается микроструктура границ раздела слоёв в многослойных зеркалах Al/Be с барьерными слоями Si. Используя комбинацию этих методов, удается оценить шероховатость, взаимопроникновение материалов слоев, приводящие к падению оптического контраста и, как следствие, к снижению отражательной способности МЗ. С помощью метода комбинационного рассеяния оценивается доля кристаллизации слоев Be и Si в структуре зеркала.

Интерес к многослойным зеркалам (МЗ) на основе бериллия и алюминия вызван развитием работ в области изучения лабораторной и солнечной плазмы. Использование данных материалов в МЗ позволяет удовлетворить повышающиеся требования благодаря уникальным оптическим свойствам бериллия и алюминия.

На практике границы раздела слоёв в МЗ получаются неидеальными, поэтому всегда наблюдается отличие между теоретической и экспериментальной отражательными способностями. В случае Al/Be отличие значительное. Одним из способов повышения коэффициента отражения является внедрение барьерных слоёв. В работе [1] впервые было показано, что введение промежуточного слоя Si толщиной около 1 nm в каждый период двухкомпонентной системы Al/Be способно увеличить пиковый коэффициент отражения с 47% до 60%. Предполагается, что такое улучшение оптических характеристик получается из-за сглаживания границ раздела в структуре благодаря аморфизации слоев Al в присутствии Si. В [1] указывается, что максимальный коэффициент отражения достигается в МЗ, в котором Si наносится только на верхнюю границу Be слоя. Позже, в работе [2] был использован данный подход. Было получено зеркало Be/Si/Al, оптимизированное на длину волны 17.14 nm, с рекордным коэффициентом отражения 62.5%. Также в той же работе была подтверждена временная стабильность оптических характеристик данных зеркал при их хранении в комнатных условиях.

Таким образом, ситуация с коэффициентом отражения в случае применения Si прослойки улучшается, но вопрос вследствие чего происходит это улучшение остается. Высказанное в [1] предположение об аморфиза-

ции слоёв Al в присутствии Si дополнительными методами не проверялось. В данной работе применяются методы диффузного и комбинационного рассеяния для исследования микроструктуры границ раздела в зеркалах Be/Al с барьерными слоями Si.

С помощью методов рентгеновской рефлектометрии (XRR) и диффузного рассеяния рентгеновского излучения (DXRS) исследуется микроструктура интерфейсов МЗ Be/Al как с барьерными слоями Si, так и без них. Комбинация XRR и DXRS методов позволяет разделить вклады шероховатости и перемешивания для каждого образца и определить численные значения протяженности переходных слоев. Данный подход уже успешно применялся нами в [3] для изучения Cr/Be зеркал.

И шероховатость, и взаимопроникновение материалов слоёв (образование переходного слоя) приводят к уменьшению отражения, причем величина этих эффектов часто сравнима. По этой причине рассматривается эффективный переходный слой, величину которого можно оценить по одним лишь рефлектометрическим измерениям. Влияние интерфейсов учитывается с помощью разбиения переходной области на тонкие однородные слои. Профиль переходной области берется в виде суммы функции ошибок и линейного профиля с весами [4], это позволяет описать всю кривую отражения.

Измерение диффузного рассеяния от образцов необходимо чтобы отделить шероховатость от перемешивания. Кривые качания при этом удобнее получать на угле Брэгга зеркала, так как появляется возможность увидеть рассеяние на значительный угол (несколько градусов от зеркального направления) при использовании лабораторного дифрактометра.

Шероховатость многослойной структуры обладает частичной межслоевой корреляцией: часть рельефа наследуется, а часть нарастает независимо от нижележащего интерфейса. Если исследовать зеркала с малой толщиной слоёв ~ 1 нм, межслоевая корреляция может проникать на несколько периодов даже для высоких пространственных частот рельефа, поэтому измерение рассеяния в режиме интерференционного усиления приводит к многократному увеличению сигнала и позволяет детектировать рассеяние на большие углы в лабораторных условиях.

Как указано в [3], шероховатость моделируется в рамках линейной модели роста плёнок. Спектр шероховатостей поверхности плёнки имеет вид

$$PSD_{2D}(v) = PSD_{sub}(v)e^{-b(v)h} + \Omega \frac{1 - e^{-b(v)h}}{e^{-b(v)h}} \quad (1)$$

где $e^{-b(v)h}$ – фактор наследования, Ω – объём осаждаемой частицы (атома, молекулы или кластера), h – толщина плёнки, $b(v)$ – функция релаксации поверхности. Первое слагаемое соответствует унаследованной шероховатости, рассеяние на которой когерентно с рассеянием на нижележащем интерфейсе, а второе – собственной ростовой шероховатости. Ростовые параметры для простоты считались одинаковыми для Si и Be. В результате подгонки параметров шероховатости можно получить $PSD_{2D}(v)$ на каждом интерфейсе структур, в том числе на поверхности.

Применение метода комбинационного рассеяния (КР) поможет выяснить микроструктуру самих слоев: соотношение фаз материала, степень кристалличности, тип напряжений в структуре, которые тесно связаны с границами раздела в МЗ. Впервые для изучения МЗ данный метод был применен в [5].

Изучение КР многослойных систем проводится на спектрометре ИНТЕГРА НТ-МДТ с использованием твердотельного лазера с диодной накачкой с длиной волны возбуждения 473 нм и лазера с длиной волны 633 нм через оптический микроскоп. Плотность мощности лазера оценивается в 5×10^{-3} мВт/см², что достаточно мало и позволяет избежать нагрева образца. Спектры КР образцов снимаются в конфигурации отражения со спектральным разрешением 0.8 см^{-1} для решеток 2400 штрихов/мм ($\lambda = 473$ нм) и 1 см^{-1} для решеток 1800 штрихов/мм ($\lambda = 633$ нм). Максимальная глубина проникновения лазерного излучения в многослойное зеркало оценивается примерно в 100 нм, что необходимо учиты-

вать на этапе создания образцов. Общая толщина образца должна быть намного больше этой глубины, чтобы исключить вклад фонных мод от кремниевой подложки в спектры КР зеркала.

Метод КР имеет ряд ограничений. В данном случае его можно применить для изучения именно Be и Si. Исследование Al с помощью метода КР невозможно из-за отсутствия доступных фонных состояний в центре зоны Бриллюэна. Al имеет тип кристаллической решетки ГЦК с одним атомом на примитивную ячейку. При нормальных температуре и давлении объемный Be существует в гексагональной плотноупакованной (ГПУ) решетке, которая имеет два атома на примитивную ячейку. У связи Be-Be 6 мод колебаний, из них только одна мода является комбинационно-активной. Эта мода связана с растяжением связи Be-Be, из-за дефектов и поверхностных связей. На примитивную ячейку Si (решетка с-типа) также приходится больше одного атома и имеется комбинационно-активная мода колебаний, что также позволяет получить КР-отклик от материала. В методе наличие той или иной фазы материала фиксируется сигналом в виде пика на КР спектре. Каждому материалу в зависимости от его фазы соответствует свое положение пика, данные о котором, как правило, уже занесены в базы данных. Таким образом, получая КР спектры от МЗ Be/Al с прослойками Si на разных границах, можно оценить соотношение кристаллической и аморфной фаз Be (а также Si) в разных случаях.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 21-72-20108.

Литература

1. Chkhalo N.I., Pariev D.E., Polkovnikov V.N. *et al.* // *ThinSolidFilms*, V. 631, P. 106-111 (2017)
2. Плешков Р.С., Зуев С.Ю., Полковников В.Н. *и др.* // *Журнал технической физики*, Т.90, Вып.11, С. 1870–1875 (2020)
3. Pleshkov R., Chkhalo N., Polkovnikov V. // *J. Appl. Crystallogr.*, V.54(6), 1747–1756 (2021)
4. Svechnikov M. *et al.* // *J. Appl. Crystallogr.*, 50, 1428–1440 (2017)
5. Kumar N., Pleshkov R.S., Nezhdanov A.V. *et al.* // *J. Phys. Chem. C.*, V.125, P. 2729–2738 (2021)

Многослойные зеркала для спектрального диапазона 8–12 нм

В.Н. Полковников¹, Р.А. Шапошников^{1,*}, С.Ю. Зуев¹, М.В. Свечников¹, М.Г. Сертсу²,
А. Соколов², Ф. Шаферс², Н.И. Чхало¹

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

² Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie, BESSY-II, Albert-Einstein-Str. 15, 12489 Berlin, Germany

*shaposhnikov-roma@mail.ru

В докладе дается краткий обзор современного состояния дел в области многослойной рентгеновской оптики для диапазона длин волн 8–12 нм. Показаны преимущества иттрий-содержащих зеркал. Демонстрируется положительный эффект применения барьерных слоев В₄С в многослойных структурах Y/B₄C/Ru на коэффициент отражения. Сообщается о рекордном значении коэффициента отражения 56% на длине волны 11,4 нм, полученном в данной работе на зеркале Ru/Y/B₄C. Также в докладе приводятся результаты исследования многослойных зеркал на основе Ru/Sr.

Введение

Спектральная область 8–12 нм представляет интерес для ряда научных и технологических задач. В частности, для солнечной астрономии в связи с наличием в спектре короны сильной линии излучения иона FeXVIII, $\lambda=9.34$ нм. Интересен этот диапазон и для EUV литографии следующего поколения с длиной волны короче 13.5 нм, так на этот диапазон приходится максимумы излучения криптоновой и ксеноновой плазмы. Эффективность этих приложений во многом зависит от коэффициентов отражения многослойных зеркал, используемых при построении рентгенооптических схем. Теоретические расчеты указывают на то, что в этом диапазоне наилучшими материалами для слабопоглощающих слоев (спейсеров) являются стронций и иттрий, а в качестве материалов рассеивающих слоев: Pd, Ag, Rh, Ru, Mo. В рамках представленной работы были разработаны и синтезированы многослойные зеркала на основе пар материалов Ru/Y и Ru/Sr, оптимизированные для работы на длинах волн 9.34 нм и 11.4 нм.

Высокоотражающие многослойные Ru/Y зеркала

В ходе экспериментов многослойные рентгеновские зеркала на основе Ru/Y синтезировались методом магнетронного распыления на установке, оснащенной четырьмя магнетронами планарного типа. Это количество источников позволяет работать как с двухкомпонентными структурами, так и с барьерными слоями, наносимыми между слоями базовых материалов.

Было показано, что максимальный коэффициент отражения Ru/Y зеркал без барьерных слоев составляет 29%, в то время как нанесение прослойки карбида бора на границу Y (итоговая структура имеет вид substrate/Y/B₄C/Ru) составляет 38.5%, что существенно превосходит опубликованные ранее соответствующее значение для Mo/Y и Ru/Y зеркал. Увеличение коэффициента отражения при добавлении в структуру барьерного слоя обуславливается заметным сокращением переходной области от Y к Ru. При этом доля рутения в периоде составляла 0.54. На рисунке 1 приведена зависимость коэффициента отражения многослойного зеркала sub/Y/B₄C/Ru от угла скольжения падающего излучения (отсчет угла ведется от поверхности зеркала)

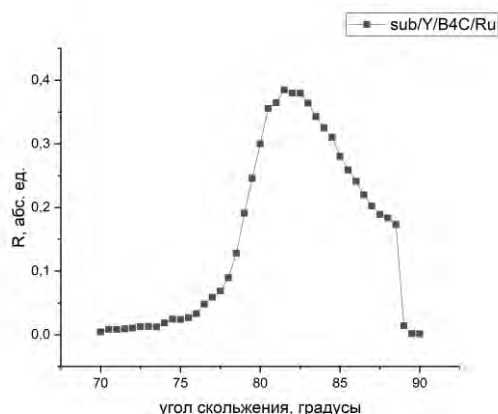


Рис. 1. Зависимость коэффициента отражения Ru/Y зеркала с прослойкой В₄С, оптимизированного на длину волны 9.34 нм

Также были синтезированы многослойные рентгеновские зеркала на основе Ru/Y с барьерными слоями карбида бора, обладающие рекордным значением коэффициента отражения $R = 54\%$ на длине волны 11.4 нм. На рисунке 2 показана угловая зависимость коэффициента отражения такого зеркала.

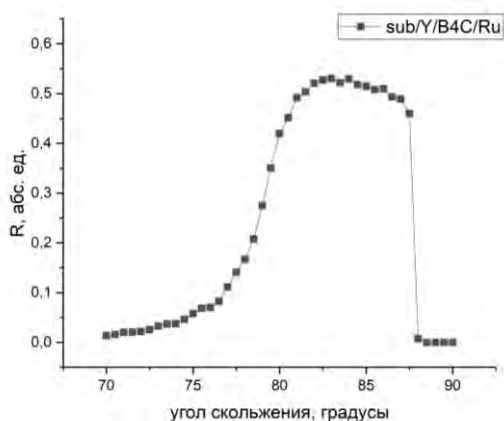


Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения Ru/Y зеркала с прослойкой B_4C , оптимизированного на длину волны 11.4 нм

Высокоотражающие многослойные Ru/Sr зеркала

Также в рамках представленной работы были разработаны и синтезированы многослойные рентгеновские зеркала на основе пары материалов Ru/Sr. Сложность работы со стронцием заключается в высокой химической активности данного материала. Стронциевая мишень окисляется на атмосфере в течение нескольких минут. Для предотвращения контакта мишени с воздухом загрузка и выгрузка образцов в вакуумную камеру, в которой проходил синтез зеркал, осуществлялся через вакуумную шлюзовую камеру. Схематичное изображение шлюзовой камеры приведено на рисунке 3.

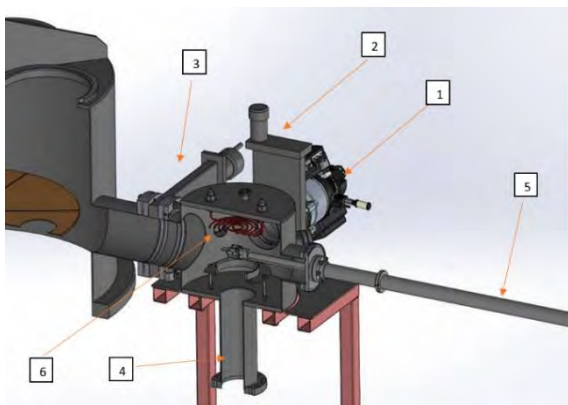


Рис. 3. Схема шлюзовой камеры. 1 — турбомолекулярный насос, 2,3 — шибберные затворы, 4 — источник ускоренных ионов, 5 — вакуумный манипулятор, 6 — нагревательный тэн

Для Ru/Sr зеркал с барьерными слоями карбида бора, оптимизированных на рабочую длину волны 11.4 нм, были получены значения коэффициента отражения $R = 61\%$. Угловая зависимость коэффициента отражения зеркала sub/Sr/ B_4C /Ru представлена на рисунке 4.

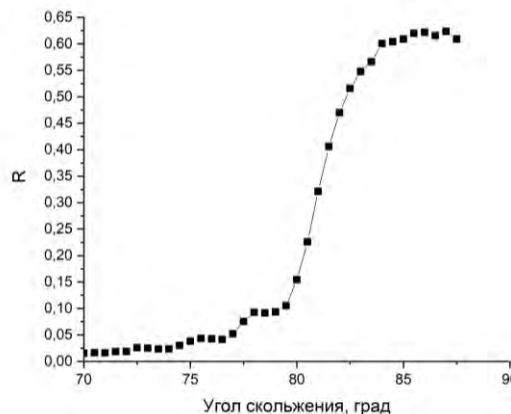


Рис. 4. Угловая зависимость коэффициента отражения Ru/Sr многослойного зеркала с прослойками карбида бора, оптимизированное на длину волны 11.4 нм

Выводы

Таким образом в рамках представленной работы были получены многослойные рентгеновские зеркала на основе Ru/Y и Ru/Sr. Были получены рекордные значения коэффициентов отражения на длине волны 11.4 нм, которые являются близкими к теоретическому пределу. Значения коэффициента отражения Ru/Y зеркал на длине волны 9.34 нм близки к соответствующим для Pd/Y зеркал. Следовательно, на основании полученных экспериментальных данных можно сделать вывод о перспективности использования Ru/Y и Ru/Sr зеркал для спектрального диапазона 8 - 12 нм.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта РФН № 21-72-30029.

Многослойные короткопериодные структуры на основе W/B₄C

В.Н. Полковников¹, Р.А. Шапошников^{1,*}, Н.И. Чхало¹, А.Д. Николенко²

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

² Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия.

*shaposhnikov-roma@mail.ru

В данной работе приводятся результаты исследований, направленных на синтез многослойных структур W/B₄C с малыми значениями периода для их использования в качестве оптического элемента в монохроматоре мягкого рентгеновского излучения..

Введение

В настоящее время на станции «Космос» в СЦСТИ ведутся работы по измерению XAFS спектров в мягкой рентгеновской области. Для получения монохроматического излучения используются кристаллы Si (111) в брэгговской геометрии с углами падения, близкими к нормальным. Минимальная энергия, доступная монохроматору с такими кристаллами, составляет 2000 эВ, и позволяет работать с К-краями таких элементов, как фосфор и сера. Таким образом, К-края таких важных с технологической точки зрения элементов, как алюминий, кремний, магний, фтор, кислород не попадают в рабочую область работы станции. Положение может быть исправлено путем установки на монохроматор кристаллов, имеющих достаточно совершенную структуру и большой период кристаллической решетки. Хорошим кандидатом на эту роль являются кристаллы бифталата калия или рубидия (КАР и RbAp). Так, кристалл КАР (001) имеет период решетки 13.3 А, что позволяет достигать рабочей энергии монохроматора 470 эВ и работать на К-краях легких элементов вплоть до кислорода. Одной из перспективных задач, в частности, является исследование свойств перовскитов, имеющих в своем составе кислород с дыркой на р-оболочке. Проблемой при использовании бифталатов на станциях синхротронного излучения является их низкая радиационная стойкость, приводящая к деградации свойств первого кристалла под белым пучком СИ за несколько минут. В связи с этим предложено использовать гибридную оптическую схему, в которой первый кристалл заменяется многослойным зеркалом с периодом, идентичным периоду кристалла. Требование на идентичность периодов объясняется удобством экспери-

мента, при котором в ходе сканирования по спектру монохроматический пучок остается неподвижным.

Выбор материалов и параметров многослойного зеркала

Максимальная рабочая длина волны излучения, под которую должно быть оптимизировано многослойное зеркало составляет 26.5 ангстрем, что приводит к необходимости синтеза короткопериодных многослойных зеркал. Следовательно, крайне важно, чтобы пара материалов, выбранных для данного зеркала, могла не только обеспечивать большой скачок диэлектрической проницаемости на границе раздела и обладать низким поглощением в данном диапазоне длин волн, но и иметь малую величину интерфейсов на границе раздела. Более того, необходимо обеспечить также обеспечить стабильность параметров многослойной структуры в процессе синтеза, так как даже слабый уход периода в случае короткопериодного зеркала приведет к существенной деградации его отражательных характеристик.

Резюмируя вышесказанное, можно сделать вывод, что подходящими материалами для решения поставленной задачи являются вольфрам и карбид бора, так как в области мягкого рентгеновского излучения они обладают наилучшими оптическими характеристиками и позволяют сформировать границу с малыми шероховатостями и низкой шириной интерфейса.

Выбор периода многослойного зеркала осуществлялся следующим образом. При угле скольжения излучения 85 градусов и периоде кристалла 13.3 А максимум коэффициента отражения приходится на длину волны 26.5 А. Далее период W/B₄C структуры был оптимизирован с учетом диэлектрической проницаемости материалов так, чтобы пик отражения

соответствовал указанному выше углу и длине волны. При этом расчет был проведен для двух случаев: когда заданный угол соответствует первому и второму Брэгговскому пику. Для первого пика период структуры составит 13.35 А, а для второго – 26.7 А. Для структуры с периодом $d = 13.35$ А практически невозможно менять параметр $\beta = d_w/d$ (отношение толщины сильно поглощающего материала, в данном случае – вольфрама, к периоду структуры) в силу малости толщин слоев. Так, не представляется возможным синтезировать структуру с $\beta < 0.4$.

Далее был проведен расчет, в рамках которого для длин волн из рабочего диапазона 6.8-26.5 А сравнивались углы, при которых достигаются максимумы коэффициента отражения многослойного зеркала W/B_4C и КАР кристалла. На рисунке 1 представлена зависимость разности максимумов коэффициента отражения по углу для указанных выше оптических элементов и ширина пика отражения зеркала на полувысоте от максимума для случая, когда зеркало было оптимизировано на первый Брэгговский пик.

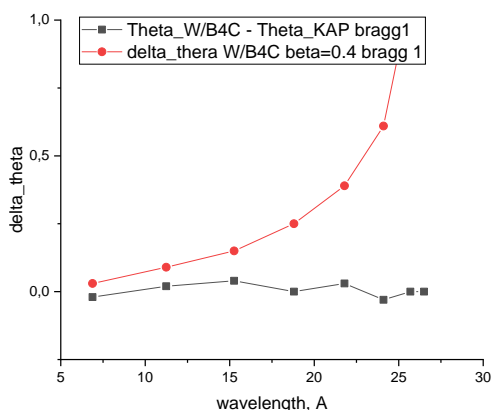


Рис. 1. Зависимость разницы углов, соответствующих максимуму коэффициента отражения многослойного зеркала и кристалла (черная кривая), и ширины пика отражения зеркала на полувысоте максимума (красная кривая) для первого Брэгговского пика

Из рисунка 1 видно, что точная оптимизация периода многослойной структуры позволяет избежать рассогласования углов, соответствующих максимуму коэффициента отражения зеркала и кристалла, для всего рабочего диапазон длин волн. Стоит отметить, что при оптимизации структуры для работы на втором Брэгговском пике, период зеркала составляет $d = 26.7$ А, что позволяет варьировать параметр

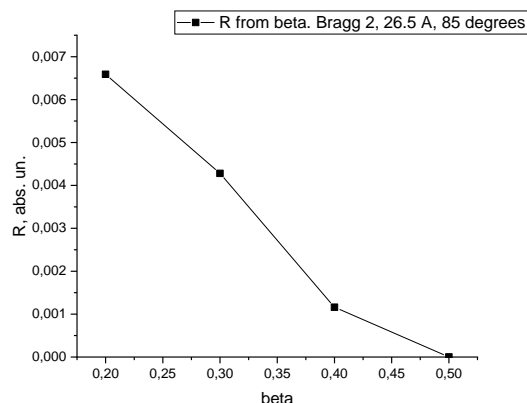


Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения W/B_4C зеркала от β для длины волны 26.5 А приведена на рисунке 2.

Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения W/B_4C зеркала с прослойкой B_4C , оптимизированного на длину волны 26.5 А и угол скольжения излучения 85 градусов

Из представленной зависимости видно, что значение $\beta = 0.2$ является оптимальным, а дальнейшее уменьшение данного параметра не является возможным в силу малости толщины слоя вольфрама. Расчет для второго Брэгговского пика, аналогичный, представленному на рисунке 1, показал, что рассогласование между углами, соответствующими максимуму коэффициента отражения зеркала и кристалла для фиксированной длины волны является малым по сравнению с полушириной пика отражения зеркала. Однако стоит отметить, что несмотря на то, что коэффициент отражения второго Брэгговского пика примерно на порядок ниже, чем у первого, оптимальное количество слоев для зеркала, оптимизированного для работы на первом Брэгговском пике, на 100 меньше, чем для работы на втором пике, и равно $N=200$, что может сделать данную структуру более привлекательной для практического применения в силу того, что для нее проще обеспечить стабильность параметров во время синтеза.

В рамках представленной работы будут синтезированы обе описанные выше структуры, а также экспериментально определены их оптимальные параметры. Синтез обеих структур будет осуществлен методом магнетронного напыления на экспериментальном стенде в ИФМ РАН.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 21-72-20108.

Влияние размера пучка на отражение мягкого рентгеновского излучения от многослойного зеркала

В.И. Пунегов *

Физико-математический институт ФИЦ «Коми научный центр УрО РАН», ул. Оплеснина 4, Сыктывкар, 167982.

*vpunegov@dm.komisc.ru

С использованием двумерных уравнений дифракции исследовано влияние размера пучка на отражение мягкого рентгеновского излучения от многослойного зеркала. Рассмотрены граничные условия дифракционной задачи в случае геометрической оптики и приближения Френеля. Показаны расчеты профилей коэффициентов отражения от Mo/Si зеркала для пучков разных размеров. Выполнено численное моделирование карт распределения интенсивности рентгеновского отражения в обратном пространстве, а также их сечений в горизонтальном q_x и вертикальном (зеркальном) q_z направлениях. Показано, что размер рентгеновского пучка не влияет на профиль зеркального отражения, однако существенно видоизменяет сечение карт в горизонтальном направлении.

Введение

При расчетах отражения мягкого рентгеновского излучения от многослойных рентгеновских зеркал используются одномерные укороченные уравнения дифракции, рекуррентные соотношения, метод характеристической матрицы и подходы, разработанные в рентгеновской кристаллооптике. Сравнение результатов, полученных с помощью вышеперечисленных методов, представлено в [1]. Все эти подходы относятся к одномерной рентгеновской дифракции, при этом предполагается, что падающее излучение является плоской волной, которая неограниченна в пространстве. Однако в экспериментальных измерениях падающий пучок всегда ограничен наличием щелей и коллиматоров. Влияние размера падающего рентгеновского пучка на коэффициент отражения от многослойного зеркала не исследовано. Используя формализм рентгеновской дифракции пространственно ограниченных пучков [2], в работе исследуется угловое распределение отраженной интенсивности мягкого рентгеновского излучения от многослойной системы.

Отражение пространственно ограниченного рентгеновского пучка от многослойного зеркала

Амплитуда отражения пространственно ограниченного рентгеновского пучка от многослойного зеркала имеет вид

$$\hat{E}_h(q_x, q_z) = \frac{a_h}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\kappa \frac{\exp(i\xi l_z) - 1}{Q} Y_{in}(\kappa) Y_{ex}(\kappa - q_x),$$

где $\xi = \sqrt{\psi^2 - 4a_1 a_{-1}}$, $\psi = \eta + 2(a_0 - \kappa\gamma_1/\gamma)$, $\eta = 4\pi\gamma_1 \omega/\lambda$ – угловой параметр, $a_{1,-1} = C\pi\chi_{1,-1}/(\lambda\gamma)$, $\gamma = \sin\theta_B$
 $Q = \xi_1 \exp(i\xi l_z) - \xi_2$, $\xi_{1,2} = (-\psi \pm \xi)/2$, $a_{-1} = a_1$, λ – длина волны рентгеновского излучения в вакууме, θ_B – угол Брэгга, C – поляризационный фактор, $\chi_{0,1}$ – Фурье коэффициенты рентгеновской поляризуемости.

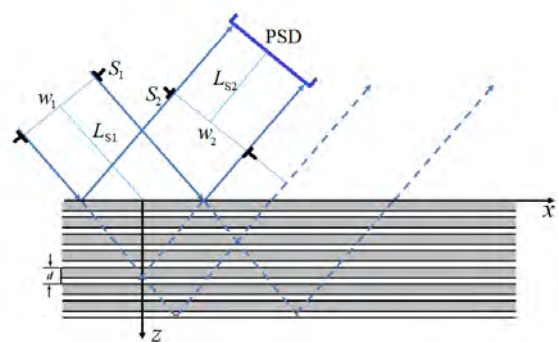


Рис. 1. Схематическое представление дифракции пространственно ограниченной волны мягкого рентгеновского излучения от многослойного зеркала с периодом d для разных размеров отраженного пучка. PSD – позиционно чувствительный детектор

Схема дифракции пространственно ограниченного рентгеновского пучка от многослойной структуры (МС) показана на рис.1. Размер падающего излучения ограничен щелью S_1 шириной w_1 . Отраженная волна перед попаданием в детектор ограничивается щелью S_2 шириной w_2 . Расстояние от входной щели до МС равно L_{S1} , а от щели S_2 до позиционно чувствительного детектора или системы анализатор –

детектор – L_{S2} . В случае трехосевой дифрактометрии интенсивность рассеяния зависит от углового положения образца ω и анализатора ε . Эти параметры связаны с проекциями отклонения вектора дифракции от узла обратной решетки соотношениями: $q_x = (2\pi/\lambda)\gamma(2\omega - \varepsilon)$ и $q_z = -(2\pi/\lambda)\gamma_1\varepsilon$. Угловым параметр η запишется как $\eta = q_x \cot \theta_B - q_z$. Граничные функции $Y_{in}(\kappa)$ и $Y_{ex}(\kappa - q_x)$ могут быть представлены в терминах геометрической оптики и в приближении Френеля [2].

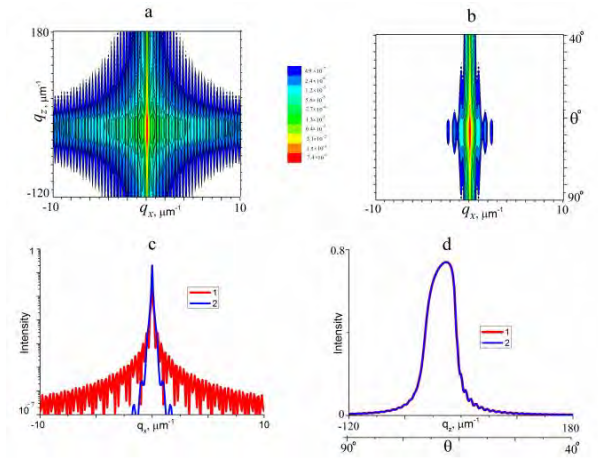


Рис.к 2. Расчетные карты RSM (a,b), q_x – сечения (c) и q_z – сечения (d) от MC Mo/Si с граничными функциями в случае геометрической оптики (a, c и d - кривая 1) и приближении Френеля (b, c и d – кривая 2)

Численные расчеты отражения пространственно ограниченных пучков от многослойного зеркала Mo/Si для мягкого рентгеновского излучения с длиной волны 12.93 нм выполнены на основе решения (1). Многослойная структура Mo/Si имела период 6.9 нм с долей молибдена 38.7 % и кремния 61.3 %. Число периодов равно 110, что соответствует толщине многослойного зеркала $l_z = 0.76 \mu\text{m}$. Такая структура является идеально оптимизированной для максимального коэффициента отражения [3]. Значения Фурье коэффициентов рентгеновских поляризуемостей $\chi_0 = (-0.556 + i 0.067) \cdot 10^{-1}$ и $\chi_1 = (-0.404 + i 0.028) \cdot 10^{-1}$ получены с использованием сервера “X-Ray Server” [4]. Длина первичной брэгговской экстинкции составляет $0.095 \mu\text{m}$. Угол Брэгга равен 69.55 угл. град. Рентгеновские карты углового распределения интенсивности рассеяния в обратном пространстве (reciprocal space maps (RSMs)) и их сечения вычислены с использованием решения (1).

На рис.2 представлены расчетные карты RSM, а также q_x и q_z – сечения от MC Mo/Si с граничными функциями в случае геометрической оптики и приближении Френеля. В вычислениях использовались следующие параметры дифракционной схемы: размер падающего и отраженного рентгеновского пучка равен $100 \mu\text{m}$; расстояние от входной щели S_1 до поверхности многослойного зеркала и от выходной щели S_2 до позиционно чувствительного детектора составляет 100mm . Расчеты показывают, что карты RSM с граничными функциями в случае геометрической оптики и приближении Френеля существенно отличаются (рис.2a,b). Также отличаются q_x – сечения карт углового распределения интенсивности рассеяния в обратном пространстве (рис.2c). С другой стороны, q_z – сечения карт RSM для геометрической оптики и приближения Френеля полностью совпадают. На рис.2d зеркальные кривые отражения от MC Mo/Si изображены в зависимости от величины q_z – сечения и углового положения зеркала относительно падающего рентгеновского пучка. Отметим, что профиль зеркальной кривой отражения не зависит от размеров падающей и отраженной волны мягкого рентгеновского излучения. Более того, q_z – кривая ограниченных пучков полностью совпадает со случаем падающей плоской, пространственно неограниченной рентгеновской волны. В настоящее время для анализа дефектов многослойной структуры используются карты углового распределения мягкого рентгеновского диффузного рассеяния в обратном пространстве [5]. Однако на угловое распределение полной интенсивности рассеяния влияет зеркальная составляющая, учет которой возможен только с использованием разработанного подхода.

Литература

1. Kozhevnikov I.V., Vinogradov A.V. // Journal of Russian Laser Research. V. 16, 343 (1995).
2. Punegov V.I., Karpov A.V. // Acta Cryst. A77, 117 (2021).
3. Chkhalo N.I., Gusev S.A., Nechay A.N. *et al.* // Optics Letters. V. 42, 5070 (2017).
4. Stepanov S., Forrest R. // J. Appl. Cryst. V. 41, 958 (2008).
5. Haase A., Soltwisch V., Braun S. *et al.* // Optics express. V. 25, 15441 (2017).

Удаление шума с изображений, полученных на зеркальном мягко рентгеновском микроскопе на длине волны 13,88 нм

Д.Г. Реунов^{1*}, И.В. Малышев¹, Н.И. Чхало¹

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

*reunov_dima@ipmras.ru,

В данной работе будет осуществлен подбор оптимального метода фильтрации и вариации его параметров для улучшения качества изображения без потери полезного сигнала. Предложена новая методика фильтрации изображений, для удаления шумов, которая не приводит к размытию изображений. Появление которых связано с нагревом регистрирующей системы зеркального мягко рентгеновского микроскопа.

Введение

При получении изображения любыми методами всегда наблюдаются шумы, которые связаны с тем или иным физическим принципом оптической системы или системы регистрации изображения. Поэтому проблема шумоподавления является актуальной. Существует обширное количество алгоритмов, которые работают с тем или иным видом шума и реализует определенный вид фильтрации, поскольку идеального многозадачного фильтра не существует.

В данной работе будет осуществлен подбор оптимального метода фильтрации и вариации его параметров для улучшения качества изображения без потери полезного сигнала, так как шумы сильно портят изображения при трехмерной деконволюции. В качестве примеров будут использованы изображения, полученные на зеркальном мягко рентгеновском микроскопе на длине волны 13,88 нм.

Причины появления шумов и методы их удаления

Оптическая схема микроскопа описана в работе [1]. Основная причина возникновения шумов в нашем случае — это нагрев камеры при долгой съемке z-стека образца, порядка 20-60 минут, в зависимости от времени экспозиции одного кадра.

В случае нагрева платы камеры, тепло передается на саму матрицу, что вызывает тепловые шумы. Шумы проявляются как статический шум типа “соль и перец” (белы и черные пиксели на изображении) + случайные шумы самой матрицы.

Простейший прямоугольный сглаживающий фильтр радиуса r задается при помощи матрицы размера

$(2r+1)^2$, все значения которой равны $1/(2r+1)^2$, а сумма значений равна единице. При фильтрации с таким ядром значение пикселя заменяется усредненным значением пикселей в квадрате. Чем больше окно фильтрации, тем меньше будет усредненная интенсивность шума, но при этом будет происходить размытие деталей изображения.

Несколько лучший результат получается при модификации фильтра с увеличением веса центральной точки. К примеру Гауссов фильтр с ядром: $h(i,j) = (1/(2\pi\sigma^2)) \exp(-((i^2+j^2)/(2\sigma^2)))$. Гауссов фильтр имеет ненулевое ядро. Значения ядра фильтра быстро убывает к нулю при удалении от центра, и можно ограничиться сверткой с ядром небольшого размера. Гауссовская фильтрация также сглаживает изображение. Степень размытия изображений определяются параметром σ .

Медианная фильтрация определяется следующим образом: $V(x,y) = \text{med}\{M(x,y)\}$, т.е. результат фильтрации является медианное значение пикселей окрестности, форма которой определяется ядром фильтра. Медианная фильтрация способна эффективно удалять из изображения помехи, независимо воздействующие на отдельные пиксели. Но при этом так же происходит сглаживание изображения. Фильтр среднего аналогичен медианному, только значение пикселя выбирается как среднее в его окрестности.

Предложенный нами фильтр является комбинацией других фильтров. А именно порогового фильтра и фильтра размытия (среднего). Работает он следующим образом: изначально делается копия изображения и размывается. Далее исходное изображение перебирается построчно и сравнивается значение теку-

щего пикселя с соседним, и если разница по модулю превышает пороговое значение, заданное вручную, то значение пикселя, с которым сравнивается, заменяется на значение из размытой копии изображения. Таким образом не происходит размытия всего изображения, а только локальное размытие в один пиксель там, где выброс или провал в интенсивности.

Как видно из рисунка 1, при применении вышеперечисленных фильтров (размер ядра одинаков для всех, для нашего метода ядро не нужно), происходит размытие изображения. Так же стоит отметить, что медианный фильтр отлично справился с удалением шумов. На рисунке 1-д, при применении нашего фильтра можно заметить некоторые шумы, которые связаны с определением порогового значения. В дальнейшей работе это будет устранено.

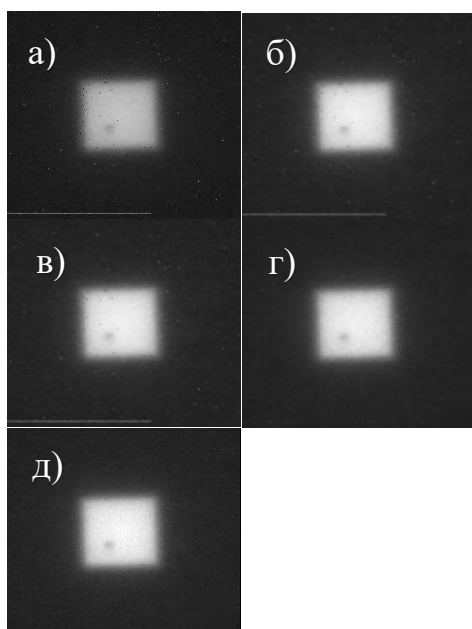


Рис. 1. Применение различных фильтров для удаления шумов для удаления шумов из экспериментального изображения 10 мкм окошка в кремнии, до деконволюционной реконструкции и без учета экспериментальной функции рассеяния точки (а-исходное изображение, б- Гауссов фильтр, в-фильтр среднего значения, г-медианный фильтр, д-наш фильтр)

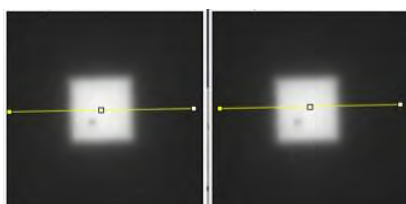


Рис. 2. Применение нашего фильтра (слева) и медианного (справа)

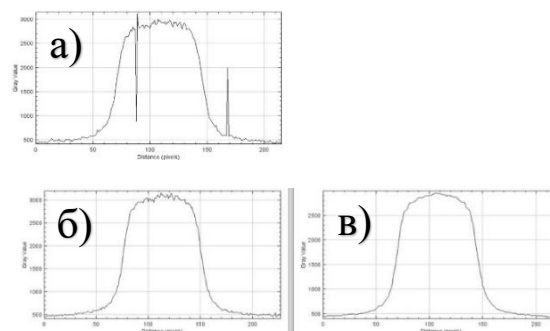


Рис. 3. Сечения изображений (а-исходное, б-наш фильтр, в-медианный фильтр)

Из рисунка 3 видно, что медианный фильтр убрал шумы, но при этом размылось изображение. При применении нашего фильтра, видно остаточные шумы, связанные с определением порога. Шумы меньше порогового значения не фильтруются. Соответственно необходимо дорабатывать фильтр, но видно, что он отлично справляется со своей задачей и не вносит изменений в исходное изображение.

Заключение

Предложена новая методика фильтрации изображений, для удаления шумов, которая не приводит к размытию изображений, появление которых связано с нагревом регистрирующей системы зеркального мягко рентгеновского микроскопа. Несмотря на наличие системы охлаждения, парами жидкого азота, из-за неоптимальной конструкции происходит неэффективное охлаждение. К докладу мы доработаем систему охлаждения и увеличим время работы без шумов, а остаточные шумы, не связанные с нагревом, будут устраняться по этому методу с небольшими доработками.

Работа поддержана НЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2020-906 и грантом РФФИ № 20-02-00364.

Литература

1. Малышев И.В., Пестов А.Е., Полковников В.Н., Салашенко Н.Н., Торопов М.Н., Чхало Н.И. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2019, № 1, с. 3–13.

Пьезоактивная дифракционная рентгеновская оптика

Д.В. Рощупкин

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук, ул. Академика Осипьяна, 6, Черноголовка, 142432.

rochtch@iptm.ru

Представлен новый метод временной модуляции рентгеновского излучения. Для управления интенсивностью рентгеновского пучка, брэгговское отражение пьезоэлектрического кристалла изменяется с помощью электродов в форме встречноштыревого преобразователя, сформированного на поверхность кристалла. Напряжение, приложенное к электродам, вызывает периодическую деформацию кристалла, которая действует как дифракционная решетка и вызывает появление дифракционных сателлитов. Импульс рентгеновского излучения создается путем быстрого включения и выключения напряжения.

Введение

Ранее для осуществления временной и пространственной модуляции рентгеновского излучения был исследован процесс дифракции рентгеновского и синхротронного излучения на поверхностных акустических волнах [1-2]. Импульсная модуляция акустических волн позволяет получать импульсы рентгеновского излучения. Однако в данном случае есть ряд ограничений, связанный со скоростью распространения акустических волн и шириной акустического пучка

Предложена возможность реализации пьезоэлектрически управляемых дифракционных решеток на обратном пьезоэлектрическом эффекте [3]. Возможность создания управляемых рентгенооптических элементов позволит в перспективе решить многие проблемы, связанные с рентгеновской литографией, спектроскопией, экспериментами с временным разрешением.

Пьезоэлектрически активные дифракционные решетки

В качестве подложки был использован $128^\circ Y'$ -срез кристалла $LiNbO_3$. Шероховатость подложки не превышала 5 \AA . На поверхности подложки методом электроннолучевой литографии была сформирована структура встречноштыревого преобразователя (ВШП), схематично представленная на рис. 1. Площадь ВШП составляла $5 \times 5 \text{ мм}^2$. Структура ВШП была изготовлена из Al. Период электродом составлял 2 мкм , а ширина электродов составляла 1 мм .

Приложение к структуре ВШП потенциала вызывает деформацию кристаллической решетки в след-

ствии обратного пьезоэлектрического эффекта $r_i = d_{ij} \times E_j$, где d_{ij} – пьезоэлектрические модули, а E_j – электрическое поле. Приложение внешнего электрического поля вызывает периодическую синусоидальную деформацию кристаллической решетки с периодом 4 мкм .

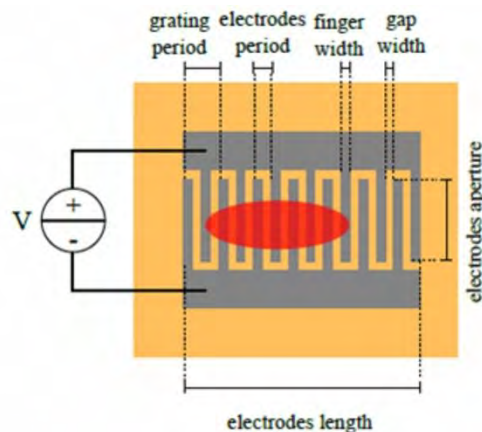


Рис. 1. Структура пьезоэлектрически активной дифракционной решетки

На рис. 2 представлена кривая качания кристалла (красная), промодулированного периодической синусоидальной деформацией. На кривой качания можно наблюдать дифракционные сателлиты, которые появляются при приложении внешнего электрического поля. Количество дифракционных сателлитов и их интенсивность зависят от величины прикладываемого электрического поля. С увеличением величины электрического поля возрастает деформация кристаллической решетки и увеличивается количество дифракционных сателлитов.

Черная кривая качания кристалла на рис. 2 соответствует отсутствию деформаций за счет пьезоэлек-

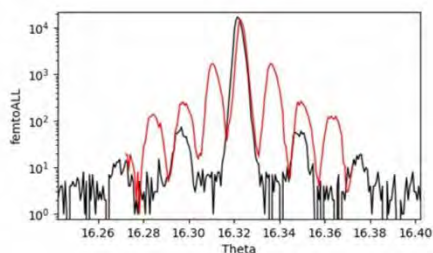


Рисунок 2. Кривые качания кристалла в отсутствие (черная кривая) и при приложении внешнего электрического поля $U = 5$ В.

трического эффекта. В данном случае дифракционные сателлиты связаны с дифракцией на металлической решетке, период которой составляет 2 мкм. В случае пьезодеформаций период составляет 4 мкм. Для решения проблемы наличия паразитных дифракционных сателлитов существуют два подхода. Первое, можно использовать расщепленные электроды и тогда период металлической решетки будет составлять 1 мкм и увеличится угловое расстояние между дифракционными сателлитами. Второе, можно изготовить структуру ВШП из графена, который прозрачен для рентгеновского излучения.

Временная модуляция синхротронного излучения

На рис. 3 представлена временная структура источника синхротронного излучения BESSY II. На рисунке красным выделен интенсивный одиночный пакет электронов, излучение от которого было выделено с помощью пьезоэлектрически активной дифракционной решетки при приложении одиночного импульса электрического поля длительностью 1 нс, синхронизованного с собственной временной структурой источника синхротронного излучения.

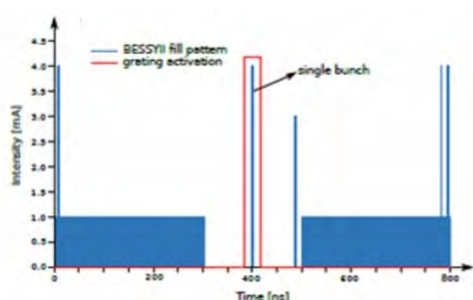


Рис. 3. Временная структура источника синхротронного излучения BESSY II

На рис. 4 представлено временная структура излучения, выделенная с помощью пьезоэлектрически активной дифракционной решетки.

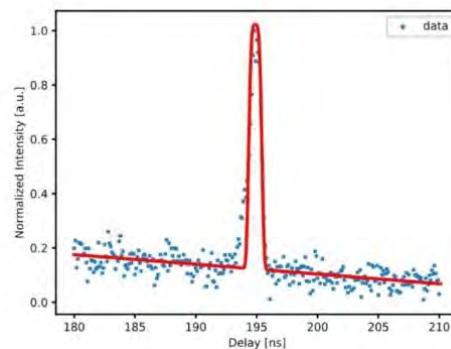


Рис. 4. Временная структура излучения, полученная с помощью пьезоэлектрически активной дифракционной решетки

Также следует отметить, что удалось выделить излучение и от отдельных пакетов электронов от 350 пакетов электронов (синий прямоугольник на рис. 3).

Основное ограничение по созданию пьезоактивных дифракционных решеток связано сегодня с развитием электроники, позволяющей формировать ультракороткие импульсы электрического поля прямоугольной формы с длительность в пикосекундном диапазоне.

Заключение

Продемонстрирована возможность создания пьезоуправляемых дифракционных решеток для рентгеновского диапазона длин волн.

Литература

1. Roshchupkin D.V., Brunel M. // *Rev. Sci. Instrum.*, V. 64, 379 (1993)
2. Vadilonga S., Zizak I., Roshchupkin D., Petsuk A. *et al.* // *Optics Letters*, Vol. 42, 1915 (2017).
3. Vadilonga S., Zizak I., Roshchupkin D. *et al.* // *Optics Express*, Vol. 29, 34964 (2021).

Перспективные длины волн для проекционной литографии с использованием синхротронного излучения

Н.Н. Салащенко*, В.Н. Полковников, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087

*salashch@ipmras.ru

Обсуждаются наиболее перспективные длины волн для литографии следующего поколения с длиной волны короче 13,5 нм на базе синхротронного источника рентгеновского излучения. Приводятся теоретические и экспериментальные значения коэффициентов отражения наиболее перспективных многослойных рентгеновских зеркал и, на их основе, оценка эффективности 11-зеркальных рентгенооптических систем литографа. Дается сравнение производительности современных литографов на основе лазерно-плазменных оловянных источников на длине волны 13,5 нм и литографов на основе реалистичных параметров синхротрона и многослойных зеркал.

Успехи, достигнутые к настоящему времени ЭУФ-литографией с рабочей длиной волны 13,5 нм позволяют достичь разрешения 13 нм [1]. Продвижение в область меньших топологических размеров требует увеличения числовой апертуры NA проекционного объектива свыше 0,5, либо использования технологии двойного экспонирования. На данном этапе развития оптических технологии столь значительное увеличение числовой апертуры практически нереализуемо. Использование технологии двойного экспонирования приведет к значительному падению производительности литографического процесса, что так же неприемлемо при массовом производстве чипов. Альтернативой такому подходу, исходя из критерия Рэлея, может быть только дальнейшее снижение длины волны, пропорционально которому будет уменьшаться и разрешение. В этом случае можно использовать уже хорошо себя зарекомендовавшие проекционные объективы с числовой апертурой $NA \sim 0,3$.

Одним из факторов, снижающих производительность перспективных схем литографических установок, является несовпадение максимумов отражения многослойных рентгеновских зеркал (МРЗ), которые достигаются на длине волны, непосредственно прилегающей к краю поглощения «легкого» материала и эмиссии плазменных источников. Эта проблема автоматически снимается в случае применения синхротронных источников излучения, так как длина волны ондулятора может перестраиваться в широких пределах. Поэтому при выборе рабочей длины волны литографа нужно ориентироваться только на максимумы коэффициентов отражения

МРЗ и пространственное разрешение, которое можно получить на выбранной длине волны. Очевидно, что необходимо рассматривать более короткие длины волн, которые позволяют получать высокое пространственное разрешение при тех же, уже хорошо зарекомендовавших себя, принципах построения проекционных объективов.

При таком подходе набор перспективных длин волн определяется К и L краями слабопоглощающих («легких») материалов, а так же предельными возможностями многослойной оптики нормального падения, которая, на данный момент ограничивается примерно 3 нм [2].

Максимальные коэффициенты отражения многослойных рентгеновских зеркал проанализированы в широком диапазоне длин волн, 30–130 Å. В расчетах представлены лучшие, либо с альтернативой, пары многослойных зеркал. В расчете не учитываются дефекты многослойного зеркала, такие как межслоевая шероховатость, отличие плотностей материалов пленок от табличных значений.

На рисунке 1 представлены расчетные графики зависимости отражательной характеристики и спектрального разрешения от многослойной системы Cr/Sc в диапазоне длин волн 28 Å – 41 Å. Число периодов многослойной системы $N = 400$, отношение толщины сильнопоглощающего слоя к периоду $\gamma = 0,41$. Шероховатости межслоевых границ при расчете равнялись нулю $\sigma = 0$. Слева шкала с коэффициентами отражения, выраженными в процентах, справа – спектральная селективность в процентах.

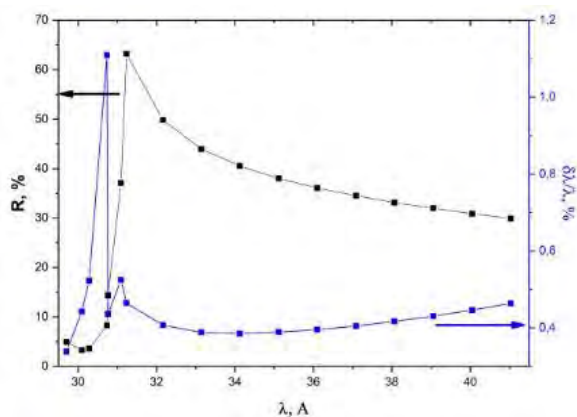


Рис. 1. Расчетные графики зависимости отражательной характеристики и спектрального разрешения от многослойной системы Cr/Sc в диапазоне длин волн 28 Å – 41 Å

Аналогичные зависимости для других структур и диапазонов будут представлены в докладе. Ниже приводится описание результатов расчетов и их сравнение с экспериментальными данными.

Наибольший отрицательный эффект на коэффициенты отражения оказывает межслоевая шероховатость в коротковолновых диапазонах. Так на длине волны 3,12 нм теоретический коэффициент отражения МРЗ Cr/Sc составляет 63%, в то время как на практике рекордный коэффициент отражения составляет 23% [3] и кардинальных улучшений ждать не приходится. Еще хуже ситуация в области 4–6 нм, МРЗ Co/C. При теоретических коэффициентах отражения до 60%, на практике получено около 17% [4].

Гораздо лучше ситуация на длине волны 6,6 нм. На зеркале La/B получен коэффициент отражения 64% [5] при теоретическом пределе около 80%.

На длине волны 9 нм теоретически коэффициент отражения превышает 60%, однако на практике рекордный коэффициент отражения составил 42% на паре Pd/Y и за достаточно быстрое время деградировал до 34% [6]. Большой коэффициент отражения, 40%, был получен в рамках выполнения данной работы на структуре Ru/Y/B₄C.

В окрестности 11 нм, за краем поглощения Be, теоретически наибольшим коэффициентом отражения

обладает структура Rh/Sr, однако экспериментально, на близкой системе Mo/Sr коэффициент отражения был около 45% и деградировал практически до нуля в течение нескольких дней [7]. Поэтому для данной области рекордным можно считать коэффициент отражения на уровне 56%, полученный на системе Ru/Y/B₄C в данной работе.

Перед краем поглощения на длине волны 11,2 нм рекордными коэффициентами отражения, 70,3%, обладают многослойные зеркала Mo/Be [8].

Таким образом, исходя из изложенного, наиболее перспективной для экспериментальной реализации безмасочной рентгеновской литографии с использованием источника синхротронного излучения является длина волны 11,2 нм для которой уже существует Mo/Be оптика с коэффициентами отражения больше 70%. В перспективе можно ожидать еще более эффективной оптики на основе Ru/Be.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 21-72-30029.

Литература

1. <https://www.asml.com/en/products/euv-lithography-systems/twinscan-nxe3400b>
2. Барышева М.М., Пестов А.Е., Салащенко Н.Н. *и др.* // Успехи физических наук, Т.182, Вып.7, С. 727 (2012).
3. Burcklen C., de Rossi S., Meltchakov E. *et al.* // Opt. Lett., V.42(10), 1927 (2017).
4. Artyukov I.A., Bugayev Y., Devizenko O.Yu. *et al.* // Proc. SPIE, 5919, P. 59190E (2005).
5. Kuznetsov D.S., Yakshin A.E., Sturm J.M. *et al.* // Opt. Lett., 40(16), P.3776 (2015).
6. Windt D.L. and Gullikson E.M. // Appl. Opt., 54(18), P.5850 (2015).
7. Sae-Lao B. and Montcalm C. // Optics Letters, 26(7), P.468 (2001).
8. Svechnikov M.V., Chkhalo N.I., Gusev S.A. *et al.* // Optics Express, 26(26), P. 33718 (2018).

Оптимизация параметров компактного источника мягкого рентгеновского излучения для задач просвечивающей клеточной микроскопии с наноразрешением

А.А. Самохвалов^{1,2,*}, К.А. Сергушичев², С.И. Елисеев^{2,3}, Т.П. Бронзов², Е.П. Большаков², Д.В. Гетман², А.А. Смирнов², В.А. Бурцев²

¹ Университет ИТМО, Кронверкский, пр.49, Санкт-Петербург, 197101.

² ООО «Лаборатория им. Бурцева В.А.», наб. Карповки, 5, лит. АК, Санкт-Петербург, 197022.

³ Санкт-Петербургский Государственный Университет, Университетская наб., д. 7–9, 199034.

*andrey.s@burtsevlab.com, §samokhvalov.itmo@gmail.com

В настоящей работе представлены результаты экспериментов по генерации мягкого рентгеновского излучения в области «водяного» и «углеродного окна». Проведена оптимизация параметров источника излучения для уменьшения интенсивности абляции стенки разрядного объема и получения максимальной интенсивности линий Ag IX – 4,87 нм и C V – 4 нм. Полученные результаты могут быть использованы при разработке микроскопа для задач клеточной микроскопии на просвет с нанометровым разрешением.

Введение

Микроскопия в области прозрачности воды («водяном окне»), т.е. в диапазоне длин волн 2,3–4,4 нм является уникальным методом исследования живых и подготовленных клеточных культур и различных нано-, биообъектов. Этот метод позволяет получать важную информацию о внутренней структуре клеток (органеллах) с высоким латеральным разрешением, достигающем ~10 нм [1]. Область 4,5–5 нм является областью прозрачности углерода, т.н. «углеродным окном» [2], в данном диапазоне азот- и кислород-содержащие соединения имеют сильное поглощение. Применяя эти два диапазона длин волн, появляется возможность детальной диагностики (томографии) внутренней структуры биообъектов в режиме на просвет за счет получения контрастных снимков и их последующей сшивки.

В настоящей работе проводится исследование и оптимизация параметров компактного источника излучения на основе наносекундного капиллярного разряда для его работы в области двух диапазонов длин волн 2,3–4,4 нм и 4,5–5 нм.

Результаты

Конструкция источника мягкого рентгеновского излучения (МРИ) на основе капиллярного разряда представлена на рис.1 Известно, что основной проблемой газоразрядных источников является «загрязне-

ние» спектра спектральными линиями элементов, из которых сделан капилляр. Другая проблема загрязнение оптической системы продуктами абляции является частично решенной, например, путем установки тонкопленочного фильтра для МРИ.

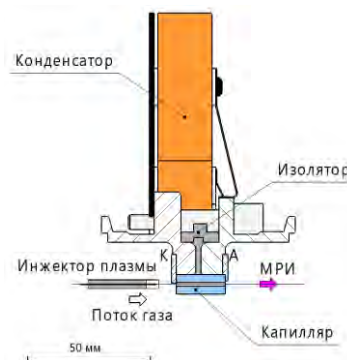


Рис. 1. Капиллярный узел источника МРИ (конструкция симметричная, показана половина сечения, К – катод, А – анод)

Тем не менее минимизировать интенсивность процесса абляции стенки и, соответственно, «загрязнение» спектра можно несколькими путями: 1. выбором материала капилляра такого, чтобы элементы, из которых сделан капилляр не имели спектральных линий в нужном диапазоне излучения, 2. высокой скоростью ввода энергии в плазму, что обеспечивается малой индуктивностью разрядного контура.

В работе [3] использовался капилляр из керамики Al_2O_3 и было показано, что даже при вводимой энергии 1 Дж в плазму в районе 4–6 нм возникают линии

ионов Al, которые сложно отфильтровать с помощью металлических фильтров. В настоящей работе использовался капилляр из боросиликатного стекла, т.к. данный материал термостоек, а ионы кремния в этом диапазоне трудно возбуждаемы.

Для увеличения скорости ввода энергии в плазму был разработан импульсный высоковольтный генератор, особенностью генератора является возможность получения коротких импульсов напряжения амплитудой до 35 кВ. В качестве накопителей на капиллярном узле были установлены керамические конденсаторы емкостью 8 нФ, поэтому энергия, вкладываемая в плазму, составляла ~5 Дж.

Амплитуда тока достигала 18 кА при его длительности 20 нс и скорости нарастания фронта $\sim 2 \cdot 10^{12}$ А/с. При таких коротких импульсах тока происходит эффективная ионизация рабочего газа и нагрев стенок капилляра становится минимальным. В качестве рабочих газов были взяты смесь аргон с гелием (2:1) и углекислый газ. Как видно из рис.2, 3 в спектрах плазмы присутствуют высоковозбужденные ионы в требуемом диапазоне длин волн. В случае аргона интенсивность линии 4,87 нм – Ar IX, лежащей в области «углеродного окна», начинала несущественно падать при увеличении давления газа, что можно объяснить самопоглощением излучения в остаточном газе. Интенсивность линий, возникающих при абляции стенки капилляра (на рис.3) падала при увеличении давления, что можно объяснить снижением процесса нагрева стенки капилляра на начальной стадии пробоя, которая рассматривалась в [4].

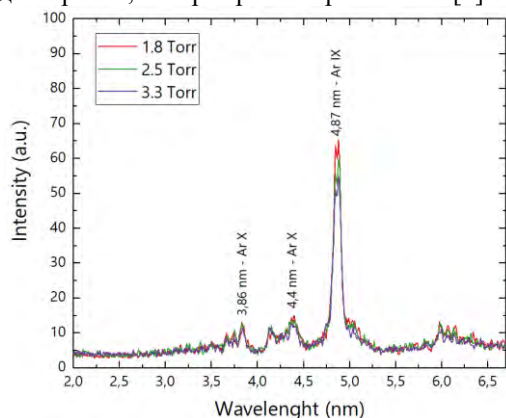


Рисунок 2. Спектры излучения капиллярной плазмы аргона при различных давлениях

Иная зависимость наблюдалась для молекулярного газа CO₂, в данном случае был обнаружен узкий диапазон давлений, где линии, возникающие при абляции стенки отсутствовали в эмиссионном спектре, а интенсивность линии иона углерода в «водяном окне» 4 нм – CV оставалась достаточно высокой.

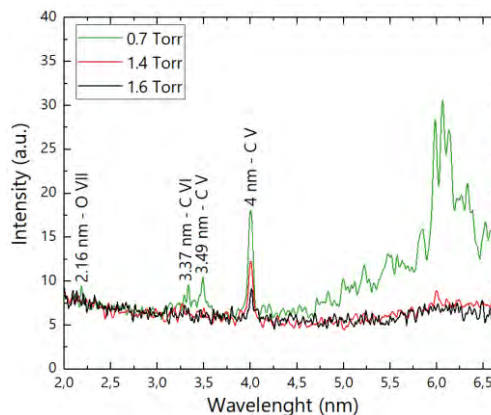


Рис. 3. Спектры излучения капиллярной плазмы при пробое CO₂ газа при различных давлениях.

Выводы

В настоящей работе были представлены результаты экспериментов, проведенные на компактном газоразрядном источнике МРИ. Проведена оптимизация рабочих давлений для одноатомного и молекулярного газов. Показана возможность достижения режимов без существенного испарения стенки материала капилляра. Получены излучение линий в области «углеродного» и «водяного окна». Линии могут быть выделены свободновисящими многослойными тонкопленочными фильтрами [5]. Источник позволяет генерировать импульсы МРИ с частотой до 500 Гц, более высокие частоты будут достигнуты при встраивании системы охлаждения разрядного узла. Полученные результаты могут быть в дальнейшем использованы при создании микроскопа для исследования клеточных культур и других нано-, биообъектов в режиме на просвет.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского Научного Фонда (проект № 21-79-10110).

Литература

1. Kördel M., Dehlinger A., Seim C. *et al.* // *Optica*, V.7, 6 (2020).
2. Artyukov I.A., Vinogradov A.V., Bugayev Ye.A. // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, V. 109, 5, 872–884 (2009)
3. Valdivia M.P., Wyndham E.S., Favre M. *et al.* // *Plasma Sources Science and Technology*, V. 21, 2 (2012).
4. Timshina M.V., Eliseev S.I., Kalinin N.V. *et al.* // *Journal of Electrostatics*, V. 107, 103485 (2020).
5. Chkhalo N.I., Drozdov M.N., Gusev S.A. *et al.* // *Proc. of SPIE*, V. 8076 (2011).

Разработка и апробация экспериментальной схемы для регистрации стоячих рентгеновских волн в геометрии скользящего выхода флуоресцентного излучения

А.И. Сафонов, И.А. Субботин, С.Н. Якунин

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

Продемонстрирована возможность проведения спектрально-селективных исследований без углового или энергетического сканирования в режиме набора данных за «один кадр». Разработан и апробирован алгоритм для анализа пространственного распределения интенсивности флуоресцентного излучения в режиме реального времени. Показано, что анализ структуры волнового поля в схеме скользящего выхода флуоресцентного излучения позволяет получить информацию, эквивалентную методу стоячих рентгеновских волн в стандартной геометрии скользящего падения.

Введение

Важнейшей задачей современных исследований на источниках синхротронного излучения и лазерах на свободных электронах является добавление временной координаты в исследования структурных характеристик объектов и переход к экспериментальным методам с временным разрешением. При этом особый интерес для исследователей представляет получение знаний о поведении отдельных подсистем, сформированных различными типами атомов. В статических рентгеновских экспериментах с такой задачей успешно справляются фазочувствительные спектрально-селективные методы, позволяющие получать атомные распределения на определенной линейной шкале. Для времяразрешающих исследований динамических процессов остро стоит проблема минимизации временных затрат на проведение эксперимента, связанное с перестройкой экспериментальной схемы, угловым или энергетическим сканированием.

Наиболее прогрессивным подходом к проведению исследований с временным разрешением является съемка так называемого «рентгеновского кино». Основной идеей данного подхода является «исследование за один кадр» без необходимости перестройки параметров экспериментальной схемы (углы, энергии), что упростит не только эксперименты с низким временным разрешением для исследования динамических сравнительно медленных процессов, но и

при изучении обратимых процессов с высоким временным разрешением (в режиме Pump-Probe). Таким образом, важной методической задачей является развитие новых экспериментальных методов, позволяющих получать информацию о структурных свойствах объектов исследования без сканирования.

В настоящей работе, используя оптический принцип взаимности, демонстрируется новый класс методов СРВ в геометрии «нормальное падение – скользящий выход флуоресценции». В основе данного метода лежит эффект интерференции характеристического флуоресцентного рентгеновского излучения на внутренних границах, ведущий к появлению т.н. линий Косселя. Сложная структура флуоресцентного сигнала, измеренная в скользящих углах, может быть использована для определения профилей распределения атомов в слоистых системах или атомных позиций в кристаллической решетке, получая информацию эквивалентную экспериментам по СРВ.

Разработка и реализация детекторной системы с пространственным и энергетическим разрешением

Наиболее привлекательным для постановки методов СРВ является детектирование вторичного излучения позиционно-чувствительным детектором с энергетическим разрешением [2].

Разработан алгоритм для анализа сигналов матричного детектора в режиме реального времени. Поскольку обработка должна производиться за время экспозиции и считывания данных очередного кадра с камеры, в работе алгоритма не могут быть использованы сложные вычислительные инструменты, такие как методы решения обратных задач путём минимизации целевой функции или нейронные сети.

Упрощённый алгоритм анализатора сигналов матричного детектора состоит из:

1. поиска пиков в матрице сигнала (рис. 1), сгенерированного в процессе поглощения рентгеновских фотонов
2. валидации пиков
3. уменьшения тепловых шумов и шумов считывания посредством применения сингулярного разложения
4. вычисления сумм интенсивностей найденных пиков
5. определения субпиксельных координат центров пиков путём нахождения «центров масс»

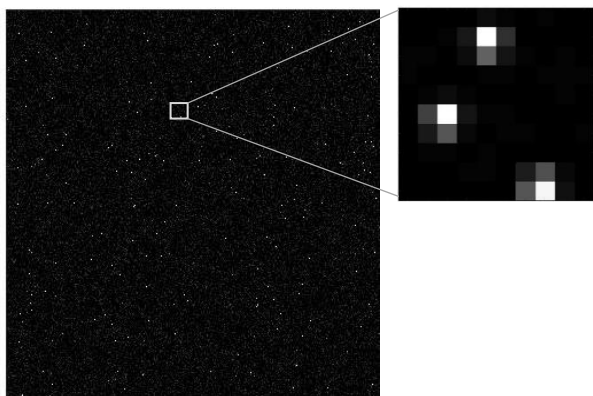


Рис. 1. Матрица сигнала и определение пиков в кадре

Эксперимент и образцы

Для бессканирующей реализации метода стоячих рентгеновских волн при нормальном падении излучения были спроектированы и изготовлены модельные структуры $W(30 \text{ \AA}) / Ti(160 \text{ \AA}) / W(30 \text{ \AA})$ на кремниевой подложке с ориентацией [100].

Экспериментальная схема состояла из источника рентгеновского излучения, исследуемого образца, установленного на позиционный столик, и стационарно закрепленного рентгеновского позиционно-чувствительного матричного детектора.

В качестве источника рентгеновского излучения использовалась рентгеновская трубка с молибденовым

анодом, энергии характеристической линии $K\alpha$ которой достаточно для возбуждения K -линий титана (4510 эВ и 4931 эВ) и L -линий вольфрама (9762 эВ, 9818 эВ, 8397 эВ, 11285 эВ).

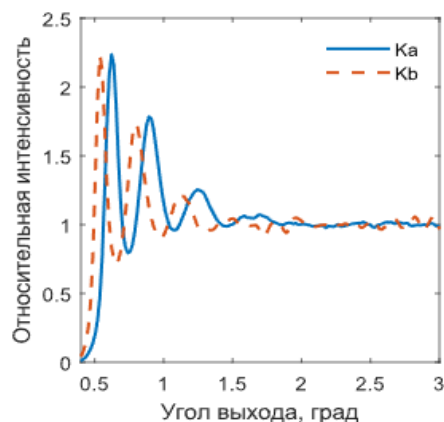


Рис. 2. Пространственное распределение флуоресцентных линий $K\alpha$ и $K\beta$ титана

Результаты и выводы

Полученные пространственные распределения $K\alpha$ и $K\beta$ линий титана для тонкоплёночного образца изображены на рисунке 2. Отметим, что волновые поля флуоресцентных линий имеют различные распределения. Такой мультиспектральный анализ может быть использован для восстановления структурных параметров исследуемых систем.

Таким образом, показана возможность проведения спектрально-селективных исследований в бессканирующем режиме в геометрии «нормальное падение – скользящий выход флуоресценции», а полученные результаты эквивалентны данным метода СРВ в стандартной геометрии скользящего падения.

Разработанный и апробированный алгоритм, реализующий анализатор пространственного распределения интенсивности флуоресцентного излучения, сделал возможным проведения экспериментов с использованием матричного детектора в бессканирующем методе СРВ в геометрии скользящего выхода.

Литература

1. Baumann J. *et al.* Photon event evaluation for conventional pixelated detectors in energy-dispersive X-ray applications // *Journal of Analytical Atomic Spectrometry*. – 2018. – Т. 33. – №. 12. – С. 2043-2052.

Влияние материала барьерного слоя на стабильность многослойных структур W/Be

С.С. Сахоненков^{1,*}, Е.О. Филатова^{1,§}

¹ Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, д. 1, Петродворец, Санкт-Петербург, 198504

*s.sakhonenkov@spbu.ru, §e.filatova@spbu.ru

В результате проведенных исследований обнаружено полное перемешивание слоев вольфрама и бериллия в многослойной системе W/Be с периодом 2.5 нм, что привело к формированию двух бериллидов, с большим и малым отношением Be:W. В случае структуры с более протяженным периодом (3.2 нм), помимо бериллидов, также обнаружено присутствие элементного бериллия. Отжиг систем при температуре 300°C в течение 20 часов в атмосфере аргона привел к существенному перераспределению сформированных соединений: увеличению бериллида с малым отношением Be:W, относительно остальных соединений. Установлено, что в системах с тонкими барьерными слоями В₄С или Si присутствуют соединения ВеС_х, WB_х и WSi_х. В случае многослойных структур, в которых барьерный слой наносился на слой бериллия, отжиг не приводит к существенному перераспределению состояний, в то время как для систем с противоположным порядком напыления барьерных слоев (на вольфрам) произошло заметное увеличение бериллида с малым отношением Be:W, но при этом в меньшей степени, в сравнении с исходными системами.

Введение

Благодаря своим оптическим характеристикам в сочетании с теплофизическими свойствами, вольфрам и бериллий являются перспективными материалами для их применения в многослойных покрытиях рентгеновской оптики, предназначенных как для мягкого, так и для жесткого рентгеновских диапазонов. Первые исследования многослойных структур W/Be показывают значительное отличие пиковых значений коэффициента отражения, рассчитанных для идеальных структур, от значений, полученных из эксперимента [1, 2]. В работах указывается образование переходных слоев между W и Be с протяженностью от 0.2 нм до 0.4 нм, при этом изучение химического состава данных слоев проведено не было. Согласно фазовой диаграмме W-Be [3], вольфрам и бериллий могут образовывать три стабильных соединения: WBe₂, WBe₁₂ и WBe₂₂. Плотность WBe₂ (10.6 г/см³) существенно отличается как от W (19.25 г/см³), так и от Be (1.85 г/см³), поэтому его образование на границах раздела может в значительной степени снижать оптический контраст между базовыми слоями. Отсюда видна необходимость определения химического состава переходных слоев и способов подавления формирования соединений на границах. Стоит также отметить, что в процессе работы рентгеновская оптика подвергается воздействию потоков излучения большой мощности, что приводит к её нагреву, и как следствие к увеличению протяженности переходных слоев и ещё большему падению коэффициента отражения.

Данная работа направлена на исследование химического состава переходных областей в многослойных структурах W/Be с величиной периода 2.5 нм и 3.2 нм и влияния на данный состав введения тонких барьерных слоев Si и В₄С. Также рассматривается влияние отжига при температуре 300°C.

Результаты и обсуждение

Для анализа сформированных химических соединений в многослойных структурах была использована фотоэлектронная спектроскопия высоких энергий, с энергией возбуждающих фотонов 7 кэВ. Оценки показывают, что при данной энергии глубина формирования сигнала составляет приблизительно 10-11 периодов многослойной структуры. На рисунке 1а представлены фотоэлектронные спектры рассматриваемых многослойных структур. Пунктиром представлены спектры, полученные от пленок бериллия и бериллидов, близких по стехиометрии к WBe₂ и WBe₁₂. Анализ спектров показывает, что в случае структуры с периодом 2.5 нм происходит полное перемешивание слоев W и Be с образованием бериллидов с малым и большим отношением Be:W. В структуре с периодом 3.2 нм наблюдается присутствие элементного бериллия, при этом элементный вольфрам все также отсутствует (рисунок 1б).

Данные, полученные из анализа фотоэлектронных спектров, хорошо соотносятся с картиной, получаемой на изображениях просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения (рисунок 2): об-

разование более протяженной области слоя бериллия (и бериллида с большим отношением Be:W) в структуре с большим периодом.

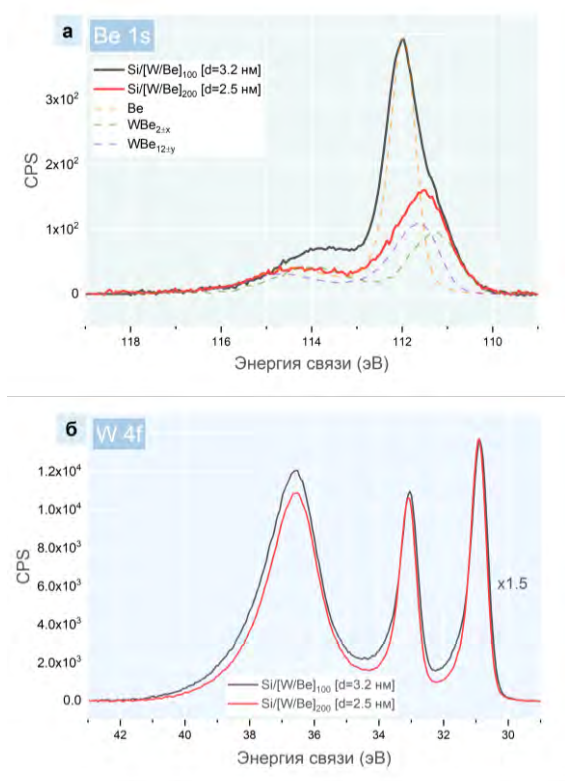


Рис. 1. Be 1s и W 4f фотоэлектронные спектры многослойных структур

Отжиг многослойных структур при температуре 300 °С в течение 20 часов приводит к существенному перераспределению компонент в спектре Be 1s: увеличивается вклад от бериллида с малым отношением Be:W относительно остальных соединений. При этом в W 4f не происходит заметных изменений формы пиков и их положений.

Введение тонких слоев W_4C и Si в многослойных структурах приводит к изменению формы спектров, что может свидетельствовать о формировании соединений WB_x , BeC_x , WSi_x . При этом после отжига в случае структур с прослойкой кремния и W_4C , нанесенного на Be, в спектрах не наблюдается существенных изменений, что говорит о повышенной термической стабильности данных структур, относительно многослойных систем без барьерных слоев.

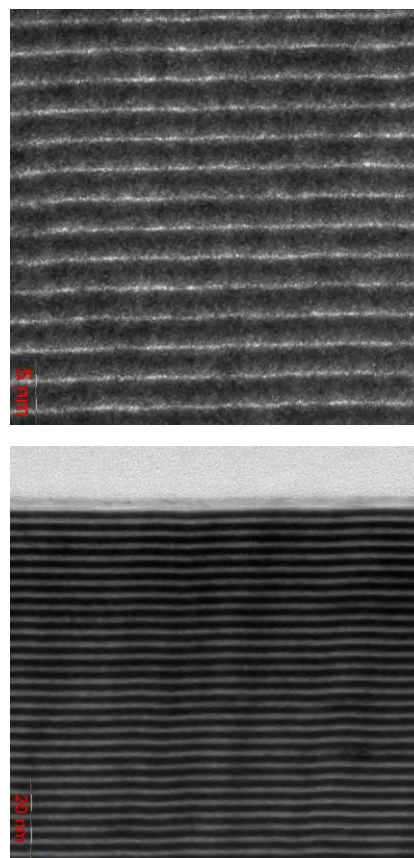


Рис. 2. ПЭМ ВР изображения многослойных структур с периодом 2.5 нм (сверху) и 3.2 нм (снизу)

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (проект № 20-32-90024 «Аспиранты»). Часть исследований проводилась с использованием оборудования ресурсных центров «Нанотехнологии» и «Физические методы исследования поверхности» Санкт-Петербургского государственного университета.

Литература

1. Akhsakhalyan A.D., Klunokov E.B., Lopatin A.Ya. *et al.* // J. Surf. Invest: X-Ray, Synchrotron Neutron Tech., V. 11(1), 1-19 (2017)
2. Utsumi Y., Kyuragi H., Urisu T. *et al.* // Appl. Opt., V. 27(18), 3933-3936 (1988)
3. Okamoto H., Tanner L.E. // Bull. Alloy Phase Diagrams, V. 7(4), 356-357 (1986)

Идентификация связи Cu – O – C в нанокompозите Cu/MWCNTs методами XPS и NEXAFS спектроскопии

В.Н. Сивков^{1*}, О.В. Петрова¹, А.М. Объедков³ Б.С. Каверин³, И.В. Вилков³,
Д.В. Сивков^{1,2}, К.А. Бакина¹, Р. Н. Скандаков¹, С. В. Некипелов¹

¹Физико-математический институт, ФИЦ Коми научный центр УрО РАН, ул. Оплеснина, 4, Сыктывкар, 167904

²Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., 7–9, Санкт-Петербург, 119034

³Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева Российской академии наук, 603950, Нижний Новгород, Россия

*sivkovvn@mail.ru

Обсуждаются результаты исследования композита на основе многослойных углеродных нанотрубок (МУНТ), декорированных наночастицами CuO / Cu₂O / Cu, нанесенными пиролизом формиата меди. В исследовании использовался комплементарный набор методов, включая сканирующую и просвечивающую электронную микроскопию, рентгеновскую дифрактометрию, комбинационное рассеивание и ультрамягкую рентгеновскую спектроскопию. Результаты исследования показывают хорошую адгезию между покрытием из наночастиц меди и поверхностью МУНТ за счет образования мостиков из атомов кислорода между атомами углерода внешнего графенового слоя МУНТ и атомами кислорода оксидов CuO и Cu₂O. Образование связи Cu – O – C между слоем покрытия и внешней поверхностью нанотрубки подтверждается данными NEXAFS и XPS спектроскопии.

Благодаря высокой механической прочности, большой удельной поверхности и химической инертности многослойные углеродные нанотрубки (МУНТ) могут эффективно использоваться в качестве основы катализаторов в химической технологии. Использование МУНТ позволяет стабилизировать нанесенные наночастицы металлов и их карбидов или оксидов, тем самым увеличить их высокую удельную поверхность и существенно изменить их физико-химические свойства. Покрытие поверхности МУНТ специальными металлическими пленками придает им уникальные физические и химические свойства и приводит к созданию новых нанокompозитных материалов, которые будут иметь хорошую адгезию к матрице. В работе [1] в качестве прекурсора для осаждения меди использовали неорганическое соединение – формиат меди (соль меди и муравьиной кислоты). Нанокompозит Cu/МУНТ был получен пиролизом в токе аргона формиата меди, предварительно нанесенного на поверхность МУНТ из водного раствора. Полученный материал был успешно использован в качестве катализатора в «хлоридной технологии» для получения высококачественного монокристаллического германия. Однако возникает ряд проблем, связанных с выяснением механизма взаимодействия поверхности МУНТ с медным покрытием, химического состояния атомов углерода на внешней поверхности МУНТ, структуры и химического состава границ раздела МУНТ-металл и покрытия. Слоя. «Металлические» поверхности, в большинстве случаев,

представляют собой смесь оксидов металлов, и, следовательно, принципиальный вопрос: связываются ли атомы углерода графенового слоя непосредственно с атомами металла, образуя связь металл-углерод, и/или через атом кислорода, образуя связь металл-кислород-углерод? Основной целью настоящей работы является получение и проведение комплексных исследований нанокompозитов Cu/МУНТ с низким содержанием оксидов углерода и меди, что позволяет идентифицировать элементы структуры, соответствующие связи Cu-O-C в XPS и NEXAFS O 1s спектрах.

Методика эксперимента

Синтез исходных MWCNT осуществлялся методом MOCVD с использованием в качестве прекурсоров ферроцена и толуола в печи трубчатого типа. Декорирование поверхности МУНТ Cu-содержащими наночастицами проводилось в ампуле из стекла пирекс с боковым выходом при 473 К в токе аргона высокой чистоты. Осаждение наночастиц на поверхность МУНТ при пиролизе формиата меди с образованием нанокompозита Cu/МУНТ произошло по схеме $(\text{H-COO})_2 \text{Cu} \rightarrow \text{Cu} + 2\text{CO}_2 + \text{H}_2$. После извлечения из реактора нанокompозит Cu/МУНТ не требовал дополнительной обработки и был готов к дальнейшему применению. Спектральные исследования проводились путем регистрации полного электронного выхода (TEY) с энергетическим разрешением не хуже 0.05эВ. При этом образцы закреплялись механически на медном держателе.

NEXAFS - измерения проводились с использованием синхротронного излучения Российско-Германского канала на BESSY-II (Берлин, Германия) и станции NanoPES в Курчатовском центре синхротронного излучения и нанотехнологий (Москва, Россия). Исследования XPS проводились на рентгеновском спектрометре Thermo Scientific ESCALAB 250Xi. В качестве источника ионизирующего излучения использовалась рентгеновская трубка с излучением $AlK\alpha$ (1486,6 эВ). Для нейтрализации заряда образца во время экспериментов использовалась электронно-ионная система компенсации заряда. Наноразмерные покрытия тестировались методами сканирующей электронной микроскопии, рентгеновской дифрактометрии и Рамановской спектроскопии.

Результаты и обсуждение

Благодаря правильно подобранному химическому составу медьсодержащего покрытия на внешней поверхности МУНТ с незначительным присутствием оксидов углерода удалось получить слой из наноразмерных наночастиц $CuO/Cu_2O/Cu$, большинство из которых полупрозрачно для рентгеновских фотоэлектронов. Использование комплементарного набора методов исследования позволило идентифицировать полосы в NEXAFS и XPS O1s спектрах наноконкомпозита $Cu/MUNТ$, подтверждающие формирование кислородных мостиков между наночастицами CuO и внешней поверхностью МУНТ в наноконкомпозите.

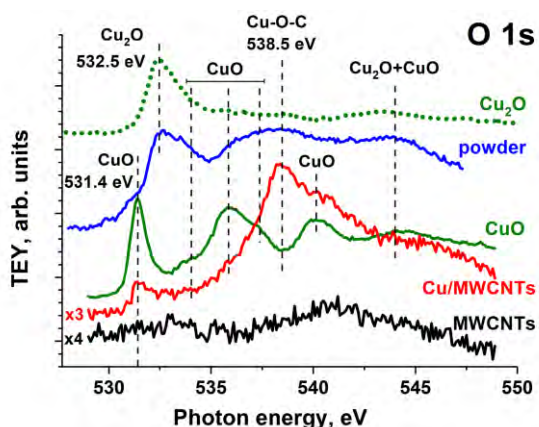


Рис. 1. NEXAFS O1s-спектра поглощения исходной нанотрубки, композита $Cu/MWCNT$, порошка со стенки реактора, оксидов CuO и Cu_2O

Подробное обсуждение результатов исследования изложено в работе [2]

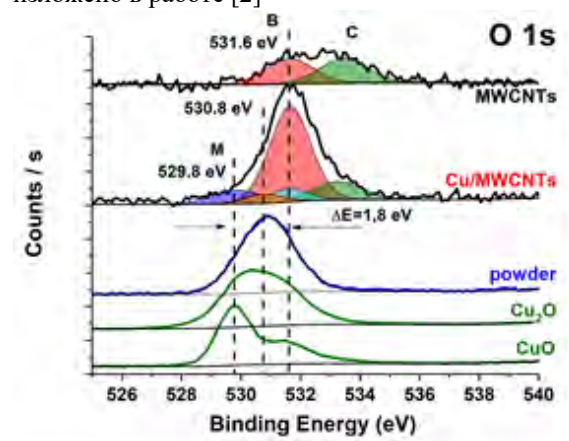


Рис. 2. XPS O1s-спектра поглощения исходной нанотрубки, композита $Cu/MWCNT$, порошка со стенки реактора, оксидов CuO и Cu_2O

На рис. 1 и 2 показаны полосы в NEXAFS O1s спектре (538.5 эВ) и XPS O1s спектре (531.6 эВ), относящиеся к группе $Cu-O-C$. Связывание $Cu-O-C$ через кислородные мостики, продемонстрированное в этой работе, может быть распространено на другие композиты металл/МУНТ для достижения оптимальных характеристик новых материалов, что имеет решающее значение для различных приложений. Полученные результаты позволяют проводить дальнейшие исследования по определению оптимальных условий образования мостиковых связей $Cu-O-C$ при нанесении медных покрытий на поверхность графитированных и карбонизированных материалов.

Работа выполнена при финансовой РФФИ, проект № 19-32-60018 и Республики Коми в рамках НИР № 20-42-110002 р-а, Грант Президента Российской Федерации (МК-3796.2021.1.2) и двухсторонней программы Российско-Германской лаборатории на BESSY II.

Литература

1. Кириллов А.И., Обьедков А.М., Егоров В.А. *и др.* // Нанотехника 1 (25), 72 (2011).
2. Sivkov D.V.; Petrova O.V.; Nekipelov S.V. *et. al.* // Nanomaterials 2021, 11, 2993.
3. Sivkov D.V., Petrova O.V., Nekipelov S.V. *et. al.* // Appl. Sci. 2020, 10, 4736;

Формирование наноразмерных замкнутых графеновых поверхностей при горячем изостатическом прессовании фуллерита C₆₀

Д.В. Сивков^{1, 2, *}, О.В. Петрова^{2, §}, С.В. Некипелов², А.С. Виноградов¹, Р.Н. Скандаков², К.А. Бакина², С.И. Исаенко², А.М. Обьедков³, Б.С. Каверин³, В.Н. Сивков²

¹ Санкт-Петербургский государственный Университет, Университетская наб., 7–9, Санкт-Петербург, 199034.

² ФИЦ Коми научный центр УрО РАН, ул. Оплеснина, 4, Сыктывкар, 167982.

³ Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева РАН, ул. Тропинина, 49, Нижний Новгород, 603950.

* d.sivkov@spbu.ru, § teiou@mail.ru

В работе исследованы изменения атомной и электронной структуры фуллерита C₆₀, подвергнутого горячему изостатическому прессованию (hot isostatic pressing, HIP) при давлении 0.1 ГПа в аргоне в диапазоне температур 920–1270 К методами рентгеновской дифрактометрии, рамановской спектроскопии, ультрамягкой рентгеновской фотоэлектронной и абсорбционной спектроскопии. Показано, что в процессе HIP-обработки происходит слияние молекул C₆₀ с образованием sp² ковалентных связей между атомами углерода и формированием замкнутых графеновых наноканалов с линейными размерами ~2.5 нм.

Исследования поведения фуллерита C₆₀ при давлениях 0.1–1.5 ГПа и температурах выше температуры коллапса молекулы C₆₀ (~500 К) [1] показали, что полученная в результате неупорядоченная нанотрубчатая фаза обладает уникальными свойствами, такими как высокая твердость и эластичность при плотности ниже, чем у графита. Сложность наноразмерной атомно-электронной структуры такого материала требует использования комбинации взаимодополняющих методов исследования. Эти методы должны быть высокоинформативными на наноразмерном уровне, неразрушающими и высокочувствительными к атомной структуре образца и ее изменениям вследствие физических и химических воздействий. Среди прочего, рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия (X-ray photoelectron spectroscopy, XPS) и абсорбционная спектроскопия (near edge X-ray absorption fine structure, NEXAFS) являются эффективными методами, которые позволяют напрямую получать подробную информацию о наноразмерной атомно-электронной структуре исследуемой многоатомной системы.

В исследованиях использовался фуллерит C₆₀ чистотой 99.98 % (ЗАО «Фуллерен-центр»).

Результаты NEXAFS

NEXAFS исследования HIP-модифицированного фуллерита C₆₀ проводились с использованием излучения Российско-Германского канала синхротронного центра BESSY II.

На рис. 1 а приведены спектральные зависимости парциальных C1s сечений поглощения исходного фуллерита C₆₀ и подвергнутого HIP-обработке, которые были получены после вычитания вклада в поглощение вышележащих оболочек и нормированы на поглощение в области 320 эВ. Из рисунка видно, что при 920 К в спектре присутствуют все пики характерные для исходного фуллерита. Однако наблюдается значительное уменьшение интенсивности первого пика и изменение относительных интенсивностей первых трех полос поглощения, которые соответствуют переходам на разрыхляющие π* – орбитали молекулы C₆₀. Этот факт подтверждает образование ковалентных C–C связей и изменение расстояний между молекулами.

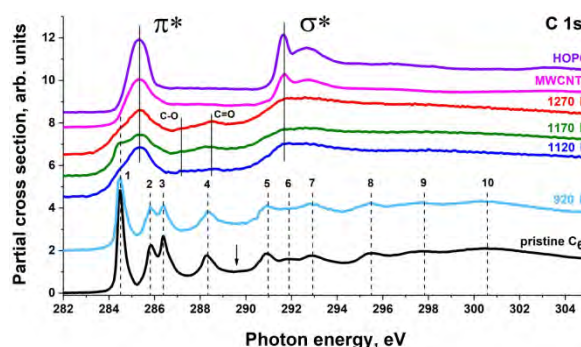


Рис. 1. NEXAFS C1s спектры HOPG, МУНТ, исходного и подвергнутого HIP обработке при различных температурах фуллерита C₆₀. Стрелка указывает на положение C1s края поглощения (289.60 эВ)

С ростом температуры до 1120 К и далее до 1270 К все пики в NEXAFS C1s-спектре исходного C₆₀ ис-

чезают за исключением первого интенсивного пика (285.4 эВ). При этом формируется широкий пик поглощения (291.7 эВ), а так же два малоинтенсивных пика (287.2 эВ и 288.6 эВ), энергетические положения которых соответствуют энергиям $C1s \rightarrow \pi^*$ переходов в группах C–O и C=O. Причиной появления этих пиков является взаимодействие с молекулярной водой, которая была адсорбирована на поверхности исходного порошка C_{60} . При температуре 1270 К структура в NEXAFS $C1s$ -спектре характерная для молекулы фуллерена исчезает, что указывает на полную деструкцию молекулы C_{60} и образование нового материала, спектр которого с высокой точностью совпадает со спектрами высокоориентированного пиролизического графита (highly oriented pyrolytic graphite, НОРГ) и многостенных углеродных нанотрубок (МУНТ). Это означает, что ближайшее окружение атома углерода соответствует графеновой сетке из гексагональных колец с высокой степенью координации. В случае наночастиц размером 2–5 нм такое возможно если эти частицы будут представлять собой замкнутые графеновые поверхности.

Результаты XPS

XPS измерения проводились с использованием оборудования ресурсного центра Научного парка СПбГУ «Физические методы исследования поверхности».

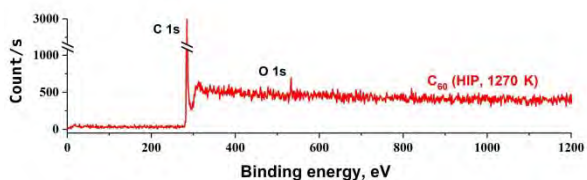


Рис. 2. Обзорный XPS спектр фуллерита C_{60} подвергнутого HIP обработке при температуре 1270 К

Обзорный XPS спектр фуллерита C_{60} подвергнутого HIP обработке при температуре 1270 К (рис. 2) содержит $C1s$ пик (284.7 эВ), а также широкую линию $O1s$ (532.7 эВ). Данные XPS позволяют определить относительную атомную концентрацию кислорода на поверхности порошка C_{60} после обработки (~4%). На XPS $C1s$ спектре (рис. 3) можно видеть, что основной пик $C1s$ асимметричен и содержит структуру из четырех элементов с энергиями связи 284.7 eV (C–C), 286.5 eV (C–O), 287.6 eV (C=O) and ~290 eV (O–C=O, CO_3). Пик $O1s$ симметричен, и

различимое выделение особенностей кислорода не представляется возможным. Из сравнения площадей XPS $C1s$ и $O1s$ пиков HIP-модифицированного C_{60} установлено отношение атомов кислорода, участвующих в образовании оксидов на поверхности образца, к атомам углерода (~3%). Наличие широкой полосы (~290 эВ) в XPS $C1s$ -спектре объясняет появление широкого наплыва на низкоэнергетической стороне полосы поглощения σ^* в NEXAFS $C1s$ -спектре МУНТ и HIP-обработанного фуллерита (рис. 2) вкладом $C1s \rightarrow \pi^*$ переходов в O=C–O группе.

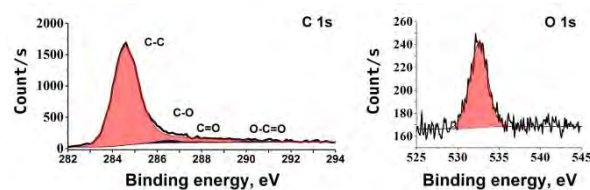


Рис. 3. XPS $C1s$ – и $O1s$ -спектры фуллерита C_{60} подвергнутого HIP обработке при температуре 1270 К

Заключение

Методами XPS и NEXAFS спектроскопии установлено, что при повышении температуры в процессе HIP-обработки происходит разрушение молекулярной структуры фуллерита C_{60} с образованием димеров C_{60} при температуре 1170 К, а также слияние молекул фуллерена в нанокapsулы при температуре 1270 К. Полученный материал представляет собой набор произвольно ориентированных замкнутых графеновых поверхностей размером 2–5 нм. Кроме того, выявлено присутствие остаточного поверхностного слоя молекул воды на образцах и определена концентрация атомов кислорода (~4%) и атомов углерода, связанных с атомами кислорода (~3%).

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 p-а и Министерства науки и высшего образования России в рамках соглашения N 075-15-2021-1351 в части NEXAFS-спектроскопии.

Литература

1. Krätschmer W., Lamb L.D., Fostiropoulos K. *et al.* // Nature, V. 347, 354–358 (1990).

Изучение влияния барьерных слоев на межслоевую шероховатость в многослойных зеркалах Ru/Be

Р.М. Смертин*, С.Ю. Зуев, В. Н. Полковников, Н.И. Чхало

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

*smertin_ruslan@ipmras.ru

Работа посвящена исследованию многослойных зеркал на основе бериллия, имеющим перспективы применения в качестве оптической основы проекционных литографов нового поколения. Сравниваются зеркала на основе составов Mo/Be и Ru/Be. Изучены параметры многослойного зеркала 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 Be ($\lambda_K=11,2$ нм). Отметим, 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 Mo/Be. При этом был достигнут пиковый коэффициент отражения $R = 70,15\%$ на длине волны $\lambda = 11,34$ нм при теоретическом пределе 75,6%. В работе [2] изучены параметры межслоевых областей и получен коэффициент отражения $R = 70,25\%$ на длине волны $\lambda = 11,28$ 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 $\lambda = 11,3$ нм могут превосходить 80%. При этом спектральная ширина пика отражения на половине высоты ($\Delta\lambda$) для Ru/Be МЗ на 20% больше ширины пика отражения зеркал на основе Mo/Be и достигает $\Delta\lambda = 0,46$ нм.

Экспериментально МЗ на основе сплава Ru-Mo и Be изучались в [4]. Пиковый коэффициент отражения составил $R=69,3\%$ на длине волны $\lambda = 11,4$ нм. При этом ширина пика отражения ($\Delta\lambda$) 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 на рабочей длине волны.

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 $\lambda = 0,154$ нм и в ЭУФ и МР диапазонах. Эксперименты на длине волны $\lambda = 0,154$ нм проводились на четырехкристальном дифрактометре Philips

X'Pert Pro. Измерения в МР и ЭУФ областях спектра проводились на лабораторном рефлектометре, оснащенном решеточным спектрометром-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 экспериментов изучались двухкомпонентные МЗ 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 $R = 55\%$, $\Delta\lambda = 0,325$ 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 Mo/Be составляет порядка 0,4 нм.

Возможной стратегией получения МЗ 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 трех- и четырехкомпонентные

МЗ Ru/Be с буферными слоями Mo. В таких структурах слой молибдена является 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 четырехкомпонентной системы Mo/Ru/Mo/Be

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 21-72-30029, с использованием оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и нано-структур» ИФМ РАН.

Литература

1. Montcalm C., Bajt S., Mirkarimi P., Spiller E., Weber F., Folta J. // SPIE 3331, 42-51 (1998).
2. Svechnikov M.V., Chkhalo N.I., Gusev S.A., *et al.* // Optics Express. 2018. V. 26. No. 26. P. 33718-33731.
3. A. Mandeep Singh, Joseph J.M. Braat // Appl. Opt. 2000. V. 39. No. 13. P. 2189.
4. Sasa Bajt // J. Vac. Sci. Technol. A. 2000. V. 18. No. 2. P. 557.
5. Svechnikov M., Pariev D., Nechay A. *et al.* // J. Appl. Cryst. 2017. V. 50. P. 1428.

Влияние барьерного слоя на термическую стабильность и окисление Mo/Be многослойных рентгеновских зеркал

А.В. Соломонов^{1, *}, А.В. Каратаев¹, А.У. Гайсин¹, 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.

* asolomonov78@gmail.com, § elenaofilatova@mail.ru

Методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии исследовано влияние температуры отжига на состав межслоевых областей многослойных рентгеновских зеркал Mo/Be с барьерными слоями кремния и карбида бора. Показано увеличение термической стабильности многослойных зеркал при введении барьерных слоев на границе Be-на-Mo. Исследованы процессы окисления в многослойных системах с молибденом на поверхности.

Введение

Многослойные рентгеновские зеркала на основе молибдена и бериллия являются перспективными оптическими элементами для космического и литографического приложений. Поскольку данные элементы работают в среде с повышенной температурой и могут быть подвержены сильному потоку излучения для них чрезвычайно важна устойчивость их параметров к нагреванию. Ряд исследований влияния параметров отжига в вакууме на оптические свойства молибден-бериллиевого зеркала указывают на резкое падение отражательной способности Mo/Be зеркала увеличением температуры (более 300 °С). В наших предыдущих работах изучалось воздействие отжига на структуру многослойных рентгеновских зеркал на основе Mo и Be. Было показано, что многослойная система Si/[Mo/Be]₁₁₀ остается термически стабильной до 200 °С [1]. При повышении температуры начинается активное перемешивание слоёв бериллия и молибдена, вследствие чего, происходит рост составляющих MoBe₁₂ и MoBe₂ на границах раздела. При температурах отжига выше 300 °С содержание MoBe₂ резко возрастает и составляет 90% при 500 °С.

Основные результаты

Целью нынешней работы было исследование влияния на термическую стабильность многослойных зеркал барьерных слоев путем проведения фазово-химического анализа межслоевых областей методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС).

Результаты РФЭС были получены на фотоэлектронном спектрометре Thermo Fisher Scientific Escalab 250Xi в РЦ «Физические методы исследования поверхности» Научного парка СПбГУ.

Введение на межфазную границу системы Si/[Mo/Be]₁₁₀ барьерного слоя В₄С приводит к образованию новых соединений Be_xBe_y и Be₂С на границе раздела Be-на-Mo и уменьшению содержания бериллидов на обеих границах раздела. Поскольку компоненты MoBe₁₂ и Be_xBe_y близки по значению энергии связи, при анализе спектров они описывались общей компонентной. По мере увеличения температуры отжига наблюдается постепенный рост этого общего компонента, что в значительной степени связано с образованием бериллида молибдена MoBe₁₂. Стоит заметить, что в отличие от системы без барьерного слоя, в системе Si/[Mo/В₄С/Be]₁₁₀ рост составляющей дибериллида молибдена MoBe₂, образование которой наибольшим образом влияет на оптические свойства зеркала, происходит при температурах выше 300 °С (рис 1.).

Введение Si барьерного слоя в систему предотвращает образование бериллида MoBe₂ и частично MoBe₁₂. В процессе отжига системы обнаруживается образование незначительного содержания MoBe₂ и увеличение содержания MoBe₁₂ при температурах выше 300 °С (рис. 1).

Можно сделать вывод, что введение барьерных слоев (В₄С и Si) на границу Mo-на-Be расширяет область рабочих температур системы многослойного зеркала на основе молибдена и бериллия до 300 °С.

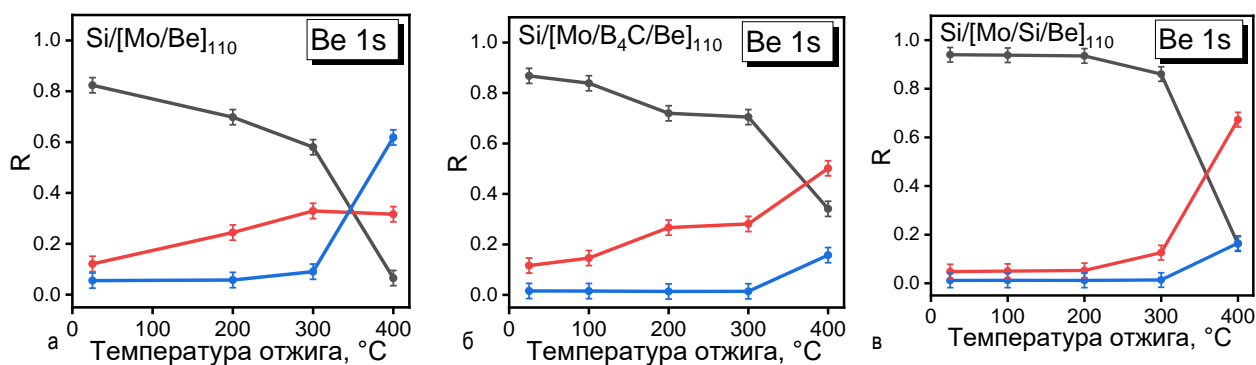


Рис. 1. Зависимость отношения интегральных интенсивностей компонентов Be, MoBe₁₂ и MoBe₂ и суммы компонентов Be, MoBe₁₂ и MoBe₂ от температуры отжига в течение одного часа для многослойных структур Si/[Mo/Si/Be]₁₁₀, Si/[Mo/Si/Be]₁₁₀ и Si/[Mo/B₄C/Be]₁₁₀. Обозначения: серая линия – чистый Be, красная линия - MoBe₁₂, синяя линия – MoBe₂

Особый интерес представляет изучение обратной системы Be/Мо. Было установлено формирование оксида BeO_x на межфазной границе несмотря на то, что слой Be находится под слоем Мо. Аналогичный эффект наблюдался в системе Be/W [2]. Окисление бериллия под молибденом представляет собой следующий механизм: i) на начальной стадии окисления слой Мо окисляется из атмосферы с образованием слоя MoO₃, толщина которого со временем значительно увеличивается (в том числе и субоксидов под ним); ii) когда оксиды становятся достаточно толстыми и достигают MoBe₂, образующегося на границе раздела Мо-на-Be, образуются чистый Мо и BeO_x; iii) наконец, в соответствии с механизмом Кабрера-Мотта [3], ионы Be диффундируют через слой BeO_x к границе раздела Мо-на-Be, что затем приводит к взаимодействию Мо и Be с образованием MoBe₂. Этот цикл продолжается до полного окисления слоя Be или образования толстого BeO_x, препятствующего диффузии ионов Be.

Анализ спектров Be 1s бислоя Be/Мо указывает на непрерывное окисление слоя бериллия при повышении температуры и его почти полное окисление при 300 °C. Введение барьерного слоя между слоями молибдена и бериллия по-разному влияет на процесс окисления в зависимости от продолжительности пребывания системы в атмосфере воздуха. Установлено, что кремниевый барьерный слой предотвращает окисление в системе (3 месяца после синтеза) при отжиге до 300 °C. В то же время, отжиг сильно окисленной системы (8 месяцев после синтеза) Si/[Be/B₄C/Мо]₁₁₀ не приводит к восстановлению структуры, а, наоборот, усиливает процесс окисления.

Анализ Mo 3d спектров исходного бислоя Si/Be/Мо показывает значительное уменьшение содержания триоксида и субоксидов молибдена с повышением температуры отжига, что можно объяснить: i) взаимодействием оксидов молибдена и бериллидов молибдена с последующим окислением слоя бериллия под слоем молибдена; ii) испарение оксидов молибдена с поверхности, поскольку триоксид и диоксид являются газообразными во время отжига. Введение барьерного слоя (многослойные зеркала Si/[Be/B₄C/Мо]₁₁₀ и Si/[Be/Si/Мо]₁₁₀) не защищает слой бериллия от процесса окисления при повышении температуры отжига. Окисление слоя молибдена не происходит при температурах выше 300 °C. Анализ фотоэлектронных спектров B 1s и Si 2p не обнаруживает изменений энергетического положения и формы фотоэлектронных линий в процессе отжига, что свидетельствует о сохранении их состава.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 19-72-20125.

Литература

1. Gaisin A. U. et al. // Phys. Chem. Chem. Phys. 2021.
2. Sakhonenkov S.S. and E. O. Filatova // Appl. Surf. Sci. 2020.
3. Zalkind S., Polak M., Shamir N. // Physical Review B. 2005.

Изготовление и характеристика оптических элементов для солнечного телескопа ВУФ диапазона для наноспутников

М.Н. Торопов^{1,*}, Н.Ф. Ерхова², С.Ю. Зуев¹, С.В. Кузин², И.П. Лобода², А.Я. Лопатин¹, И.В. Малышев¹, М.С. Михайленко¹, А.Е. Пестов¹, Р.С. Плешков¹, В.Н. Полковников¹, Н.Н. Цыбин¹, А.К. Чернышов¹, Н.И. Чхало¹

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

² Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр, 53, Москва, 119991

*toropov@ipm.sci-nnov.ru

Изготовлены оптические элементы для солнечного ВУФ телескопа для размещения на наноспутниках, который предназначен для получения изображений солнечной короны для прикладных и научных исследований. Представлены параметры оптической схемы и результаты изготовления оптических элементов.

Введение

Солнечный ВУФ телескоп предназначен для получения изображений солнечной короны для прикладных и научных исследований, который был спроектирован в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН [1]. Данные телескопы планируется размещать на спутниках для проведения экспериментов по исследованию интегрального рентгеновского излучения короны Солнца в ВУФ диапазоне спектра. Для научных и прикладных исследований имеется интерес для изучения нескольких спектральных диапазонов регистрации короны, которые в первую очередь характеризуются температурой регистрируемой солнечной плазмы. Это диапазон 30.4 нм (холодная плазма, линия HeII), 17.1 нм (корональная плазма, FeIX) и 13.2 нм (вспышечная плазма, FeXXIII-FeXIV).

Солнечный ВУФ телескоп, который был разработан в ИФМ РАН, предназначен для работы в диапазоне 17.1 нм, который интересен с точки зрения мониторинга активных областей, как потенциальных мест локализации вспышек на Солнце.

Оптическая схема

Оптическая схема солнечного ВУФ телескопа – двухзеркальная система, представляющая собой модернизированную систему Ричи-Кретьена. Оптические элементы – асферические кварцевые подложки с многослойными зеркалами. Работа оптической схемы устроена следующим образом. Излучение падает на вогнутое асферическое зеркало М1, отражается от него в направлении выпуклого асфериче-

ского зеркала М2. Излучение от зеркала М2 отражается и собирается в фокусе телескопа. Расстояние между зеркалами М1 и М2 равно 149.57 мм, а расстояние от зеркала М2 до точки фокуса равно 165.46 мм. Аберрации телескопа должны быть не хуже 50 нм для достижения требуемого углового разрешения 0.41 угл. сек. для центра и 2.2 угл. сек. на краю поля зрения, которое равно 1°. Для подавления УФ, видимого и ИК излучения на входе телескопа и на выходе перед ПЗС детектором устанавливаются фильтры.

Эксперимент

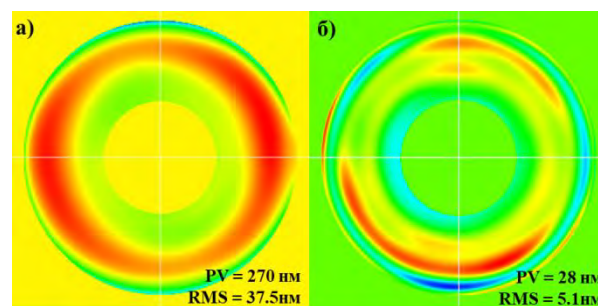


Рис. 1. Форма поверхности М1 до (а) и после 4 коррекций (б)

Исходные подложки имели сферическую форму с параметрами: вогнутая сфера М1 ($\varnothing_{\text{внеш}} = 72$ мм, $\varnothing_{\text{внутр}} = 28$ мм, $R = 529.7$ мм) и выпуклая сфера М2 ($\varnothing_{\text{внеш}} = 40$ мм, $R = 758.6$ мм). Контроль формы поверхности М1 производился с помощью безэталонного интерферометра с дифракционной волной сравнения (БЭИДВС) [2]. На рисунке 1 показаны карты поверхности сферы М1 до ($PV = 270$ нм, $RMS = 37.5$ нм) и после 4 коррекций ($PV = 28$ нм,

RMS = 5.1 нм). Далее производилась асферизация подложки M1 на установке ионно-пучковой коррекции [3], профиль которой показан на рисунке 2 (а). На выпуклой сферической подложке M2 делалась асферизация, профиль которой показан на рисунке 2 (б). Контроль формы поверхности M2 производился в схеме телескопа на БЭИДВС, см. рисунок 3. В фокус телескопа устанавливался источник эталонной сферической волны.

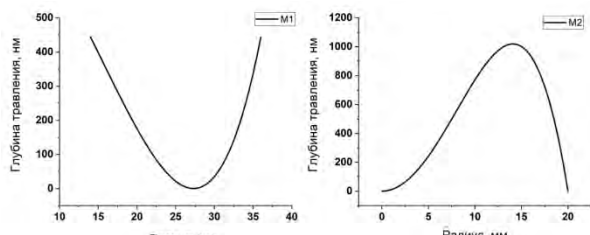


Рис. 2. Профиль асферизации M1 (а) и M2 (б)

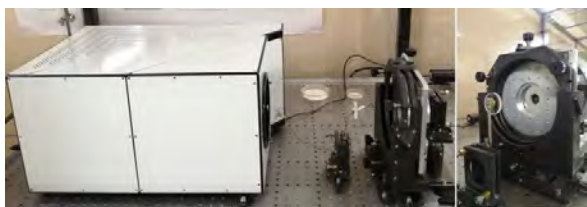
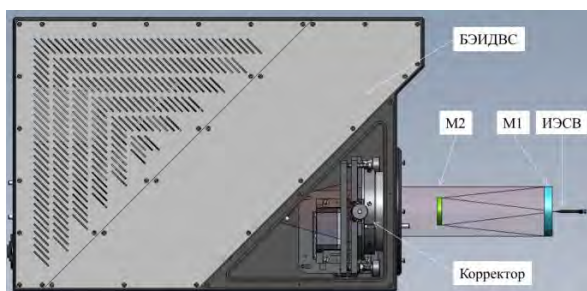


Рис. 3. Фотография и схема БЭИДВС для измерения волновых aberrаций телескопа с использованием корректора плоского фронта.

На рисунке 4 показаны результаты измерений волновых aberrаций телескопа на интерферометре (PV = 211 нм, RMS = 30 нм), которые позволяют достигнуть требуемых параметров по угловому разрешению.

Далее на асферизованные подложки напылялись многослойные зеркала на длину волны 17.1 нм, Период многослойного зеркала представляет собой структуру $\text{Be} = 3.3 \text{ нм}/\text{Si} = 2 \text{ нм}/\text{Al} = 3.4 \text{ нм}$, который равен 8.7 нм. Всего напылялось 60 периодов. Критерием выбора материалов было сочетание высоких коэффициентов отражения и спектральной селективности, а так же временная стабильность отражательных характеристик. Коэффициент отражения

зеркал M1 и M2 на рабочей длине волны равен 57-59%. Спектральная полоса пропускания 0.28 нм.

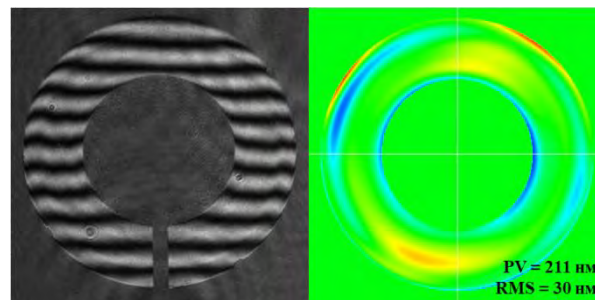


Рис. 4. Интерферограмма и карта волновых aberrаций телескопа

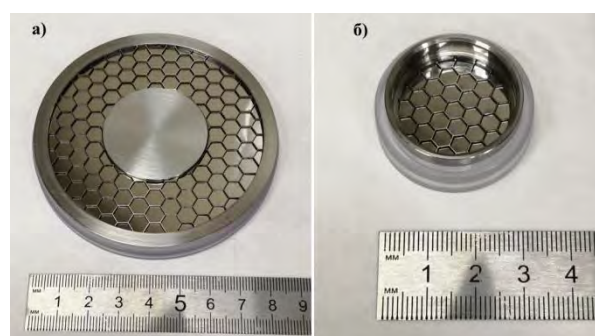


Рис. 5. Фотография входного (а) и выходного (б) фильтров телескопа

Фильтры приклеивались на поддерживающую сетку и имели структуру $\text{MoSi}_2/\text{Al}/\text{MoSi}_2$ (толщина Al = 150 нм, толщина защитных покрытий MoSi_2 равна 2.5 нм), фотография которых показана на рисунке 5. Фильтры обеспечивают подавление видимого света на уровне 10^7 и имеют коэффициент пропускания на длине волны 17.1 нм около 60%.

Результаты

Созданы оптические элементы для миниатюрного солнечного ВУФ телескопа для получения изображений короны Солнца для наноспутников. Работа выполнена в рамках гос. задания 0030-2021-0022.

Литература

1. Кузин С.В. и др. // Журнал технической физики, том 91, вып. 10, С. 1441-1447 (2021). DOI: 10.21883/JTF.2021.10.51355.115-21
2. Akhsakhalyan A.A. *et al.* // Precision Engineering, V. 72, 330–339 (2021).
3. Chkhalo N.I. *et al.* // Precision Engineer, 48, 338 (2017).

Высокоточный корректор волнового фронта для изучения выпуклых поверхностей

М.Н. Торопов*, И.В. Малышев, 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 выпуклых поверхностей предназначен для установки его в безэталонный интерферометр с дифракционной волной сравнения (БЭИДВС). Корректор преобразует расходящийся эталонный сферический фронт интерферометра в сходящийся сферический фронт, точность формы которого должна быть на субнанометровом уровне. В данной работе представлены результаты расчета и схема самого корректора, представленного в виде одиночной двояко-выпуклой линзы, на одной из выпуклой поверхности которой сформирован асферический профиль с профилем асферизации ~800 мкм. В работе приводятся результаты измерений волновых aberrаций корректора после его изготовления на предприятии ООО «Научно-производственный центр «Оптика», г. С.Петербург.

Введение

Интерферометрия с дифракционной волной сравнения обеспечивает максимальную точность измерений формы поверхности (или волновых aberrаций) 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

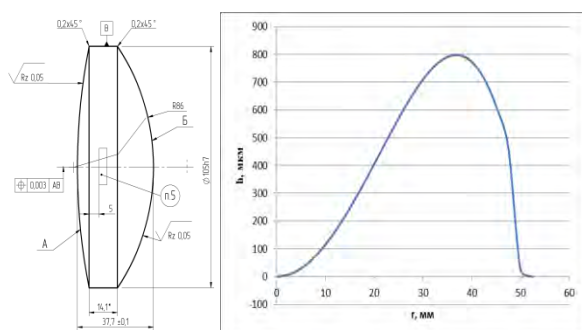


Рис. 1. Чертеж и профиль асферизации выпуклой поверхности (сторона А) корректора

Для изучения выпуклых поверхностей был произведен расчет корректора волнового фронта, представ-

ленного в виде одиночной двояко-выпуклой линзы из плавленого кварца, на выпуклой поверхности (сторона А) которой сформирован асферический профиль с профилем асферизации ~800 мкм (сторона А), см. рисунок 1. Входная числовая апертура корректора близка к числовой апертуре интерферометра и равна 0,27, а выходная апертура корректора – 0,13. На рисунке 2 показана схема БЭИДВС для изучения волновых aberrаций данного корректора с возможностью его дальнейшей коррекции [2].

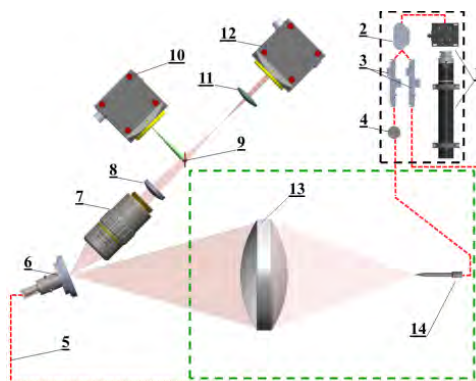


Рис. 2. Схема изучения волновых aberrаций корректора с помощью БЭИДВС: 1 – He-Ne лазер; 2 – оптоволоконный делитель пучка; 3 – 2-х канальный поляризационный контроллер; 4 – фазосдвигающий элемент №2; 5 – оптоволоконно; 6 – фазосдвигающий элемент №1 и с ИМИЭСВ; 7 – объектив; 8, 11 – линзы для построения изображения исследуемого образца; 9 – плоское зеркало; 10, 12 – CCD видеокамера; 13 – корректор; 14 – ИЭСВ

Эксперимент

Изготовление корректора с глубоким профилем асферизации достаточно сложная задача, которая требует применения специализированного оборудования из

асферошлифовального и асферополировального станков с необходимыми средствами контроля профиля (профилометры, интерферометры). Данный корректор по заданным теоретическим расчетам был изготовлен предприятием ООО «Научно-производственный центр «Оптика», г. С. Петербург.

Измерения данного корректора производились на интерферометре БЭИДВС по схеме, показанной на рисунке 2. Фотография экспериментального стенда интерферометра показана на рисунке 3.

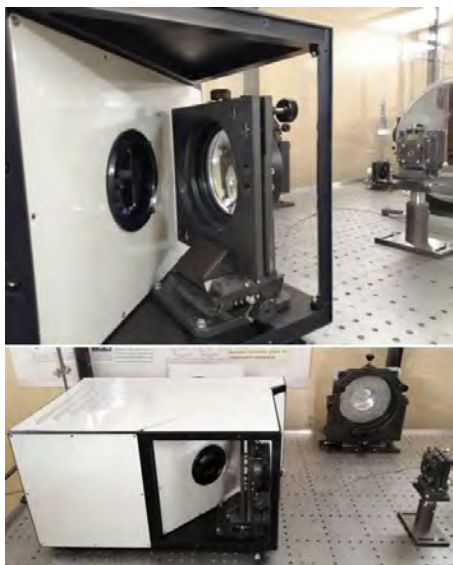


Рис. 3. Фотография БЭИДВС по изучению корректора

На рисунке 4 показана интерференционная картина волновых aberrаций корректора после его установки и настройки.

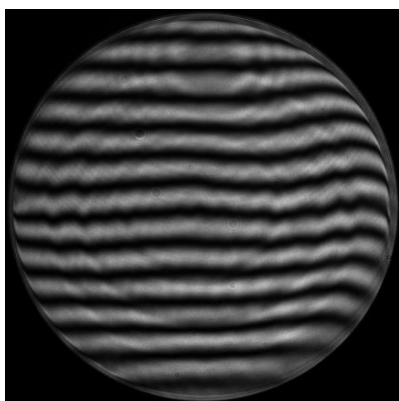


Рис. 4. Интерференционная картина волновых aberrаций корректора

На рисунке 5 показаны результаты измерений волновых aberrаций корректора ($PV = 247$ нм, $rms = 44$ нм). На данной карте наблюдаются многочисленные высокочастотные неровности на фоне сферической aberrации.

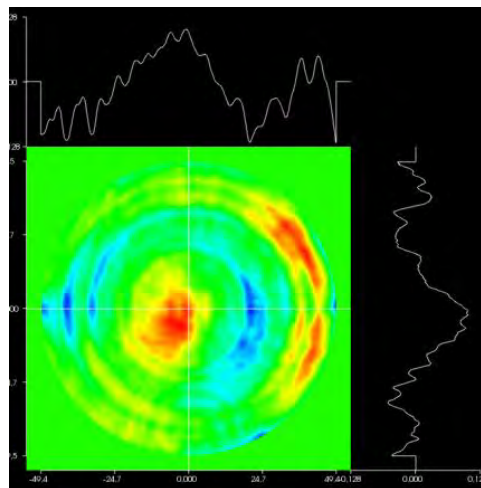


Рис. 5. Карта волновых aberrаций корректора ($PV = 247$ нм, $rms = 44$ нм)

Результаты

Был произведен теоретический расчет, изготовлен и изучен с помощью БЭИДВС двояко-выпуклый корректор волнового фронта, преобразующего расходящийся сферический фронт в сходящийся сферический фронт. Ошибка волновых aberrаций корректора составляет $\sim \lambda/14$, что более чем на порядок хуже, чем требуется для высокоточных измерений выпуклых поверхностей на БЭИДВС. Требуется коррекция волновых aberrаций корректора.

Работа выполнена в рамках гос. задания 0030-2021-0022.

Литература

1. Чхало Н.И. и др. // УФН. Т. 190 (1), с. 74 (2020).
2. Akhsakhalyan A.A. et al. // Precision Engineering, V. 72, 330–339 (2021).

Влияние включения примеси азота на строение межслоевой области структуры Cr/Sc

Е.С. Фатеева^{1, *}, С.С. Сахоненков¹, Е.О. Филатова^{1, §}

¹ Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, д.1, Петродворец, Санкт-Петербург, 198504.

*fateeva.liza@yandex.ru, §senaofilatova@mail.ru

В работе представлено исследование формирования межслоевых областей в зеркалах Cr/Sc и изучение возможности влияния на них включением примеси азота. Экспериментально обнаружено отсутствие взаимодействия между основными слоями структуры Cr/Sc. Установлено, что в структуре Sc/CrN_x/Be помимо нитрида хрома формируется нитрид скандия, то есть Sc «забирает» часть азота из Cr. В структуре ScN_x/Cr/Be формирование нитрида хрома не происходит.

Введение

В настоящее время многослойные наносистемы являются одними из наиболее универсальных элементов рентгенооптики благодаря доступности технологий их производства и возможности получения высоких рентгенооптических параметров зеркал. Основными кандидатами для получения отражения в коротковолновом диапазоне ($\lambda = 2 - 6$ нм) являются многослойные рентгеновские зеркала (МРЗ) на основе Cr. Такие зеркала могут использоваться для применений рентгеновской микроскопии в спектральных областях «окон прозрачности» воды и углерода ($\lambda = 2 - 5$ нм), что открывает широкий спектр возможностей для изучения углеродосодержащих веществ и биологических структур. Кроме того, зеркала на основе Cr перспективны для применения в приборах элементного анализа материалов для исследования спектров. Все перечисленные приложения требуют высоких отражательных характеристик и термической стабильности зеркал.

Значительное влияние на величину отражательной способности МРЗ оказывают промежуточные слои, формирующиеся на межфазной границе в результате взаимодиффузии материалов, механического проникновения падающих атомов в процессе напыления зеркал, химических реакций и других факторов. Присутствие таких слоёв в многослойной структуре существенно снижает ее теоретически ожидаемые рентгенооптические параметры. Другим фактором, отрицательно сказывающимся на отражательных характеристиках зеркал, является значительная степень шероховатости границ раздела слоев. Включение примесей остаточного газа в

структуру многослойных зеркал Cr/Sc, нанесенных в условиях высокого вакуума методом магнетронного распыления, может значительно влиять на характеристики зеркала, изменяя контрастность показателя преломления рентгеновских лучей или структуру слоев на наноуровне путем образования соединений или сплавов.

Все исследования проводились с использованием метода рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС). Одним из преимуществ данного метода является его способность проводить неразрушающий химический анализ многослойных систем.

Исследования проводились с использованием оборудования ресурсного центра Научного парка СПбГУ «Физические методы исследования поверхности».

Основные результаты

В работе представлено исследование формирования межслоевых областей в зеркалах Cr/Sc с выявлением их особенностей строения, а также изучение возможности влияния на них включением примеси азота.

Для определения строения межслоевой области между слоями Cr и Sc в зависимости от толщины слоев были изучены двуслойные образцы Cr(40nm)/Sc(Xnm) с различной толщиной верхнего слоя скандия ($X = 1, 2, 3$ нм).

Анализ Sc2p спектров (рис. 1) рассматриваемых систем указывает на отсутствие взаимодействия

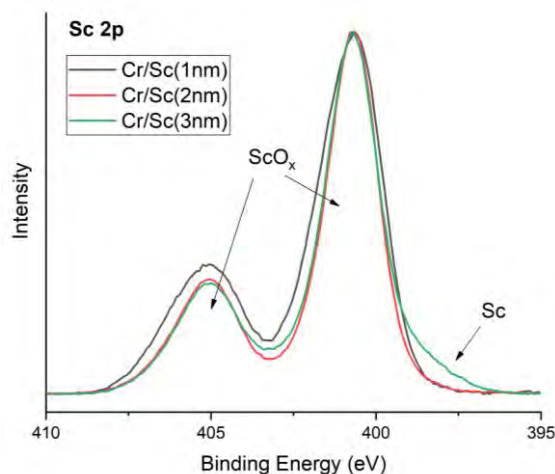


Рис. 1. Фотоэлектронные Sc2p спектры систем Cr(40nm)/Sc(Xnm) с различной толщиной скандия (X = 1, 2, 3 нм)

между Cr и Sc. Кроме того, в спектре, измеренном для образца Cr(40nm)/Sc(3nm) наблюдается плечо со стороны меньших энергий связи, совпадающее по положению с пиком чистого скандия. В системах Cr(40nm)/Sc(1nm) и Cr(40nm)/Sc(2nm) тонкая пленка Sc полностью окисляется.

При отжиге образца Cr(40nm)/Sc(3nm) при температурах 250°C, 350°C, 450°C в течение часа плечо со стороны меньших энергий связи уменьшается тем сильнее, чем выше температура отжига, что говорит об усилении взаимодействия между скандием и кислородом с повышением температуры и, следовательно, окислении чистого скандия.

Были изготовлены модельные образцы нитридов хрома и скандия, которые могут образовываться в результате нитридации образцов. На рисунке 2 представлен разложенный на компоненты и нормированный на величину фона спектр нитрида скандия. Анализ фотоэлектронных спектров позволил установить, что стехиометрия нитрида скандия близка к Sc₂N₃, стехиометрия нитрида хрома близка к CrN.

Для изучения влияния включения примеси N в структуру Cr/Sc на строение межслоевой области структур Cr/Sc были изучены образцы ScN_x/Cr/Be, Sc/CrN_y/Be. Для предотвращения окисления хрома и

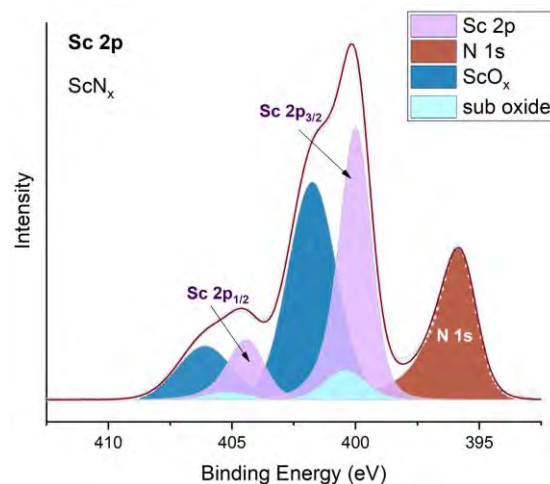


Рис. 2. Разложенный на компоненты Sc2p спектр модельного образца ScN_x

скандия в структурах на верхний слой был нанесен тонкий слой бериллия.

Из совместного анализа Sc2p фотоэлектронных спектров структур ScN_x/Cr/Be, Sc/CrN_y/Be и модельных образцов нитридов хрома и скандия были сделаны следующие выводы:

- В структуре Sc/CrN_y/Be формируется нитрид скандия, то есть Sc «забирает» часть азота из Cr.
- В структуре ScN_x/Cr/Be формирование нитрида хрома не происходит, то есть азот не «переходит» из Sc в Cr.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 19-72-20125

Литература

1. Tadayuki Ohchi, Toshiyuki Fujimoto and Isao Kojima // Cr/Sc multilayer mirror for soft X-ray, Analytical Sciences 2001.
2. Brundle C.R., Crist B.V. // X-ray photoelectron spectroscopy: A perspective on quantitation accuracy for composition analysis of homogeneous materials, J. Vac. Sci. Technol. A, vol. 38, 2020.

Рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия многослойных структур: физика и химия формирования межслоевых областей

Е.О. Филатова

Санкт-Петербургский государственный университет, Ульяновская ул., 3, Петергоф, Санкт-Петербург, 198504, Россия

elenaofilatova@mail.ru

Представлены физические принципы РФЭС, обуславливающие возможность проведения фазового химического анализа с высоким разрешением по глубине в многослойных структурах. На примере изучения влияния метода синтеза электрода TiN (ALD и PVD) и состава композитного TiN (2 нм)/TiAl (4 нм)/TiN (2 нм) электрода, синтезированного методом ALD, на эффективную работу выхода электрода рассмотрено перераспределение кислорода на межфазной границе металл/диэлектрик/металл. Рассмотрен подход к анализу формирования межфазных областей и управлению их протяженностью и структурой на примере короткопериодных многослойных структур.

Введение

Основной тенденцией современного развития высоких технологий является переход к нанометровому масштабу синтезируемых структур и слоев. Развитие нанотехнологий требует развития новых адекватных методов изучения и диагностики химического состава и атомного строения таких материалов, и особенно многослойных наносистем, в которых возрастает роль межфазных границ. Уменьшение топологических размеров многослойных структур ведет к существенному увеличению роли процессов, происходящих на межфазной границе, в частности, интердиффузии и химической реакции, приводящих, как правило, к формированию тонких интерслоев.

Метод рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) высоких энергий, позволяющий проводить неразрушающий послойный фазовый химический анализ твердых тел, имеет свои достоинства в случае изучения многослойных структур, позволяя не только идентифицировать скрытые межфазные границы, но и определять толщины всех слоев, входящих в структуру. В основе РФЭС, как метода послойного анализа лежит зависимость величины длины свободного пробега λ рассеянных фотоэлектронов, и, следовательно, глубины зондирования структуры, от энергии возбуждающих фотонов. Глубина зондирования может варьироваться как путем изменения угла эмиссии фотоэлектронов, так и путем изменения энергии возбуждающих фотонов. Ха-

рактеристическое рентгеновское излучение ионизирует внутренние уровни атомов на достаточно большой глубине. Однако на поверхность выходят только электроны, инжектированные в тонком приповерхностном слое, определяемом длиной свободного пробега λ фотоэлектрона в изучаемом материале. Конечно, фотоэлектроны вылетают без потерь и с глубин более одного λ . Существует зависимость интенсивности сигнала от длины свободного пробега: примерно 65% интенсивности сигнала формируется за счет фотоэлектронов, вылетевших из приповерхностного слоя толщиной менее λ , 85% - толщиной менее 2λ и 95% - менее 3λ .

РФЭС является эффективным методом изучения типа химической связи. Химический сдвиг электронных состояний конкретного атома в разных соединениях может определяться различием формального состояния окисления, ближайшего окружения и т.д. В большинстве случаев изменение знака $E_{св}$ при переходе от одного химического соединения к другому определяется изменением знака заряда на атоме (ионе) относительно нейтрального атома, реже - изменением потенциала Маделунга, определяющего влияние ближайшего окружения в кристалле на $E_{св}$ электрона, кроме электронов и ядра собственного атома; энергией релаксации системы обычно пренебрегают, рассматривая только начальные состояния энергий систем, что приводит к серьезным ошибкам, особенно при рассмотрении систем металл/металл.

Стоит отметить, что для получения количественной информации измеренные фотоэлектронные спектры необходимо раскладывать на компоненты; обычно используют программный пакет CasaXPS [1]. Все спектры нормируются на поток падающих фотонов, освещенную область образца, и функцию пропускания анализатора энергии электронов. Параметры формы линий и положения пиков определяются из разложения дополнительно измеренных спектров референсных образцов, синтезированных в тех же условиях, что и основные образцы. Также необходимо учесть фона неупруго рассеянных фотоэлектронов, который обычно задается с использованием универсальной функции Тугарда [2].

Результаты и обсуждение

Как было отмечено во Введении, процессы, происходящие на межфазной границе, могут существенно влиять на основные характеристики приборов, например, эффективную работу выхода электрода, на разрешение и пиковый коэффициент отражения многослойных рентгеновских зеркал.

Перераспределение кислорода на межфазной границе металл/диэлектрик/металл и его влияние на электрические характеристики систем может быть проанализировано на изучении влияния метода синтеза электрода TiN (ALD и PVD) и состава композитного TiN (2 нм)/TiAl (4 нм)/TiN (2 нм) электрода, синтезированного методом ALD, на эффективную работу выхода электрода [3,4]. Было установлено большее окисление PVD-TiN по сравнению с ALD-TiN. В частности, показано усиленное образование TiN_xO_y и HfO_x+SiO_x в нижележащих оксидах, что объясняет увеличение эффективной работы выхода на 0.3 эВ по сравнению с ALD-TiN. Показано, что использование TiAl getter приводит к диффузии азота из TiN и, как следствие, к образованию TiN_x ($x < 1$), AlN и чистых титана и алюминия. Показано существенное (на 1 эВ) понижение эффективной работы выхода по сравнению с исходным ALD-TiN. Установлено, что эффективная работа выхода понижается за счет перераспределения азота и кислорода в объеме TiN/TiAl/TiN электрода.

Исследование короткопериодных многослойных структур (Cr/Be и W/Be с периодом порядка 1,6 нм) методом РФЭС выявило полное перемешивание слоев между собой в процессе синтеза, что в значительной степени снижает коэффициент отражения зеркала [5, 6]. При толщинах такого порядка (период

порядка 1,6 нм) формируемые слои могут не обладать сплошностью, а подбор соответствующих барьерных слоев представляет собой сложную задачу. В этой связи, необходимо предварительное проведение теоретического рассмотрения перемешивания атомов соседних слоев в короткопериодных многослойных структурах с позиций обменного процесса между атомами пленки и подложки в процессе роста пленки. При выборе подходящих барьерных слоев необходим предварительный теоретический анализ возможных продуктов реакции основных слоев с возможными барьерными слоями, а также их влияние на отражательную способность многослойных зеркал. В частности, установлено, что многослойная структура, состоящая из соединений высокой плотности (CrC, CrB_x) и бериллида $CrBe_{12}$, демонстрирует более высокий коэффициент отражения, чем аналогичная структура с $CrBe_2$. Этот факт свидетельствует о высоком оптическом контрасте Cr-C, CrB_x и $CrBe_{12}$, и, как следствие, увеличении коэффициента отражения зеркал из-за увеличения вклада бериллида $CrBe_{12}$. Комплексный анализ системы Cr/Be выявил более высокие пиковые коэффициенты отражения в структурах $[Cr/Be/B_4C]_{300}$ и $[C/Cr/Be]_{180}$, в которых содержание карбида бериллия является самым высоким среди других конфигураций зеркал с таким же барьерным слоем.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 19-72-20125.

Литература

1. Walton J., Wincott P., Fairley N. //Peak fitting with CasaXPS: A Casa PocketBook, (2010).
2. Tougaard S. //Surface Interface Analysis, V. 25, 137 (1997).
3. Filatova E.O., Konashuk A.S., Sakhonenkov S.S. *et al.* // Physical Chemistry C, V. 124, 15547 (2020).
4. Konashuk A.S., Filatova E.O., Sakhonenkov S.S. *et al.* //Physical Chemistry C, V. 124, 16171 (2020).
5. Sakhonenkov S.S., Filatova E.O., Kasatnikov S.A. *et al.* //Applied Surface Science, V. 570, 151114 (2021).
6. Sakhonenkov S.S., Filatova E.O. //Applied Surface Science, V. 571, 151265 (2022).

Коэффициент распыления монокристаллического кремния, модели

А.К. Чернышев^{1*}, М.С. Михайленко¹, М.В. Зорина¹, А.Е. Пестов¹,
Н.И. Чхало¹, Н.Н. Салащенко¹

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

*chernyshev@ipmras.ru

В работе исследовано взаимодействие ускоренных ионов Ag с мишенями из монокристаллического кремния различных ориентаций ([100], [110] и [111]). Показано, что кристаллическая природа мишени оказывает существенное влияние на процесс физического распыления.

Введение

В последнее время, в связи с модернизацией синхротронов 3-го поколения, появлением синхротронов 4-го поколения и лазеров на свободных электронах стали еще более актуальными проблемы гладкости и точности формы отражающих поверхностей, а также их радиационная стойкость. Проблема осложняется термоиндуцированными искажениями формы оптических элементов из-за больших радиационных и тепловых нагрузок, до нескольких киловатт. И теоретические расчеты, и практика показывают, что в качестве материала подложек для зеркал, работающих под столь мощными пучками излучения, может рассматриваться только монокристаллический кремний. Близкими характеристиками обладает монокристаллический алмаз, однако существуют сложности получения подложек зеркал размерами в десятки сантиметров из этого материала. Другие материалы, в том числе карбид кремния и металлы (медь, алюминий, бериллий), по своим теплофизическим характеристикам сильно уступают кремнию. В настоящее время развито большое число методов получения высокоточных оптических поверхностей. В частности, в силу относительной простоты широкое распространение получило алмазное точение. Однако известно, что при такой обработке развиваются шероховатости в диапазоне пространственных частот 10^{-3} -1 мкм⁻¹, называемые среднечастотными и обусловленные биениями инструмента. Шероховатости данного пространственного диапазона в наибольшей степени влияют на разрешающую способность рентгенооптических систем. Поэтому для финальной обработки подложек производится исправление этих дефектов, а также коррекция локальных ошибок формы малоразмерными ионными пучками.

Несмотря на то, что ионные пучки уже давно используются в процессе изготовления высокоточных подложек, их применение для обработки монокристаллических материалов сталкивается с серьезными проблемами. Ионное травление кристаллических материалов довольно сложный и не до конца изученный процесс. Взаимная ориентация кристаллографических плоскостей, среза кристалла, энергии иона и угла его падения на поверхность образца могут вносить существенную неоднозначность в процедуру ионно-пучкового травления. Зависимость коэффициента распыления от угла может иметь целую серию локальных максимумов и минимумов. Распыленные атомы имеют диаграмму направленности с выделенными направлениями. В ходе ионной обработки наблюдается несколько конкурирующих эффектов. Эффект каналирования, когда распыляющие атомы глубоко проникают в мишень и снижают значение коэффициента распыления. Эффект фокусировки, когда вдоль направлений наиболее плотной упаковки существует возможность фокусировки импульса частицы (образование так называемого «фокусона»). При таких условиях протекания процесса ионного распыления неудивительным оказывается и более сложная, чем для аморфных материалов, зависимость коэффициента распыления от угла падения ионов на поверхность образца.

Существует большое число как общедоступных программных кодов, так и специальных алгоритмов, моделирующих, в том числе, распыление монокристаллов. Тем не менее теоретически описать процессы формирования морфологии поверхности при ионном распылении, особенно для монокристаллических мишеней, до сих пор не представляется возможным, за исключением области скользких углов падения.

Описание эксперимента

Для ионного травления подготавливались квадратные образцы размером 15x15 мм, вырезанные из стандартных суперполированных кремниевых монокристаллических пластин для микроэлектронной промышленности с односторонней химико-механической полировкой. Параметры пластин были следующие: эффективная шероховатость $\sigma_{\text{eff}} \sim 0.2$ нм в диапазоне пространственных частот $\nu \in [4.9 \cdot 10^{-2} - 6.3 \cdot 10^1 \mu\text{m}^{-1}]$, диаметр 100 мм, толщина 0,5 мм, ориентации $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$. Эксперименты проводились на установке ионного травления [1], оснащенной источником ускоренных ионов КЛАН-105М (типа Кауфман с холодным катодом, НТК «Платар», Россия) с квазипараллельным ионным пучком и накальным нейтрализатором для работы с диэлектрическими материалами, и поворотным столиком, с помощью которого задавался угол падения ионов на поверхность образца. Во всех экспериментах использовался рабочий газ Ar. При проведении эксперимента энергии ионов составляли 300, 400 и 800 эВ для ориентации $\langle 100 \rangle$ и 800 эВ для ориентаций $\langle 110 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$, а углы падения ионов на поверхность образца изменялись в диапазоне $0^\circ - 80^\circ$ (угол отсчитывался от нормали) с шагом 5° . Контроль глубины травления производился с помощью «свидетеля» – аналогичный образец, часть которого закрывалась маской. В результате ионного травления на границе маски формировалась ступенька, высота которой измерялась на интерференционном микроскопе белого света TalySurf CCI2000. По результатам измерений высчитывался коэффициент распыления по формуле (1).

$$Y = \frac{\rho e V_{\text{трав}} N_A}{\cos \theta_{\text{пад}} j M} \quad (1)$$

где ρ – плотность [г/см³], e – заряд электрона [Кл], $V_{\text{трав}} = d/t$ – скорость травления [нм/мин], d – глубина травления [нм], t – время травления [мин], N_A – число Авогадро, $\theta_{\text{пад}}$ – угол падения от нормали [град], j – плотность ионного тока [мА/см²], M – молярная масса материала мишени.

Экспериментально была получена существенно немонотонная зависимость коэффициента распыления от угла падения ионов на поверхность. Расчетная

кривая коэффициента распыления от угла (SRIM/TRIM [25]) также представлена на рисунках.

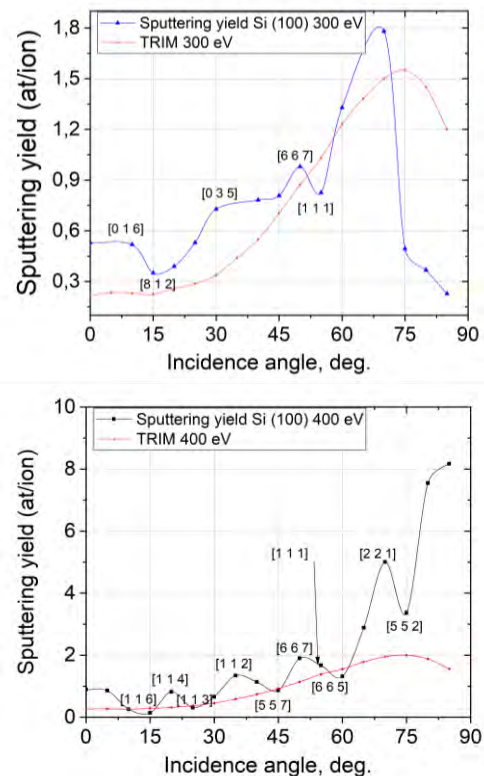


Рис. 1. Зависимость коэффициента распыления Si $\langle 100 \rangle$ от угла падения $E_{\text{ион}} - 300$ эВ (а) и 400 эВ (б). Параметры эксперимента: ионы – Ar0; $J=0,7$ мА/см²; глубина травления ~ 2 мкм

Как можно видеть, моделирование в программе SRIM/TRIM производится для аморфного материала и представляет собой гладкую кривую. Расчетная зависимость не имеет никаких модуляций, связанных с особенностями взаимодействия ионов с кристаллической решеткой. Для монокристаллического образца явно видна модуляция коэффициента распыления в зависимости от угла падения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (грант № 21-72-30029) и с использованием оборудования ЦКП «Физика и технологии микро- и наноструктур» при ИФМ РАН

Литература

1. Chkhalo N.I. *et al.* // Precision Engineering, v. 48, pp. 338–346 (2017).

Модернизация программы коррекции локальных ошибок формы малоразмерным ионным пучком “РМС”

А.К. Чернышев*¹, А.Е. Пестов¹, М.С. Михайленко¹, Н.И. Чхало¹,
М.Н. Торопов¹, И.В. Малышев¹

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

*chernyshev@ipmgras.ru

При создании многослойных рентгеновских зеркал, необходимо чтобы ошибка формы оптической поверхности по параметру RMS была меньше $\lambda/14$. Для получения такого результата проводится коррекция поверхности малоразмерным ионным пучком. Программа “РМС” была разработана для расчёта времени экспозиции ионного пучка в различных точках обрабатываемой поверхности. В ходе использования программы были обнаружены некоторые недостатки, в частности, некорректное моделирование процесса травления в окрестности глобального минимума поверхности. Проведена модернизация алгоритма программы.

Введение

Существуют различные методики прецизионной обработки оптических поверхностей, каждая из которых позволяет достигнуть определённого качества получаемой поверхности и имеет свою область применения. Согласно критерию Марешаля, для достижения дифракционного разрешения ошибка формы оптической поверхности по параметру RMS должна быть меньше $\lambda/14$. Таким образом, при создании многослойных рентгеновских зеркал точность формы поверхности должна быть на нанометровом уровне.

Обычно оптические поверхности изготавливаются механическими методами. Наилучшие результаты по форме поверхности из механических методов обеспечивает метод притира в силу того, что заготовка находится в контакте с полировальником по всей поверхности. С помощью данного метода можно изготавливать только лишь плоские и сферические поверхности, с ошибками формы на уровне 10 нм по среднеквадратичному отклонению, что хуже требуемой точности. Для создания асферических поверхностей применяется ультрапрецизионное алмазное точение. Такой подход позволяет получить поверхность практически любой формы, но в ходе точения малоразмерным алмазным инструментом на поверхности образуются бороздки с шагом резца, и появляется приповерхностный разрушенный слой. Для борьбы с этими эффектами применяется химическое травление, которое позволяет убрать разрушенный слой, но приводит к ещё большему ухудшению формы по сравнению с методом притира. Поэтому используют методы доведения

формы поверхности до требуемых параметров. Наиболее перспективный метод доведения формы сверхточных оптических поверхностей до требуемых характеристик, это ионно-пучковая коррекция. Ионно-пучковая обработка - это бесконтактный метод, основанный на явлении физического распыления и позволяющий проводить локальный съём материала на глубину долей нм. Для проведения ионно-пучковой коррекции необходимо предварительно рассчитать время экспозиции пучка в различных позициях на поверхности. 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 $\tilde{S}(x, y)$ – ошибка формы поверхности после ионного травления в точке (x, y) , $S(x, y)$ – ошибка формы в точке (x, y) до обработки, $T(x_i, y_i)$ – время нахождения ионного пучка напротив i -той точки поверхности, а $f(x_i, y_i, x, y)$ – скорость удаления материала в точке (x, y) если центр пучка находится в положении (x_i, y_i) . Введение функции f позволяет учесть форму пучка. Для проведения коррекции необходимо рассчитать время экспозиции T_i во всех положениях на поверхности. 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.

$$RMS = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\tilde{S}(x_i, y_i) - \bar{\tilde{S}})^2} \leq \lambda / 14 \quad (\text{ф2})$$

Подставим ϕ_1 в ϕ_2 :

$$RMS = \sqrt{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \left[\alpha_i * T(x_i, y_i)^2 + \beta_{ij} * T(x_i, y_i) * T(x_j, y_j) + \gamma_j * T(x_j, y_j) + \delta \right]} \quad (\phi_3)$$

где $\alpha_i, \beta_{ij}, \gamma_j, \delta$ не зависят от T . 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. Реализация градиентного спуска выглядит следующим образом: начальная точка соответствует времени $T_0(x_i, y_i) = 0$ для любого $i \in \{1 \dots N\}$, в ней находится градиент $\nabla RMS(T(x_i, y_i))$ и совершается шаг α , $T_1(x_i, y_i) = T_0(x_i, y_i) - \alpha * \nabla RMS(T_0(x_i, y_i))$. Кроме того, в программе реализовано виртуальное расширение карты заготовки, что позволяет производить травление, когда центр пучка находится за границей обрабатываемой детали. Это позволяет производить более эффективную обработку краёв.

В модель было введено ограничение: время нахождения ионного пучка в точке не отрицательно. Вследствие этого в ходе расчёта на поверхности оставались необработываемые участки вблизи глобального минимума поверхности. Отрицательное расчётное время травления означает, что в данной точке необходимо не стравливать материал, а напылять его. Нами было показано, что результат, эквивалентный напылению в одной точке, можно получить путем травления по всей поверхности. Благодаря этому можно расширить обрабатываемую область, но полное время обработки увеличивается.

Эксперимент

При использовании данной программы была проведена коррекция формы поверхности подложки для первичного зеркала двухзеркального объектива рентгеновского микроскопа на длину волны 3,4 нм (т.н. «окно прозрачности воды») [1] из плавленого кварца (диаметр 100 мм, радиус кривизны 137,5 мм, числовая апертура 0,36). Обработка производилась

с помощью источника ионов «КЛАН-12М» [2]. Результат ионно-пучковой коррекции представлен на рисунке 1.

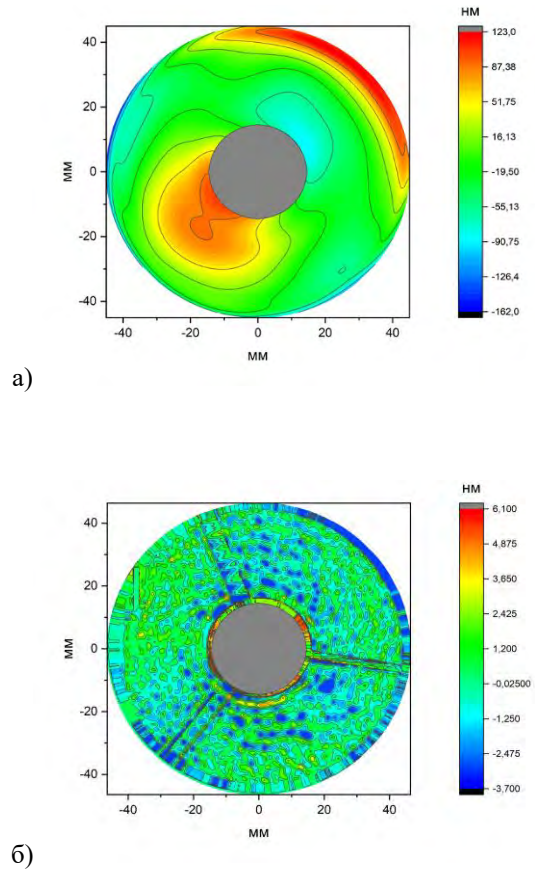


Рис. 1. Карта поверхности: а) до обработки, RMS = 49,6 нм, PV= 283 нм; б) после обработки, RMS = 1,3 нм, PV =9,6 нм

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

Литература

1. Malyshev I.V., Chkalo N.I. // A method of z-tomography using high-aperture soft X-ray microscopy // Ultramicroscopy, 202 (2019), pp. 76–86.
2. Mikhailenko M.S. *et al.* // Miniature source of accelerated ions with focusing ion-optical system // Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A, 11 September 2021, Volume 1010, 165554.

Методика получения высокоточных кремниевых подложек для синхротронных применений

Н.И. Чхало*, А.А. Ахсаханян, М.В. Зорина, М.Н. Торопов

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

*chkhalo@ipmras.ru

Кремний является одним из наиболее перспективных материалов для изготовления кристалл-монокроматоров и подложек зеркал для применений в условиях сильных радиационных нагрузок. В докладе сообщается о создании авторами рабочего места для изготовления высокоточных, атомарно гладких кремниевых подложках с диаметром до 350 мм и технологии полирования подложек из монокристаллического кремния для рентгенооптических приложений. Приводятся результаты измерений шероховатости и формы поверхности подложек. Обсуждаются дальнейшие шаги по развитию технологии изготовления и методов исследования качества подложек.

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-монокроматоров 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].

Одним из наиболее сложных требований к полировке кремния для этих задач является необходимость одновременно обеспечивать микрошероховатость на ангстремном уровне, а точность формы поверхности на нанометровом. Размеры зеркал могут составлять от десятков миллиметров, до метра и более. Традиционная технология химико-механической полировки хоть и позволяет получать ангстремную шероховатость поверхности [3], тем не менее, полностью не удовлетворяет по точности формы.

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]. Эта техно-

логия отличается экстремальной сложностью и фактически освоена только одной компанией JTES, Япония.

В ИФМ РАН развивается альтернативная технология получения высокоточных и гладких подложек, включая асферические. Подход базируется на двухстадийном формообразовании поверхности. На первой стадии классическим методом механического притира, обеспечивающего наилучшие параметры поверхности, как по точности, так и по шероховатости, изготавливаются плоская или сферическая поверхность [5]. Затем коррекция локальных ошибок и асферизация поверхности производится методом ионно-пучкового травления [6]. Притир оптических поверхностей осуществляется методом глубокой шлифовки-полировки смоляным полировальником. На заключительном этапе первой стадии обработки использовались микропорошки церия с изменяющимся средним размером полирующего зерна от 1 мкм до 50 нм. Этот подход прекрасно себя зарекомендовал при обработке кварцевых подложек [7]. В [8] этот подход впервые был применен при дополировке монокристаллического кремния с использованием суспензий микропорошков CeO_2 . Эффективная шероховатость в диапазоне пространственных частот $0,025\text{-}65\text{ мкм}^{-1}$ была улучшена примерно с 3 нм после полировки по стандартной технологии без использования ХМП, до 1 нм. Однако использование в этой работе ручного доводочного станка ограничивало максимальный диаметр обрабатываемой детали до 100 мм. Так же из-за ручного характера работы отсутствовала воспроизводимость результатов.

В данной работе описывается новое рабочее место, позволившее автоматизировать процесс полировки, а так же усовершенствованный технологический процесс, позволивший улучшить качество обработки монокристаллического кремния.

Методология и эксперимент

Основу рабочего места составляет 3-х шпиндельный станок ЗПД-350, позволяющий обрабатывать плоские и сферические детали диаметром до 350 мм. Станок обеспечивает вращение полировальника и маятниковый движения блока с обрабатываемыми деталями в широком диапазоне скоростей, а так же пневматический прижим обрабатываемой детали к полировальнику.

После резки алмазной пилой экспериментальные образцы монокристаллических подложек диаметром 35 мм, 7 штук, приклеивались на одну планшайбу. Обработка производилась серией суспензий на основе микропорошков карбида бора с уменьшающимся до 7 мкм размером зерна. Затем использовалась серия алмазных микропорошков до размера зерна 1 мкм. На финальной стадии полировки использовались водные суспензии на основе CeO_2 с размером зерна 0,3-0,5; 0,1-0,3 и 0,03-0,1 мкм. В суспензию добавлялся слабый раствор КОН.

Форма поверхности измерялась с использованием интерферометра Zygo VeriFire с плоским эталоном. Измерения шероховатости производилось с помощью атомно-силового микроскопа на стенде, позволяющем изучать крупногабаритные детали [9].

Результаты

Основными результатами исследования стало следующее.

Во-первых, разработано и запущено в эксплуатацию автоматизированное рабочее место, позволяющее изготавливать оптические детали с диаметром до 350 мм и одновременно. Благодаря наличию трех шпинделей с независимыми установками параметров обработки на рабочем месте можно одно-

временно обрабатывать до трех разных деталей. Единственным ограничением для данной параллельной работы является температура окружающего воздуха. Она будет одинаковой для всех деталей.

Во-вторых, разработан первый технологический процесс, позволивший получать поверхности монокристаллического кремния с эффективной шероховатостью в диапазоне пространственных частот $0,025-65 \text{ мкм}^{-1}$ на уровне 0,3-0,4 нм. Так улучшение шероховатости было достигнуто за счет малого добавления в полирующую суспензию раствора КОН, без систематических исследований по оптимизации концентрации и типа полировальника, то мы надеемся, что в дальнейшем шероховатость деталей будет еще улучшена.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по гранту № 075-15-2021-1362.

Литература

1. Bilderback D.H. *et al.* // J. Synchrotron Radiation. V. 8, P. 22 (2001).
2. Thiess H., Lasser H., Siewert F. // NIM A. V. 616, P. 157 (2010).
3. <https://www.sil-tronix-st.com/en/silicon-wafer/silicon-wafer-specifications>
4. Yamauchi K. *et al.* // Rev. Sci. Instrum. V. 73, P. 4028 (2002).
5. Чхало Н.И. *и др.* // УФН. Т. 190. В.1, С. 74 (2020).
6. Chkhalo N.I. *et al.* // Precision Engineering. V. 48, P. 338 (2017).
7. Торопов М.Н. *и др.* // ЖТФ. Т. 90. В. 11, С. 1958 (2020).
8. Чхало Н.И. *и др.* // ЖТФ. Т. 91. В.10, С. 1588 (2021).
9. Chkhalo N.I. *et al.* // Rev. Sci. Instrum. V. 86, P. 016102 (2015).

Проект двухзеркального монохроматора на диапазон энергий фотонов 8-36 кэВ для синхротрона СКИФ

Н.И. Чхало^{1*}, С.А. Гарахин¹, И.В. Малышев¹, В.Н. Полковников¹, М.Н. Торопов¹,
Б.А. Уласевич¹, Я.В. Ракшун², В.А. Чернов², И.П. Долбня³, С.В. Ращенко⁴

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

² Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, д. 11, 630090, г. Новосибирск.

³ Diamond Light Source Ltd, Diamond House, Harwell Science and Innovation Campus, OX11 0DE, Didcot, Oxfordshire.

⁴ Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН, пр. Академика Коптюга, 3, 630090, г. Новосибирск

*chkhalo@ipmras.ru

Сообщается о проекте спектрометра-монохроматора для синхротрона СКИФ на основе двух плоских зеркал с многослойными отражающими покрытиями. Главным отличием концепции предлагаемого монохроматора от аналогов является отсутствие в вакууме прецизионных механических систем и вводов движения в вакуум, что существенно уменьшает загрязнение поверхности зеркал и повышает точность сканирования. Конструкция прибора так же существенно упрощается, так как не требует крупногабаритных вакуумных объемов. Скользящий угол падения излучения на зеркала в процессе сканирования по длинам волн изменяется в пределах 0,5-1,3 градуса. Длина зеркал составляет 120 мм, размер входного пучка 1x1 мм². Для минимизации термоиндуцированных искажений формы поверхности зеркал подложки изготовлены из монокристаллического кремния и охлаждаются водой. Широкий рабочий диапазон энергий фотонов достигается за счет использования 3-х стрипов-зеркал с различными составами: Mo/W4C, W/W4C и Cr/W. В докладе приводятся рентгенооптическая схема монохроматора, ожидаемые коэффициенты отражения и спектральная селективность монохроматора в рабочем диапазоне, и результаты расчета термоиндуцированных деформаций поверхности и соответствующих угловых ошибок первого зеркала.

Введение

Благодаря умеренной спектральной селективности, $\Delta\lambda/\lambda \sim 1\%$, высоким, порядка 70-80%, коэффициентам отражения, большим геометрическим размерам и возможности создания градиентных отражающих покрытий многослойные рентгеновские зеркала (МРЗ) широко используются в современной научной, технической и технологической аппаратуре. По сравнению с кристаллами монохроматоры на основе МРЗ увеличивают сигнал как минимум на 2 порядка, что делает их вне конкуренции для рентгеновской микроскопии, литографии и ряда других приложений, где требуется как можно больше фотонов.

В условиях синхротронов поколений 3+ и 4, а так же лазеров на свободных электронах, в ряде случаев МРЗ позволяют перейти от криогенного к водяному охлаждению монохроматоров, так как из-за меньших рабочих углов, плотность мощности на поверхности МРЗ более чем на порядок меньше, чем на кристалле.

На разрабатываемом в настоящее время в ИЯФ СО РАН синхротроне 4-го поколения СКИФ [1] так же планируется широкое использование МРЗ. В частности, на секция 1-1-1 «Высокоэнергетическая ко-

герентная дифракционная микроскопия и микро-дифрактометрия» для монохроматизации СИ предполагается использование двухзеркального монохроматора.

В данной работе приводится описание предложенного авторами двухзеркального монохроматора, принципы его построения, основные технические характеристики.

Методология и эксперимент

Согласно научной программе и техническому заданию двухзеркальный монохроматор должен удовлетворять следующим требованиям:

- рабочий диапазон энергий фотонов 8–35 кэВ, разделенный на «мягкий» – энергия 8–14 кэВ, «основной» – 14–35 кэВ и «жесткий высокого разрешения» – 30–35 кэВ;
- спектральная селективность в «мягком» и «основном» диапазонах $\Delta\lambda/\lambda \sim 0,7-1\%$, и в «жесткий высокого разрешения» $\Delta\lambda/\lambda < 0,5\%$;
- коэффициенты отражения МРЗ $> 60\%$;
- диапазон скользящих углов падения 0,5–1,3°;
- захватываемый размер пучка при всех энергиях $\geq 1 \times 1$ мм²;

- поглощенная первым зеркалом мощность рентгеновского излучения 20 Вт;
- допустимые термоиндуцированные искажения волнового фронта после первого зеркала $< 1,7$ мкрад;
- охлаждение зеркал водяное;
- смещение осей падающего и отраженного вторым зеркалом пучков (офсет) ≥ 10 мм.

Из геометрических характеристик пучка и углов не трудно определить, что длина зеркал должна быть не менее 115 мм. В проекте длина зеркал выбрана 120 мм.

На основе проведенных расчетов для различных диапазонов были выбраны следующие пары материалов, удовлетворяющие требованиям: «мягкий» - Mo/W4C, период 4 нм; «основной» - W/W4C, период 2,2 нм и для диапазона «жесткий высокого разрешения» новая структура, предложенная в [2] Cr/Ve, период 2,2 нм.

Для простоты перестройки монохроматора по поддиапазонам на каждое зеркало будут наноситься 3 многослойных зеркала, полосы (стрипы) по всей длине и по высоте 3 мм каждая. соответственно для перехода на другой поддиапазон с помощью вертикальной подвижки осуществляется подъем всего монохроматора на высоту, равную расстоянию между стрипами. Для последующей прецизионной настройки осей прибора в монохроматоре предусмотрены все степени свободы.

Особенностью конструкции монохроматора, существенно упрощающей его изготовление и настройку, и повышающей стабильность размерных характеристик во времени является использование вместо одной большой, нескольких маленьких вакуумных камер и двух длинноразмерных сильфонов.

Большое внимание в проекте уделено тепловым расчетам. Так как наименьшая проекция пучка и, соответственно максимальная плотность мощности достигается при максимальном угле падения, то наибольшие термоиндуцированные искажения наблюдаются в этом случае. На рисунке 1 приведены карты температуры – а), деформаций – б) и сечения, включая угловую ошибку, вызванную нагревом – в). Как видно из рисунка, при размере

пучкам 1×1 мм² угловая ошибка достигает допустимой величины 1,7 мкрад.

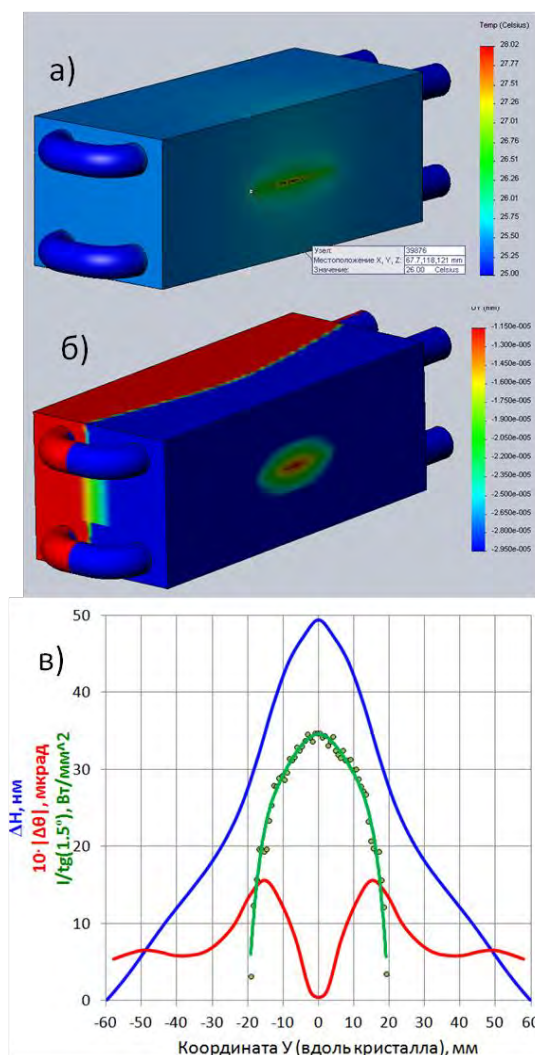


Рис. 1. Карты температуры – а), деформаций – б) и сечения, включая угловую ошибку, вызванную нагревом – в)

В настоящее время проект полностью проработан, ожидается принятие решения о его реализации.

Работа выполнена в рамках гос. задания 0035-2019-0023-С-01.

Литература

1. Rashchenko S.V. *et al.* // AIP Conf. Proceed., V. 2299, P. 060001 (2020).
2. Pleshkov R. *et al.* // J. Appl. Crystallogr. V. 54(6), P. 1747 (2021).

Современное состояние и перспективы развития рентгеновской литографии

Н.И. Чхало*, Н.Н. Салащенко

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

*chkhalo@ipmras.ru

В докладе дается современное состояние дел в области проекционной литографии на длине волны 13,5 а также ключевые проблемы развития этого направления. Рассказывается о принципах безмасочной рентгеновской литографии. Подробно сообщается о проблемах и современном российском проекте по безмасочной рентгеновской литографии. Приводится рентгенооптическая схема безмасочного рентгеновского литографа и ожидаемая производительность с существующим в настоящее время в России источником рентгеновского излучения.

Введение

Проекционная фотолитография в глубоком ультрафиолете является ключевой технологией при массовом производстве компонентов современной микро(нано) электроники. Современные фотолитографы-сканеры обеспечивают производительность до 275 полупроводниковых пластин диаметром 300 мм в час [1]. Несмотря на относительно большую длину волны 193 нм с использованием иммерсии (193i) и технологии многократного экспонирования эта технология обеспечивает топологические нормы менее 8 нм [2]. Однако для достижения такого разрешения требуется огромный набор масок, затраты на которые в стоимости производства чипов, удваиваются с переходом на новые (уменьшающиеся) технологические нормы и могут достигать нескольких млн долларов США [3].

Число масок и технологических операций резко уменьшается при переходе к более короткой длине волны, 13,5 нм, так называемой EUV литографии (extreme ultraviolet). В настоящее время EUV литография уже используется в ведущих компаниях (Intel, TSMC, Samsung) при производстве критических слоев чипов [4–6]. Литографическая установка последнего поколения от компании ASML TWIN-SCAN NXE:3400B с проекционным объективом $NA = 0,33$ имеет производительность >125 пластин $\varnothing 300$ мм в час, обеспечивает разрешение 13 нм и поддерживает технологические нормы 7–5 нм [7].

Не смотря на впечатляющие успехи у современной литографии, основанной на проекции изображения маски на пластине с резистом, эта технология имеет свои существенные недостатки. Во-первых, из-за дороговизны масок эта технология становится кон-

курентоспособной только при массовом производстве.

Во-вторых, продвижение в область суб-10 нм топологий так же затруднено и требует использования многократного экспонирования [5, 6] что, как минимум на этой стадии вдвое увеличивает число технологических операций. Попытки избежать двойного рисования за счет увеличения числовой апертуры проекционного объектива натолкнулись на фундаментальную проблему, связанную с затенениями на маске. В настоящее время над этой проблемой активно работают. В частности, в ZEISS предлагается уникальный объектив, имеющий различные увеличения (5x и 8x) в перпендикулярных плоскостях [8]. Однако сообщений об успехах этой разработки не поступало.

Доступность литографического оборудования для малых организаций и низкая стоимость пользования позволит расширить круг исследовательских и высокотехнологичных организаций, которые смогут работать в области наноплектроники, что является критически важным для нашей страны.

Решение этой проблемы – развитие безмасочных методов литографии. К таковым методам относятся электронная литография, УФ литографии, в которой функцию динамической маски выполняет микро-опто-электро-механическая система (МОЭМС) микрзеркал или прямое рисование остросфокусированным пучком УФ излучения [9,10]. Однако электронная литография имеет крайне низкую производительность, а УФ – плохое разрешение.

Поэтому поиск альтернативных методов литографии, отвечающих следующим критериям:

- возможность производства СБИС всей линейки современных топологий 90-65-45-32/28-22-16/14-12/10 нм с перспективой 7 и менее нм;
- слабая зависимость стоимость процесса литографии от масштабов производства;
- достаточная для мелко- и среднесерийного производства СБИС производительность;
- доступность оборудования для малых организаций и низкая стоимость пользования, являются крайне актуальной задачей.

Безмасочная рентгеновская литография

Одним из перспективных кандидатов является безмасочная рентгеновская литография (БМРЛ), предложенная в [11]. В этом подходе высокое разрешение определяется короткой длиной волны, а функцию маски выполняет МОЭМС микрорезкал.

Проекционный объектив проецирует мгновенное уменьшенное изображение состояния МОЭМС на пластину с резистом. Рисунок 1 поясняет принцип работы установки БМРЛ.

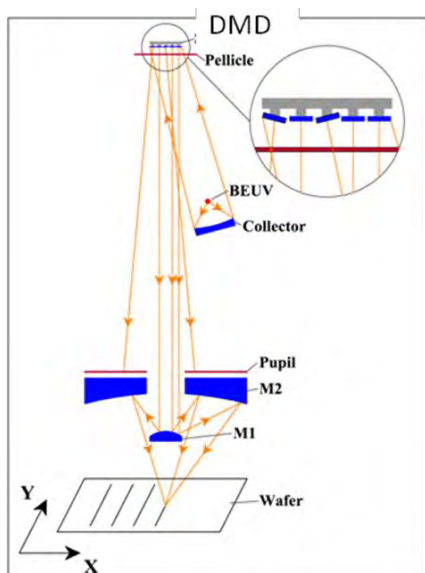


Рис. 1. Пояснение принципа работы установки БМРЛ

За счет синхронизации работы МОЭМС, источника рентгеновского излучения и сканирующей системы

на пластине с резистом можно формировать рисунок с топологическими размерами, равными размеру микрорезкала, деленному на уменьшение объектива.

В докладе подробно излагаются основные проблемы, полученные на данный момент результаты и проект по созданию БМРЛ, поддержанный в МинПромТорге РФ.

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

Литература

1. <https://www.asml.com/en/products/duv-lithography-systems/twinscan-nxt2000i>
2. K. Kim *et al.* // Proc. of SPIE V. 8326, P. 832605 (2012).
3. Watanabe H. and Higashikava I. // Proc. of SPIE. V. 5256, P. 423 (2003).
4. Kim S.-S. *et al.* // Proc. of SPIE. V. 10143, P. 1014306 (2017).
5. <https://news.samsung.com/global/samsung-announces-industrys-first-euv-dram-with-shipment-of-first-million-modules>
https://www.tsmc.com/uploadfile/pr/newspdf/THN_IHIPGTH/NEWS_FILE_EN.pdf
6. <https://www.asml.com/en/products/euv-lithography-systems/twinscan-nxe3400b>
7. Pirati A.A. *et al.* // Proc. of SPIE. V. 10143, P. 101430G (2017).
8. Menon R. *et al.* // Materials today. V. 8, Iss. 2, P. 26 (2005).
9. Ai J. *et al.* // Optics and Lasers in Engineering. V. 107, P. 335 (2018).
10. Choksi N. *et al.* // J. Vac. Sci. Technol. B. V. 17, P. 3047 (1999).

Применение метода GIXRD для диагностики нарушенных слоёв в керамиках, подвергнутых ионному облучению

П.А. Юнин^{1,*}, А. А. Назаров², Е.А. Потанина²

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

² ННГУ им. Н.И. Лобачевского, проспект Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950

*yunin@ipmras.ru

Методика рентгеновской дифрактометрии в геометрии скользкого падения (GIXRD) применена для диагностики нарушенных слоёв в керамиках $\text{NaNd}(\text{WO}_4)_2$ и $\text{NaNd}(\text{MoO}_4)_2$, облученных высокоэнергетическими ионами. Даны оценки степени аморфизации в приповерхностных слоях керамик в зависимости от дозы облучения. Продемонстрирована большая стойкость керамики NNMo к внешнему радиационному воздействию по сравнению с NNW.

Варьирование угла падения рентгеновского излучения на образец в методе рентгеновской дифрактометрии в геометрии скользкого падения (grazing incidence x-ray diffractometry, GIXRD) дает возможность управлять эффективной информационной глубиной дифракционного анализа в пределах от единиц нанометров до единиц микрон. Появляется возможность проводить анализ распределения кристаллических фаз по глубине, исследовать деформации и структурные дефекты в приповерхностных слоях [1]. При решении задачи поиска радиационно-стойких материалов требуется методика диагностики, позволяющая делать количественные оценки толщины и степени аморфизации нарушенных слоёв в кристаллических материалах, вызванных внешним радиационным воздействием.

Эксперимент

В данной работе методика GIXRD анализа применялась для диагностики полученных методом искрового плазменного спекания керамик $\text{NaNd}(\text{WO}_4)_2$ (NNW) и $\text{NaNd}(\text{MoO}_4)_2$ (NNMo) со структурой шеелита, которые являются перспективными матрицами для консолидации компонентов радиоактивных отходов [2]. Образцы керамик исследовали на устойчивость к радиационному воздействию. Для этого их облучали ионами Ag (46 МэВ), Xe (160 МэВ), Kr (107 МэВ) до флюенсов в интервале $6 \cdot 10^{10}$ – $2 \cdot 10^{12}$ см⁻². Подобное облучение создает жесткие условия радиационного воздействия, что обеспечивает ускоренную оценку радиационной стойкости материала. GIXRD анализ проводился на лабораторном рентгеновском дифрактометре Bruker D8 Discover (CuK_α излучение) в геометрии параллельного

пучка с параболическим зеркалом Гёбеля и коллиматором 1 мм на первичном пучке и щелью Соллера 0,2° перед детектором. Угол падения α первичного пучка на образец варьировался от 1° до 10°, сканирование осуществлялось детектором по углу 2θ в окрестности дифракционных пиков (112) фаз NNMo и NNW.

Результаты и обсуждение

На рис. 1а приведены 2θ -сканы отражения (112) исходной керамики NNW с варьированием угла падения α от 1° до 10° с шагом 1°, что соответствует изменению информационной глубины анализа от 100 нм до 2 мкм. На рис. 1б приведены аналогичные сканы для керамики NNW, подвергнутой облучению ионами Kr (107 МэВ, $6 \cdot 10^{11}$ см⁻²). Подобные дифрактограммы были получены для двух типов керамик, трех типов ионов и четырёх доз облучения для каждого типа ионов.

При обработке результатов использовалось выражение для зависимости интенсивности дифракционного отражения от угла падения [3]:

$$I(\alpha, 2\theta) = \int_0^h |\tau(\alpha, n)|^2 A(z, \alpha, 2\theta) G(\alpha, \Delta V) dz \quad (1)$$

где $\tau(\alpha, n)$ – френелевский коэффициент прохождения излучения в образец, $A(z, \alpha, 2\theta)$ – коэффициент, описывающий поглощение, $G(\alpha, \Delta V)$ – коэффициент, учитывающий геометрические, микроструктурные и другие характеристики образца. В нашем случае коэффициент G включает в себя модель аморфизованного слоя вблизи поверхности. В качестве параметров выступают степень аморфизации и толщина. На рис. 1б показан результат под гонки зави-

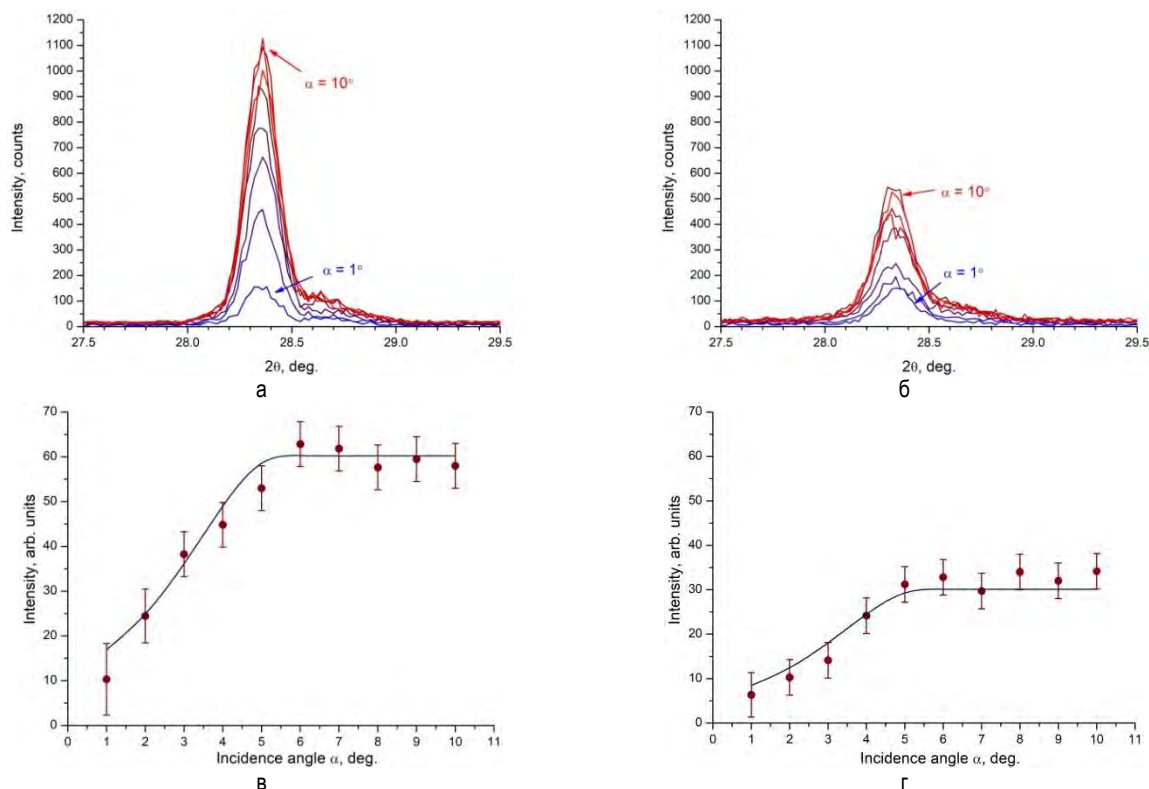


Рис. 1. Результаты рентгенодифракционного анализа керамики NNW: а – GIXRD 2θ -сканы отражения (112) исходного образца; б – аналогичные сканы для керамики, подвергнутой облучению; в – зависимость интенсивности отражения (112) фазы NNW от угла падения α для необлученной керамики; г – аналогичная зависимость для облученной керамики

симости интенсивности дифракционного отражения (112) фазы NNW необлученной керамики от угла падения α . На рис. 1г приведена аналогичная зависимость для керамики NNW, подвергнутой облучению ионами Kr (107 МэВ , $6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$). Соответствия между расчётом и экспериментом удалось добиться при степени аморфизации кристаллической фазы 50% и толщине нарушенного слоя $> 2 \text{ мкм}$. Обработка всего массива экспериментальных данных показала рост степени аморфизации с ростом дозы облучения от 20% при дозе $6 \cdot 10^{10}$ для керамики NNMo до 85% при дозе $2 \cdot 10^{12}$ для керамики NNW. Керамики NNMo показали большую стойкость кристаллической фазы к внешнему радиационному воздействию по сравнению с NNW при одинаковых дозах облучения. Формирования новых кристаллических фаз в облученных образцах не наблюдалось. Глубина аморфизованного слоя оказалась больше глубины проникновения рентгеновского излучения в образцы (2 мкм). Нарушенный слой однородно аморфизован в пределах этого диапазона глубин. Такие оценки согласуются с результа-

тами моделирования облучения этих материалов в программном комплексе SRIM.

Была проведена адаптация методики GIXRD анализа для диагностики нарушенных слоев в поликристаллических керамиках NNMo и NNW, облученных высокоэнергетическими ионами. Даны оценки степени аморфизации в приповерхностных слоях керамик в зависимости от дозы облучения. Продемонстрирована большая стойкость керамики NNMo к внешнему радиационному воздействию по сравнению с NNW при одинаковых дозах облучения.

Литература

1. Юнин П.А. *и др.* // Поверхность. РСНИ, № 7, с. 74–77, (2018).
2. Jantzen С.М. *et.al.* // Radioactive Waste Management and Contaminated Site Clean-Up. Woodhead Published Limited. (2013).
3. Colombi P.*et.al.* // Spectrochimica. Acta B, V. 62, 554 (2007).

Содержание 1 тома

Секция 1

Сверхпроводящие наносистемы

<i>Buzdin A., Croitoru M.D., Lounis B.</i> Influence of a circular polarized radiation on the spontaneous current generation in superconducting ring.....	7
<i>Goltsman G.N., Semenov A.V.</i> Superconducting single-photon detector technology on the way to the mid- and far-infrared range	9
<i>Kopasov A.A., Mel'nikov A.S.</i> The effect of interlayer pairing on the induced superconductivity and the Meissner response of two-dimensional electronic systems	11
<i>Kulikov K.V., Nashaat M., Sameh M., Shukrinov Yu.M.</i> Resonance phenomena in nanomagnet + Josephson junction system under external periodic drive.....	13
<i>Motamarri V., Горский А.С., Хаймович И.М.</i> Emergent non-ergodic delocalized phase in a disordered Russian Doll model of superconductivity	15
<i>Nashaat M., Sameh M., Botha A.E., Kulikov K.V., Shukrinov Yu.M.</i> Bifurcations in Josephson junction coupled to the nanomagnet	17
<i>Plastovets V.D., Mel'nikov A.S., Buzdin A.I.</i> Dynamics of a superconducting condensate in a time-dependent exchange field	19
<i>Shukrinov Yu.M., Abdelmoneim S.A.</i> Anomalous Josephson junctions under external electromagnetic radiation.....	21
<i>Silaev M.A.</i> Novel mechanisms of photon-magnon coupling in hybrid superconducting systems	24
<i>Tsar'kov I.M., Kopasov A.A., Mel'nikov A.S.</i> Vortex phase transitions in disordered superconductors with spatially modulated diffusion coefficient	26
<i>Антонов А.В., Васильев В.К., Мастеров Д.В., Михайлов А.Н., Морозов С.В., Павлов С.А., Парафин А.Е., Тельбаум Д.И., Уставщиков С.С., Савинов Д.А.</i> Влияние ионного облучения на электронный транспорт в тонких пленках YBaCuO.....	28
<i>Арутюнов К.Ю., Седов Е.А., Завьялов В.В., Константинидис Г., Ставринидис А., Ставринидис Г., Василиадис И., Кехигас Т., Димитракопулос Г.П., Комнину Ф.</i> Критическая температура сверхпроводящих пленкок алюминия	30
<i>Архипова Е.А., Елькина А.И., Мастеров Д.В., Павлов С.А., Парафин А.Е.</i> Параметры омических контактов Au - YBCO, сформированных взрывной фотолитографией.....	32
<i>Атепалихин А.А., Хан Ф.В., Филиппенко Л.В., Кошелец В.П.</i> Влияние параметров передающей линии на степень согласования генератора с СИС-смесителем в диапазоне частот 200–700 ГГц	34
<i>Баева Э.М., Колбатова А.И., Титова Н.А., Семенов А.В., Гольцман Г.Н., Храпай В.С.</i> Флуктуации температуры и их возможное влияние на размытие сверхпроводящего перехода	36
<i>Баева Э.М., Солдатенкова М.Д., Золотов Ф.И., Титова Н.А., Тризнава А.Д., Семенов А.В., Кардакова А.И., Гольцман Г.Н.</i> Тепловая релаксация в NbN пленках осажденных на кристаллическую подложку	38
<i>Бастракова М.В., Пашин Д.С., Рыбин Д.А., Горчавкина А.А., Щеголев А.Е., Кленов Н.В., Соловьев И.И., Сатанин А.М.</i> Динамические процессы при адиабатическом переключении в сверхпроводниковом параметроне	40
<i>Беспалов А.А.</i> Управление топологическим состоянием цепочки магнитных примесей в сверхпроводнике посредством джозефсоновской разности фаз	42
<i>Благодаткин А.В., Матрозова Е.А., Пиманов Д.А., Чигинев А.В., Панкратов А.Л., Кузьмин Л.С.</i> Расчет матриц приемных антенн с болометрами на холодных электронах для основного и вспомогательных частотных каналов приемной системы для проекта LSPE	44
<i>Вальков В.В.</i> Ренормировка энергетической структуры топологических изоляторов и сверхпроводников междузельными кулоновскими взаимодействиями	46
<i>Власенко В.А., Дегтяренко А.Ю., Каратеев И.А., Овчаров А.В., Перваков К.С.</i> 2D дефекты в «магнитном» сверхпроводнике EuRbFe ₄ As ₄	47
<i>Водзяновский Я.О., Худченко А.В., Кошелец В.П.</i> Отражение от СИС-смесителя сигнала на промежуточной частоте	49
<i>Вожжаков В.А., Бастракова М.В., Кленов Н.В., Сатанин А.М., Соловьев И.И.</i> Оптимизация схемы контроля трансмона при помощи одноквантовых импульсов различной полярности	51
<i>Галин М.А., Курин В.В., Kieler O., Левичев М.Ю., Елькина А.И.</i> Измерение спектра джозефсоновского излучения больших массивов ниобиевых контактов супергетеродинным приемником.....	53

<i>Гимазов И.И., Зарипов Р.Б., Таланов Ю.И., Тейтельбаум Г.Б., Перваков К.С., Пудалов В.М.</i> ЭСР исследование магнитного состояния кристаллов EuFe_2As_2	55
<i>Голикова Т.Е., Wolf M.J., Beckmann D., Пензяков Г.А., Батов И.Е., Рязанов В.В.</i> Транспортные свойства мезоскопических планарных джозефсоновских S-N/F-S контактов при контролируемой инжекции спин-поляризованного тока	57
<i>Григорьев П.Д., Воробьев П.А., Синченко А.А.</i> Температурный гистерезис коэффициента Холла в триеллуридах редкоземельных металлов как результат конкуренции электронных нестабильностей	59
<i>Гурович Б.А., Гончаров Б.В., Приходько К.Е., Кутузов Л.В.</i> Моделирование распределения температур в функциональном нанозлементе из NbN со встроенной областью нормального металла	61
<i>Гурович Б.А., Приходько К.Е., Кутузов Л.В., Гончаров Б.В., Комаров Д.А., Малиева Е.М.</i> Двухслойные логические элементы для классических криогенных компьютеров	63
<i>Дразгов М.А., Корнеева Ю.П., Корнеев А.А.</i> Многосекционный сверхпроводниковый детектор с разрешением числа фотонов	65
<i>Елисратов А.А., Ремизов С.В., Сатанин А.М.</i> Динамика джозефсоновских кудитов в сверхпроводниковых линиях	67
<i>Жакетов В.Д., Хайдуков Ю.Н., Никитенко Ю.В.</i> Влияние сверхпроводящего перехода на супер-спин стекольное состояние в гетероструктуре	68
<i>Злотников А.О.</i> Майорановские моды в вихревых структурах в сверхпроводниках с неколлинеарным магнитным порядком	70
<i>Ильин А.И., Иванов А.А.</i> Структурные, морфологические и транспортные изменения в тонких пленках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, осажденных импульсным лазером со скоростной фильтрацией эрозионного факела	72
<i>Ионин А.С., Егоров С.В., Карелина Л.Н., Россоленко А.Н., Больгинов В.В.</i> Практическая реализация сверхпроводящих нейронов	74
<i>Камашев А.А., Гарифьянов Н.Н., Валидов А.А., Шуман И., Катаев В., Бюхнер Б., Фоминов Я.В., Гарифуллин И.А.</i> Эффект сверхпроводящего спинового клапана в структурах со слоями ферромагнитного сплава Гейслера	76
<i>Камашев А.А., Леонтьев А.В., Гарифуллин И.А., Мамин Р.Ф.</i> Возможность управления сверхпроводящим спиновым клапаном на сегнетоэлектрической подложке электрическим полем	78
<i>Кибис О.В.</i> Эффект динамической стабилизации: светоиндуцированное электронное спаривание в квантовых ямах	80
<i>Коришунов М.М., Тогуюшова Ю.Н.</i> Необычная простота сложных сверхпроводников	81
<i>Кузьмичев С.А., Кузьмичева Т.Е., Перваков К.С., Власенко В.А., Морозов И.В.</i> Эволюция сверхпроводящего параметра порядка с электронным допированием в арсенидах и селенидах железа семейства 122 методами спектроскопии многократных андреевских отражений	83
<i>Кузьмичева Т.Е., Кузьмичев С.А., Морозов И.В., Болталин А.И., Шилов А.И.</i> Трехщелевая сверхпроводимость LiFeAs : прямое экспериментальное наблюдение методом спектроскопии многократных андреевских отражений	85
<i>Кунцевич А.Ю.</i> Нематические фазы в новых сверхпроводниках и квантовых материалах	87
<i>Курин В.В., Шерешевский И.А., Вдовичева Н.К.</i> Влияние разброса параметров джозефсоновских контактов на динамику активных джозефсоновских антенн	88
<i>Мазов Л.С.</i> Кюри-вейссовское поведение магнитной восприимчивости выше температуры резистивного перехода в гидридах при сверхвысоком давлении	90
<i>Мазов Л.С.</i> О природе и ключевой роли псевдощели в ВТСП. 30 лет спустя	92
<i>Мазов Л.С.</i> Фемтосекундная динамика псевдощелевой фазы оксидов меди	94
<i>Мастеров Д.В., Павлов С.А., Парафин А.Е.</i> Влияние отжига на критический ток сверхпроводящих YBCO мостиков, пересекающих бикристаллическую границу	96
<i>Мастеров Д.В., Павлов С.А., Парафин А.Е.</i> Особенности эпитаксиального роста YBCO при осаждении в локальные окна в задающей маске	98
<i>Матрoзова Е.А., Ревин Л.С.</i> Оптимизация параметров YBaCuO джозефсоновского контакта для повышения отклика при широкополосном детектировании	100
<i>Меренков А.В., Шитов С.В., Ким Т.М., Чичков В.И., Устинов А.В.</i> Исследование MEGA болометра диапазона 600–700 ГГц с чернотельным излучателем	102
<i>Москвин А.С., Панов Ю.Д., Улитко В.А.</i> Компьютерное моделирование наноскопических фазово-неоднородных состояний и фазовых диаграмм ВТСП купратов и никелатов	104
<i>Никулов А.В.</i> О причине внутреннего противоречия теории сверхпроводимости	106
<i>Осин А.С., Фоминов Я.В.</i> Сверхпроводящие фазы и вторая джозефсоновская гармоника в туннельных контактах между диффузными сверхпроводниками	108
<i>Островский П.М., Фоминов Я.В., Иоселевич П.А.</i> Взаимовлияние эффекта близости и эффекта локализации	110
<i>Пашин Д.С., Бастрoкова М.В.</i> Влияние бифуркационного осциллятора на осцилляции Раби трансмон кубита	112

<i>Пестов Е.Е., Левичев М.Ю., Мастеров Д.В., Парафин А.Е., Павлов С.А., Хоршев С.К., Рогожкина Н.В.</i> Влияние контактного сопротивления интерфейса YBCO/Au на транспортные и СВЧ свойства массивов джозефсоновских контактов из высокотемпературных сверхпроводников	114
<i>Ползикова Н.И., Алексеев С.Г., Раевский А.О., Никитов С.А.</i> Медленные магнитные поляритоны в джозефсоновском переходе с антиферромагнитной прослойкой.....	116
<i>Порохов Н.В., Шибалов М.В., Мумляков А.М., Зенова Е.В., Тархов М.А.</i> Сверхпроводящие свойства тонких пленок нитрид ниобия на буферном слое оксида гафния.....	119
<i>Путилов А.В., Миронов С.В., Мельников А.С., Буздин А.И.</i> Электромагнитный эффект близости в многослойных структурах сверхпроводник – ферромагнетик	121
<i>Ревин Л.С., Панкратов А.Л., Гордеева А.В., Яблоков А.А., Кузьмин Л.С.</i> Температура перехода из бегущего состояния в режим фазовой диффузии в джозефсоновских переходах	123
<i>Саматов М.Р.</i> Эффект Джоулева нагрева в Джозефсоновских контактах с графеновой прослойкой	125
<i>Самохвалов А.В., Шерешевский И.А., Вдовичева Н.К., Таурин М., Хаймович И.М., Мельников А.С.</i> Электрон-фононный перенос тепла в мезоскопическом сверхпроводнике с многоквантовым вихрем	127
<i>Скрябина О.В., Бакурский С.В., Шишкин А.Г., Баранов Д.С., Куприянов М.Ю., Столяров В.С.</i> Влияние геометрии планарного джозефсоновского перехода на его критические характеристики	129
<i>Скрябина О.В., Успенская Л.С.</i> Гигантский спин-вентильный эффект в структурах ИЖГ-Al	131
<i>Султанов А.Н., Гринберг Я.С., Штыгашев А.А.</i> Квантовая томография двухкубитных состояний в открытом волноводе	133
<i>Таланов Ю.И., Гимазов И.И., Гарифьянов Н.Н., Железнякова Д.Е., Перваков К.С., Тейтельбаум Г.Б.</i> Микроволновой отклик на магнитные флуктуации в кристаллах EuFe_2As_2 вблизи температуры упорядочения.....	135
<i>Тарасов М.А., Чекушкин А.М., Фоминский М.Ю., Захаров Д.М., Ломов А.А., Девицкий О.В., Гунбина А.А., Сохина Е.Т., Эдельман В.С.</i> Сверхпроводящие пленки и туннельные переходы на основе алюминия	137
<i>Тарасов С.В., Кочаровский В.В., Кочаровский В.В.</i> Гауссова и негауссова статистика флуктуаций бозе-эйнштейновского конденсата в мезоскопической системе	139
<i>Туманов В.А., Зайцева В.Е., Прошин Ю.Н.</i> Критическая температура наноструктуры сверхпроводник/ферромагнетик вблизи магнитного скирмиона.....	142
<i>Уставщиков С.С., Левичев М.Ю., Пашенькин И.Ю., Гусев Н.С., Гусев С.А., Водолазов Д.Ю.</i> Ступеньки Шапиро и быстрые вихри в полосках сверхпроводник/нормальный металл с разрезом	144
<i>Хан Ф.В., Худченко А.В., Чекушкин А.М., Кошелец В.П., Горшуннов Б.П., Жукова Е.С., Кадыров Л.С.</i> Сравнение методов исследования сверхпроводящих пленок с помощью TDS, DFTS и плоскопараллельного резонатора	147
<i>Хохлов Д.А., Акьянов Р.Ш.</i> Парамагнетизм Паули из-за триплетных куперовских пар в нематическом сверхпроводнике	149
<i>Хыдырова С., Михайлова И.В., Васильев Д.Д., Моисеев К.М., Барков К.А., Ивков С.А., Буйлов Н.С., Керсновский Е.С.</i> Исследование структуры и электрических свойств наноконкомпозитных пленок $\text{W}_x\text{Si}_{1-x}$	151
<i>Чарикова Т.Б., Шелушинина Н.Г., Петухова О.Е., Попов М.Р., Клепикова А.С., Иванов А.А.</i> Джозефсоновские вихри в слоистом сверхпроводнике $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$: магнитосопротивление и эффект Холла.....	153
<i>Чекушкин А.М., Филиппенко Л.В., Кошелец В.П.</i> Технология изготовления высококачественных туннельных переходов на основе Nb/Al-AlN/NbN	155
<i>Чуйкин О.А., Гринберг Я.С.</i> Расчет корреляционных спектров при излучении кубитов в открытом волноводе	157
<i>Швецов О.О., Бараш Ю.С., Тимонина А.В., Колесников Н.Н., Девятков Э.В.</i> Реализация джозефсоновского спинового вентиля в топологическом магнитном полуметалле с узловой линией Fe_3GeTe_2	159
<i>Шевченко М.С., Филиппенко Л.В., Кошелец В.П.</i> Джозефсоновские туннельные переходы с интегральным СИН шунтированием.....	161
<i>Шибалов М.В., Мумляков А.М., Порохов Н.В., Зенова Е.В., Тархов М.А.</i> Сверхпроводящие пленки нитрида ниобия с высокой критической плотностью тока, полученные методом атомно-слоевого осаждения, усиленного плазмой	163
<i>Шитов С.В., Меренков А.В., Ким Т.М., Чичков В.И., Калинин С.В., Устинов А.В.</i> Оптические измерения MEGA болометра диапазона 600–700 ГГц при температуре 400 мК	166
<i>Юсупов Р.А., Филиппенко Л.В., Фоминский М.Ю., Кошелец В.П.</i> Экспериментальное исследование элементов джозефсоновского параметрического усилителя бегущей волны на цепочке СКВИДов.....	168

Секция 2 Магнитные наноструктуры

<i>Sapozhnikov M.V., Tatarский D.A., Mironov V.L.</i> Creating and detecting a magnetic bimeron by magnetic force microscope probe	173
<i>Usanov D.A., Petrov V.N., Caputo M., Lev L.L., Aeppli G., Dil J.H., Strocov V.N.</i> Signal acquisition and processing modes for the imaging spin detector iMott	175
<i>Аверьянов Д.В., Соколов И.С., Каратеев И.А., Талденков А.Н., Кондратьев О.А., Токмачев А.М., Парфенов О.Е., Сторчак В.Г.</i> Интеграция ферромагнитного полупроводника EuO с германиевой платформой	177
<i>Акишева А.В., Пьянзина Е.С.</i> Влияние внешнего магнитного поля на систему эллипсоидальных наночастиц	179
<i>Алексеев С.Г., Ползикова Н.И., Лузанов В.А., Дижур С.Е., Раевский А.О., Никитов С.А.</i> Частотно-полевые и мощностные характеристики акустической спиновой накачки в многослойной структуре ZnO-YIG-GGG-YIG/Pt	181
<i>Антонов И.Н., Вихрова О.В., Данилов Ю.А., Дудин Ю.А., Здоровейцев Д.А., Калентьева И.Л., Кузнецов Ю.М., Крюков Р.Н., Нежданов А.В., Быков В.А., Парафин А.Е., Юнин П.А.</i> Формирование магнитных полупроводников GaFeAs и GaMnAs ионной имплантацией и импульсным лазерным отжигом	183
<i>Аплеснин С.С., Зеленов Ф.В., Черемных Н.А., Никитинский О.С.</i> Магнитосопротивление пленок висмутового и цериевого ферритов гранатов	185
<i>Бедин С.А., Кожина Е.П., Долуденко И.М.</i> Шаблонный синтез SERS-активных магнитоуправляемых подложек	187
<i>Белых В.В., Коротнева А.Р., Яковлев Д.Р.</i> Измерение миллисекундного времени электронной спиновой когерентности в редкоземельных ионах с помощью стимулированного резонансного спинового усиления	189
<i>Бизяев Д.А., Нургазизов Н.И., Бухараев А.А., Чукланов А.П., Шур В.Я., Ахматханов А.Р.</i> Влияние термоиндуцированного магнитоупругого эффекта на доменную структуру планарных Ni микрочастиц	191
<i>Быков А.И., Васильев А.Н., Галанова С.В., Козабаранов Р.В., Коришунов А.С., Кудасов Ю.Б., Макаров И.В., Маслов Д.А., Монахов М.П., Платонов В.В., Попова Е.А., Репин П.Б., Селемир В.Д., Стрелков И.С., Сурдин О.М., Филиппов А.В.</i> Халдейновские цепочки $S = 1$ в сверхсильном магнитном поле	193
<i>Быков А.И., Галанова С.В., Козабаранов Р.В., Коришунов А.С., Костюченко Н.В., Кудасов Ю.Б., Макаров И.В., Маслов Д.А., Монахов М.П., Платонов В.В., Репин П.Б., Селемир В.Д., Стрелков И.С., Сурдин О.М., Терешина И.С., Филиппов А.В., Звездин А.К.</i> Измерение намагниченности $R_2Fe_{14}B$ в сверхсильном магнитном поле	195
<i>Ведь М.В., Дорохин М.В., Лесников В.П., Демина П.Б., Здоровейцев А.В., Данилов Ю.А., Кудрин А.В., Вихрова О.В.</i> Циркулярно-поляризованная электролюминесценция спиновых светодиодов с ферромагнитным инжектором GaAs:Fe	197
<i>Вихрова О.В., Данилов Ю.А., Дорохин М.В., Звонков Б.Н., Калентьева И.Л., Кузнецов Ю.М., Кудрин А.В., Парафин А.Е., Юнин П.А., Данилов Д.В.</i> Влияние импульсного лазерного отжига на свойства слоев (Ga,Mn)As различной толщины	199
<i>Гареева З.В., Звездин А.К., Чен С.М.</i> Магнитоэлектрические эффекты в мультиферроиках со структурой перовскита	201
<i>Горнаков В.С., Шашков И.В., Кабанов Ю.П., Коплак О.В.</i> Преобразование магнитного момента в гетерофазном наномангнетике GdFeCo/IrMn вблизи точки компенсации ферримагнетика	203
<i>Горюнов Ю.В.</i> О природе донорных электронов и спиновой диффузии в 3D Дираковском полуметалле	206
<i>Грачев А.А., Mruczkiewicz M., Бегинин Е.Н., Садовников А.В.</i> Топологические свойства и управление топологической фазой в магнетонных кристаллах с пьезоэлектрическим слоем	208
<i>Губанов В.А., Локк Э.Г., Садовников А.В.</i> Исследование влияния точечного лазерного нагрева на распространение спиновой волны в двуслойной ферромагнитной пленке	210
<i>Губанов В.А., Стогний А.И., Садовников А.В.</i> Влияние линейно изменяющейся ширины и толщины магнетонного микроволновода на распространение СВ	212
<i>Губанова Ю.А., Губанов В.А., Бегинин Е.Н., Noginova N., Демидов В.В., Атсаркин В.А., Садовников А.В.</i> Управление анизотропией в структурированной пленке пермаллоя с одномерной модуляцией профиля	214

<i>Гусев Н.С., Гусев С.А., Дорохин М.В., Петров Ю.В., Татарский Д.А.</i> Лоренцевая микроскопия киральных текстур в магнитных наноструктурах.....	216
<i>Гусев Н.С., Татарский Д.А., Юнин П.А., Караитин Е.А., Горев Р.В.</i> Спонтанная магнитная анизотропия в тонких пленках кобальта.....	217
<i>Девятериков Д.И., Кравцов Е.А., Жакетов В.Д., Никитенко Ю.В.</i> Исследование гелимагнетизма в сверхрешетке Dy/No методом нейтронной рефлектометрии.....	220
<i>Демин Г.Д., Дюжев Н.А.</i> Первопринципный расчет передачи вращательного момента в ферромагнитных туннельных переходах типа CoTb-MgO-CoTb.....	222
<i>Демина П.Б., Калентьева И.Л., Здоровейцев А.В., Дорохин М.В., Данилов Ю.А., Дудин Ю.А.</i> Ионное облучение как метод управления характеристиками спиновых светоизлучающих диодов InGaAs/GaAs/Al ₂ O ₃ /CoPt.....	224
<i>Долуденко И.М., Загорский Д.Л., Хайретдинова Д.Р.</i> Исследование зависимостей структуры одномерных магнитных наночастиц от режимов их получения.....	226
<i>Дорохин М.В., Демина П.Б., Ведь М.В., Хомицкий Д.В., Кабаев К.С., Valanta M.A.G., Iikawa F., Звонков Б.Н.</i> Циркулярно-поляризованная фотолуминесценция в наноструктурах InGaAs/GaAs, дельта-легированных Mn.....	228
<i>Дровосеков А.Б., Ковалев О.А., Ситников А.В., Николаев С.Н., Рыльков В.В.</i> Особенности магнитного резонанса в пленках наногранулярного композита CoFeV-LiNbO ₃	230
<i>Дудко Г.М., Кожевников А.В., Сахаров В.К., Селезнев М.Е., Хивинцев Ю.В., Никулин Ю.В., Высоцкий С.Л., Филимонов Ю.А., Никитов С.А., Khitun A.</i> Микромагнитное моделирование логического ключа «большинства» на основе интерференции каустик спиновых волн.....	232
<i>Дюжев Н.А., Медведев Б.К., Носкова Д.Д., Демин Г.Д., Федина А.Д.</i> Исследование магнитных свойств наноразмерных пленок пермаллоя в зависимости от размера зерна.....	234
<i>Ежевский А.А., Аверина Н.И., Гусейнов Д.В., Сухоруков А.В., Зубанов И.А., Калинина Е.А., Гусев Н.С.</i> Возбуждение ФМР и спиновых токов электрической компонентой микроволнового поля в структурах Ru/n-Si:Bi с участием спин-орбитального взаимодействия.....	236
<i>Екомасов Е.Г., Бострем И.Г., Синецких В.Е., Овчинников А.С., Фахретдинов М.И.</i> Дискретные бризерные моды в моноаксиальном киральном гелимагнетике с легко-плоскостной анизотропией.....	238
<i>Еремин М.В., Васин К.В., Нурмухаметов А.Р.</i> О происхождении невязимости в спектре FeZnMo ₃ O ₈	240
<i>Журавлев М.Е., Александров А.А., Ведяев А.В.</i> Планарный зарядовый и спиновый эффекты Холла в двухслойной системе сегнетоэлектрик-ферромагнетик.....	242
<i>Заворницын Р.С., Наумова Л.И., Миляев М.А., Макарова М.В., Проглядо В.В., Устинов В.В.</i> Особенности деформации магнитного геликоида в высокотекстурированном нанослое диспрозия.....	244
<i>Загорский Д., Долуденко И., Хайбуллин Р., Чупраков С., Чигарев С., Вилков Е., Гиппиус А., Журенко С., Жигалина О., Черкасов Д., Каневский В., Блинов И.</i> Особенности синтеза, структура и магнитные свойства нанопроволок различных типов.....	246
<i>Здоровейцев А.В., Демина П.Б., Дорохин М.В., Здоровейцев Д.А., Кузнецов Ю.М., Татарский Д.А., Темиряева М.П., Темиряев А.Г.</i> Структура и магнитные свойства пленок CoPt, выращенных с варьированием толщины бислоев.....	248
<i>Ичкидидзе Л.П., Белодедов М.В., Герасименко А.Ю., Тельшев Д.В., Селищев С.В.</i> Возможности неинвазивной регистрации магнитных частиц в биологической среде.....	250
<i>Калентьева И.Л., Вихрова О.В., Данилов Ю.А., Дудин Ю.А., Здоровейцев А.В., Здоровейцев Д.А., Темиряева М.П., Темиряев А.Г., Садовников А.В.</i> Образование скирмионных состояний в ионноимплантированных тонких пленках CoPt и CoPd.....	252
<i>Караитин Е.А.</i> Эффект Холла в магнитном туннельном контакте со спин-орбитальным взаимодействием.....	254
<i>Караитин Е.А., Tatara G.</i> Фотогальванический эффект в ферромагнетике со спин-орбитальным взаимодействием.....	256
<i>Караитин Е.А., Вилков Е.А., Фомин Л.А., Чигарев С.Г.</i> Спектр электронов проводимости в планарных магнитных наноструктурах с анизотропным обменным взаимодействием.....	258
<i>Кибис О.В.</i> Флоке инженерия планарных спиновых систем импульсами циркулярно поляризованного света.....	260
<i>Кислинский Ю.В., Константианя К.И., Москаль И.Е., Петржик А.М., Шадрин А.В., Овсянников Г.А.</i> Тонкие пленки диэлектрических иридатов стронция – материалы для сверхпроводящей криоэлектроники и спинтроники.....	261
<i>Кожевников А.В., Высоцкий С.Л., Дудко Г.М., Никулин Ю.В., Филимонов Ю.А.</i> Магнитный сенсор на спиновых волнах.....	263
<i>Козлов Н.В., Бляхман Ф.А., Честухин В.В., Сафронов А.П., Курляндская Г.В.</i> Магнитное детектирование полей рассеяния суперпарамагнитных наночастиц, движущихся в искривленном коронарном сосуде.....	265

<i>Комогорцев С.В., Чеканова Л.А., Шабанова О.Г., Шабанов А.В., Немцев И.В., Незнахин Д.А., Денисова Е.А., Фельк В.А., Мохов А.А., Исхаков Р.С.</i> Ослабление диполь-дипольного взаимодействия в ансамблях микросфер кобальта с немагнитным ядром	267
<i>Константиян К.И., Овсянников Г.А., Шадрин А.В., Шмаков В.А., Петржик А.М., Кислинский Ю.В., Климов А.А.</i> Спиновое магнетосопротивление гетероструктуры иридат стронция/манганит.....	269
<i>Крюков Р.Н., Химич С.Г., Николитчев Д.Е., Зубков С.Ю., Дорохин М.В., Звонков Б.Н.</i> Термодинамическая стабильность разбавленного магнитного полупроводника GaMnAs	271
<i>Кудасов Ю.Б.</i> Исследования материалов и наноструктур в сверхсильных магнитных полях.....	273
<i>Кудасов Ю.Б., Логунов М.В., Козабаранов Р.В., Макаров И.В., Платонов В.В., Сурдин О.М., Маслов Д.А., Коришунов А.С., Стрелков И.С., Стогний А.И., Селемир В.Д., Никитов С.А.</i> Неоднородная намагниченность тонкой пленки феррита-граната вблизи точки компенсации, индуцированная поверхностной анизотропией.....	275
<i>Кузнецов Ю.М., Дорохин М.В., Крюков Р.Н., Здоровейцев А.В., Лесников В.П., Здоровейцев Д.А.</i> Формирование фазы разбавленного магнитного полупроводника термодиффузией в методе импульсного лазерного осаждения.....	277
<i>Кункель Т.С., Красилин А.А., Анкудинов А.В.</i> Самоорганизация магнитного момента филлосиликатных наносвитков с инкорпорированными никелевыми наночастицами	279
<i>Малышева И.В., Сотничук С.В., Леонтьев А.П., Напольский К.С., Колмычек И.А.</i> Магнитооптические эффекты в композитных гиперболических метаматериалах	281
<i>Мартышкин А.А., Локк Э.Г., Романенко Д.В., Садовников А.В.</i> Невзаимное распространение спиновых волн в структурах с частичной металлизацией поверхности магнитного волновода.....	283
<i>Мельников Г.Ю., Свалов А.В., Лепаловский В.Н., Larraga A., Бузников Н.А., Lazpita P., Курьянская Г.В.</i> Периодические пленочные наноструктуры на основе компонент Cu/FeNi	285
<i>Миляев М.А., Проглядо В.В., Наумова Л.И., Патраков Е.И., Павлова А.Ю., Устинов В.В.</i> Особенности использования сплавов CuIn в функциональных ГМС сверхрешетках	287
<i>Миронов В.Л., Татарский Д.А., Скороходов Е.В., Караитин Е.А., Фраерман А.А.</i> Гиротропные моды колебаний обменно-связанных магнитных вихрей.....	289
<i>Михайлова Т.В., Ляшко С.Д., Скороходов Е.В., Османов С.В., Каравайников А.В., Недвига А.С., Гусев С.А., Шапошников А.Н.</i> Наноструктуры на основе метаповерхностей висмут-замещенных ферритов-гранатов меандрового типа	291
<i>Михеенков А.В., Валиулин В.Э., Щелкачев Н.М., Кугель К.И.</i> Квантовая запутанность и внешние поля в модели Кугеля-Хомского	293
<i>Мурзина Т.В., Колмычек И.А., Ромашкина А.М., Мамонов Е.А., Гусев Н.С., Гусев С.А., Сапожников М.В., Темиряева М.П., Темиряев А.Г.</i> Магнитоиндуцированные эффекты в гетероструктурах на основе кобальта и искусственного опала	295
<i>Никируй К.Э., Емельянов А.В., Рыльков В.В., Демин В.А.</i> Компактная аналитическая модель резистивного переключения нанокompозитных мемристоров	297
<i>Никитов С.А., Калябин Д.В., Сафин А.Р., Темная О.С., Дорофеев А.В., Зябловский А.А., Садовников А.В., Вилков Е.А.</i> РТ-симметрия в магноники и фононике.....	299
<i>Никулин Ю.В., Кожевников А.В., Высоцкий С.Л., Селезнев М.Е., Филимонов Ю.А.</i> Исследование интерференции поверхностных магнитостатических волн с помощью обратного спинового эффекта Холла.....	301
<i>Никулин Ю.В., Селезнев М.Е., Хивинцев Ю.В., Кожевников А.В., Сахаров В.К., Высоцкий С.Л., Филимонов Ю.А.</i> Нелокальное влияние тока на генерацию ЭДС поверхностной магнитостатической волной в структуре InSb/ЖИГ	303
<i>Носкова Д.Д., Пудонин Ф.А., Шерстнев И.А.</i> Особенности диэлектрической проницаемости многослойных наноструктуровых систем (FeNi-Al ₂ O ₃)N	305
<i>Носкова Д.Д., Шадрин А.М., Пудонин Ф.А., Шерстнев И.А.</i> Оптическая невзаимность в многослойных наноструктуровых системах на основе Bi	307
<i>Нурмухаметов А.Р., Еремин М.В.</i> К теории необратимости в спектрах CuV ₂ O ₄	309
<i>Одинов С.А., Бегинин Е.Н., Локк Э.Г., Садовников А.В.</i> Невзаимное распространение спиновых волн в системе латеральных двуслойных магнитных волноводов.....	311
<i>Омельянич А.С., Соболев К.В., Колесникова В.Г., Антипова В.Н., Левада Е.В., Амиров А.А., Родионова В.В.</i> Усиленный магнитоэлектрический эффект в композитах на основе полимера и его биомедицинские приложения.....	313
<i>Орлов В.А., Иванов А.А., Орлова И.Н., Патрин Г.С.</i> Дрейфовое движение газа магнитных вихрей в поле дефектов.....	315
<i>Орлов В.А., Патрин Г.С., Орлова И.Н.</i> Спектр частот гиротропного движения вихревых доменных стенок в упорядоченном массиве нанолент	317

<i>Орлов В.А., Прокопенко В.С., Руденко Р.Ю., Орлова И.Н.</i> Коллективное движение магнитных вихрей в конечной цепочке взаимодействующих нанодисков	319
<i>Орлов В.А., Руденко Р.Ю., Лукьяненко А.В., Яковчук В.Ю., Прокопенко В.С., Орлова И.Н.</i> Особенности магнитного состояния взаимодействующих нанолент в упорядоченных массивах	321
<i>Памятных Л.А., Лысов М.С., Мехоношин Д.С., Памятных С.Е., Шматов Г.А.</i> Направленное движение магнитных доменных границ в импульсных магнитных полях в пластинах ферритов-гранатов	323
<i>Патрин Г.С., Косырев Н.Н., Шиян Я.Г., Яковчук В.Ю., Комаров В.А., Волченко Е.Н.</i> Магнитные свойства трехслойных пленок $Dy_xCo_{1-x}/Bi/FeNi$	325
<i>Пашенькин И.Ю., Кузнецов М.А., Полушкин Н.И., Сапожников М.В., Демидов Е.С., Кравцов Е.А., Фраерман А.А.</i> Увеличение магнитокалорической эффективности ультратонкой прослойки Gd между сильными ферромагнетиками	327
<i>Пашенькин И.Ю., Кузнецов М.А., Полушкин Н.И., Сапожников М.В., Демидов Е.С., Фраерман А.А.</i> Ферромагнитный резонанс наноразмерных слоистых структур FeGdFe с пиннингом и их составляющих	329
<i>Пашенькин И.Ю., Сапожников М.В., Скороходов Е.В., Гусев Н.С., Татарский Д.А., Фраерман А.А.</i> Влияние механизма перемагничивания на магнитоэлектрический эффект в туннельных магнорезистивных контактах CoFeB/MgO	332
<i>Писарев Р.В.</i> Взаимные и невзаимные оптические явления в магнитоэлектрике-антиферромагнетике CuV_2O_4	334
<i>Радовская В.В., Мамонов Е.А., Гусев Н.С., Пашенькин И.Ю., Мурзина Т.В.</i> Генерация магнитоиндуцированной второй гармоники в планарных структурах на основе ферромагнитных и антиферромагнитных материалов	336
<i>Рожанский И.В., Денисов К.С., Лифшиц М.Б., Ракицкий М.А., Кузьмин С.А., Чучалин В.А.</i> Топологический эффект Холла	338
<i>Рыбкин А.Г., Тарасов А.В., Рыбкина А.А., Ерыженков А.В.</i> Подрешеточный ферримагнетизм в квазисвободном графене	340
<i>Садовников А.В., Безинин Е.Н., Gubbiotti G., Никитов С.А.</i> Меандровые 3D структуры магноники для создания элементов межсоединений магнонных сетей	342
<i>Саломатова Е.И., Одинцов С.А., Амиров А.А., Родионова В.В., Сахаров В.К., Садовников А.В.</i> Динамика спин-волнового сигнала в системе латеральных волноводов ЖИГ/FeRh	344
<i>Сапожников М.В., Пашенькин И.Ю., Гусев Н.С., Фраерман А.А.</i> Эффект Холла в туннельных контактах	346
<i>Сахаров В.К., Хивинцев Ю.В., Дудко Г.М., Джумалиев А.С., Высоцкий С.Л., Стогний А.И., Филимонов Ю.А.</i> Распространение спиновых волн в магнонных кристаллах с неоднородным распределением намагниченности по толщине	348
<i>Свалов А.В., Иванов В.Е., Лепаловский В.Н., Фещенко А.А., Горьковенко А.Н., Макарошкин И.А., Васильковский В.О., Курляндская Г.В.</i> Особенности перемагничивания двухслойной пленочной структуры ЖИГ/FeNi	350
<i>Селезнев М.Е., Никулин Ю.В., Сахаров В.К., Хивинцев Ю.В., Дудко Г.М., Кожевников А.В., Высоцкий С.Л., Филимонов Ю.А.</i> Влияние фокусировки спиновых волн на генерацию ЭДС в структурах Pt/YIG	352
<i>Селезнев М.Е., Никулин Ю.В., Сахаров В.К., Хивинцев Ю.В., Дудко Г.М., Кожевников А.В., Высоцкий С.Л., Филимонов Ю.А.</i> Генерация ЭДС обратными объемными магнитостатическими волнами в структурах Pt/YIG	354
<i>Селезнев М.Е., Никулин Ю.В., Хивинцев Ю.В., Высоцкий С.Л., Дудко Г.М., Кожевников А.В., Сахаров В.К., Филимонов Ю.А.</i> Влияние параметрической неустойчивости на эффективность детектирования спиновых волн в структурах YIG-Pt и YIG-InSb	357
<i>Серокурова А.И., Шарко С.А., Новицкий Н.Н., Кецо В.А., Стогний А.И.</i> Новые структуры стрейнтроники: синтез слоев $Y_3Fe_5O_{12}$ на сегнетоэлектрических подложках $PbZr_{0.45}Ti_{0.55}O_3$, $Ba_{0.4}Sr_{0.6}TiO_3$, $LiNbO_3$	360
<i>Ситников А.В., Емельянов А.В., Никонов А.Е., Никируй К.Э., Черноглазов К.Ю., Ичеткин Д.В., Ильясов А.И., Николаев С.Н., Демин В.А., Веденев А.С., Калинин Ю.Е., Рыльков В.В.</i> Аномальная релаксация резистивных состояний мемристивных структур на основе наноконкомпозита $(CoFeB)_x(LiNbO_3)_{100-x}$	362
<i>Степушкин М.В., Здоровейцев А.В., Миргородская Е.Н., Темиряева М.П., Темиряев А.Г.</i> Исследование эффекта Холла и доменной структуры в тонких пленках CoPt	364
<i>Тарасов Е.В., Суслин Г.С., Герасименко А.В., Ткаченко И.А., Козлов А.Г.</i> Обменное смещение в пленках Pd/Co с оксидированным магнитным слоем	366
<i>Татарский Д.А., Chuvilin A.L., Гусев Н.С., Гусев С.А.</i> Киральные состояния в многослойных пленках Co/Pt	368

<i>Татарский Д.А., Орлова А.Н., Пашенькин И.Ю., Скороходов Е.В., Гусев С.А.</i> Метастабильные состояния в обменно-связанных ферромагнитных дисках.....	370
<i>Темирязева М.П., Темирязев А.Г., Мурзина Т.В.</i> Исследование процессов перемагничивания в пленках гранатов, легированных висмутом	372
<i>Темная О.С., Сафин А.Р., Калябин Д.В., Никитов С.А.</i> Особые точки связанных магнитных гетероструктур ФМ/ТМ.....	374
<i>Тузиков А.М., Половинкин А.В.</i> Вероятностные характеристики спонтанных и вынужденных переключений бистабильной ячейки памяти STT-MRAM.....	376
<i>Удалов О.Г., Белобородов И.С.</i> Электрически заряженные скирмионы в пленках фазово-расслоенных магнитных оксидов	378
<i>Федотов И.А., Николичев Д.Е., Зубков С.Ю., Крюков Р.Н., Кудрин А.В., Лесников В.П.</i> Состав тонких слоев полупроводников (A ^{III} ,Fe)B ^V	380
<i>Федулов Ф.А., Чашин Д.В., Фетисов Л.Ю., Фетисов Ю.К.</i> Нелинейный магнитоэлектрический эффект в композитных двухслойных периодических гетероструктурах Ni-ЦТС.....	382
<i>Фетисов Л.Ю., Савельев Д.В., Мусатов В.И., Джапаридзе М.В.</i> Магнитострикционные свойства композитов на основе никелевых микропроводов	384
<i>Хайретдинова Д.Р., Луккарева С.А., Долуденко И.М., Панина Л.В.</i> Управление магнитными свойствами нанопроволок из металлов группы железа.....	386
<i>Харитонский П.В., Золотов Н.А., Аникиева Ю.А., Гареев К.Г., Ралин А.Ю.</i> Микромагнитное моделирование композитов Fe ₃ O ₄ – Fe _{3-x} Ti _x O ₄	388
<i>Хутиева А.Б., Бегинин Е.Н., Локк Э.Г., Садовников А.В.</i> Управление режимами распространения спиновых волн в массивах ЖИГ микроволноводов при варьировании латеральной и вертикальной связи	390
<i>Чеканова Л.А., Денисова Е.А., Комогорцев С.В., Незнахин Д.С., Исхаков Р.С., Немцев И.В., Долгополова М.В.</i> Магнитные свойства наноструктурированных покрытий на основе сплавов 3d металлов, синтезированных методами зеленой химии	392
<i>Шадрин А.В., Панов Ю.Д.</i> Магнитный параметр Грюнауизена для одномерной разбавленной цепочки Изинга.....	394
<i>Шарафуллин И.Ф., Нугуманов А.Г., Юлдашева А.Р., Баишева А.Х.</i> Применение искусственных нейронных сетей для распознавания фазы скирмионной решетки	396
<i>Шайков И.В., Кабанов Ю.П., Горнаков В.С.</i> Кинетика перемагничивания и релаксация доменной структуры в трехслойных Co/Pt/Co наноманетиках	398
<i>Шканакина М.Д., Кичин Г.А., Скирдков П.Н., Звездин К.А.</i> Влияние взаимодействия магнитных мод магнитного туннельного перехода на его микроволновую чувствительность.....	400
<i>Шустин М.С., Поткина М.Н.</i> Моделирование и теоретическое описание скирмионных мешков.....	402
<i>Якунина Е.М., Кравицов Е.А., Деятериков Д.И., Проглядо В.В.</i> Магнитная и структурная характеристика наносистем на основе Gd/MgO/Fe	404

Секция 4

Зондовая микроскопия: измерения и технологии атомарного и нанометрового масштаба

<i>Semenov M.B., Filatov D.O., Krevchik V.D., Shkurinov A.P., Ozheredov I.A., Shorokhov A.V., Krevchik P.V., Antonov D.A., Gorshkov O.N., Kotov A.S., Razumov A.V., Antonov I.S., Semenov I.M.</i> Features of 1D – dissipative tunneling in dielectric films with Zr, Au, Ni, Fe and Co nanoparticles. Study by Atomic Force Microscopy.....	409
<i>Аладышкин А.Ю.</i> Влияние эмиссионных резонансов на зависимость туннельного тока от высоты иглы	411
<i>Аладышкин А.Ю., Божко С.И.</i> Визуализация скрытых частей дислокационных линий в пленках Pb(111) методом сканирующей туннельной спектроскопии	413
<i>Аликин Ю.М., Турыгин А.П., Аликин Д.О., Ушаков А.Д., Кособоков М.С., Hu Q., Liu X., Zhao Y., Wei X., Xu Z., Шур В.Я.</i> Формирование самоорганизованной доменной структуры при локальном переключении поляризации в монокристаллах магнитообата-титаната свинца	415
<i>Бернацкий Д.П., Павлов В.Г.</i> Полевые электронные эмиттеры с углеродным покрытием	417
<i>Бизяев Д.А., Нургазизов Н.И., Бухараев А.А., Чукланов А.П.</i> МСМ измерения планарных ферромагнитных микрочастиц при различных температурах	419
<i>Быков В.А., Быков Ан.В., Бобров Ю.А., Котов В.В., Леесмент С.И., Поляков В.В.</i> Измерения и технологии атомарного и нанометрового масштаба на основе зондовых методов микроскопии и спектроскопии.....	421

<i>Вековшинин Ю.Е., Грузнев Д.В., Тупчая А.Ю., Бондаренко Л.В., Михалюк А.Н., Зотов А.В., Саранин А.А.</i> Модификация моноатомного слоя V _i адсорбцией атомов Ва.....	431
<i>Вилков И.В., Каверин Б.С., Обьедков А.М., Семенов Н.М., Кетков С.Ю.</i> Электронно-микроскопические исследования гибридного наноматериала ZrC/МУНТ	432
<i>Гатин А.К., Гришин М.В., Озерин С.А., Сарвадий С.Ю., Шуб Б.Р.</i> Взаимодействие газов с биметаллическими наноструктурированными покрытиями на графите в присутствии электрического поля	434
<i>Горев Р.В., Сапожников М.В., Гусев Н.С., Удалов О.Г.</i> Магнитоупругий эффект в многослойных ферромагнитных пленках Co/Pt	436
<i>Горшков О.Н., Филатов Д.О., Антонов Д.А., Круглов А.В., Денисов С.А., Антонов И.Н., Шенина М.Е., Котомина В.Е., Воронцов В.А., Рябов М.А.</i> Исследование эффекта резистивного переключения в мемристорных структурах Ag/Ge/Si методом атомно-силовой микроскопии	437
<i>Грузнев Д.В., Слышкин А.В., Тупчая А.Ю., Бондаренко Л.В., Михалюк А.Н., Зотов А.В., Саранин А.А.</i> Модификация роста низкоразмерных структур на Si(111) реконструкцией $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -В.....	439
<i>Дементьев П.А., Дементьева Е.В., Дунаевский М.С.</i> К вопросу о количественном описании диссипации зарядов в диэлектриках.....	441
<i>Дохликова Н.В., Гатин А.К., Сарвадий С.Ю., Гришин М.В., Шуб Б.Р.</i> DFT-моделирование адсорбции водорода и кислорода на наночастицах никеля и платины, нанесенных на подложку графита.....	443
<i>Евсиков И.Д., Филиппов Н.А., Царик К.А., Дюжнев Н.А.</i> Исследование методом СТМ автоэлектронной эмиссии катодов острейного типа на наноразмерном масштабе.....	445
<i>Жуков А.А.</i> Особенности применения сканирующих методик для исследования электронного транспорта в системах с низкой размерностью.....	447
<i>Жуков А.А.</i> Расширение возможностей применения двухзондового АСМ-манипулятора	449
<i>Зотов А.В., Бондаренко Л.В., Тупчая А.Ю., Грузнев Д.В., Михалюк А.Н., Саранин А.А.</i> Таллен: графеноподобный атомный слой таллия	451
<i>Иванов Н.А., Паперный В.Л., Небогин С.А., Брюквина Л.И.</i> Плазмон-усиленная флуоресценция центров окраски и оптическое поглощение в тонких слоях и пленках LiF с имплантированными наночастицами металлов Mg и Li	453
<i>Ильина М.В., Осотова О.И., Рудык Н.Н., Польшянова М.Р., Ильин О.И.</i> Влияние температуры отжига на пьезоэлектрические свойства допированных азотом углеродных нанотрубок	455
<i>Корнилов В.М., Карамов Д.Д., Лачинов А.Н., Юсупов А.Р.</i> Получение и исследование полимерных наночастиц.....	457
<i>Лебедев Д.В., Школдин В.А., Можаров А.М., Пермьяков Д.В., Самусев А.К., Богданов А.А., Новикова К.Н., Соломонов Н.А., Мухин И.С., Голубок А.О.</i> Исследование процессов неупругого рассеяния электронов и излучения фотонов в туннельном зазоре сверхвысоковакуумного СТМ	459
<i>Лубенченко А.В., Иванов Д.А., Лубенченко О.И., Паволоцкий А.Б., Лукьянцев Д.С., Ячук В.А., Павлов О.Н.</i> Формирование неоднородных оксидных и субоксидных слоев на ультратонкой металлической пленке при многократном окислении и ионном распылении	461
<i>Мансуров В.Г., Галицын Ю.Г., Малин Т.В., Тийс С.А., Милахин Д.С., Журавлев К.С.</i> Интерпретация СТМ изображений островков структуры g-Si ₃ N ₃ (8x8) при нитридации поверхности Si(111) в рамках модели ВКБ	463
<i>Матецкий А.В., Мараров В.В., Денисов Н.В., Зотов А.В., Саранин А.А.</i> Исследование ферроэлектрического фазового перехода в монослое In ₂ Se ₃	465
<i>Морозова А.С., Зиганишина С.А., Зиганишин М.А., Бухараев А.А.</i> Влияние степени гидрофобности подложек на формирование кристаллических наноструктур на основе трипептида глицина.....	467
<i>Морозова А.С., Зиганишина С.А., Кудрявцева Е.О., Бухараев А.А., Зиганишин М.А.</i> Вода как главный фактор образования микро- и наноструктур в тонких органических пленках	469
<i>Павлова Т.В., Шевлюга В.М.</i> Диффузия заряженных вакансий на поверхности Si(100) ⁻² × ¹ Вг.....	471
<i>Петров Ю.В., Вывенко О.Ф., Гогина О.А., Bolotin K., Kovalchuk S., Watanabe K., Taniguchi T.</i> Ионно-лучевая модификация локальных люминесцентных свойств гексагонального нитрида бора	473
<i>Полевой К.Б., Калашиников Д.С., Дремов В.В., Оганнисян Р.А., Головчанский И., Столяров В.С.</i> Локальные магнитные особенности в многослойных гетероструктурах на основе Co/Pt и Co/Ru/Pt	475
<i>Полякова В.В., Саенко А.В.</i> Локальное анодное окисление кремния для создания кроссбар архитектуры.....	477
<i>Резник А.Н., Востоков Н.В.</i> Микроволновая Z-V спектроскопия полупроводниковой структуры	479
<i>Саранин А.А., Грузнев Д.В., Бондаренко Л.В., Тупчая А.Ю., Матецкий А.В., Денисов Н.В., Михалюк А.Н., Зотов А.В.</i> Слои Ga атомной толщины на чистой и модифицированной поверхностях кремния	481
<i>Скорыходов Е.В., Татарский Д.А., Миронов В.Л.</i> MPCM исследования колебаний обменно-связанных магнитных вихрей	482
<i>Слаутин Б.Н., Zhu H., Шур В.Я.</i> Рост доменов при локальном переключении на неполярном срезе тонких пленок ниобата лития на изоляторе.....	484

Соснов Е.А. О возможности проведения пространственно-локализованного синтеза нанопокртыий с использованием СЗМ.....	486
Суханова Т.Е., Вылезжанина М.Э., Кутин А.А. Атомно-силовая и электронная микроскопия в диагностике наноматериалов на основе дендримеров и гиперразветвленных полимеров.....	488
Толстихина А.Л., Гайнутдинов Р.В., Селезнева Е.В., Макарова И.П. Микроскопия суперпротонных кристаллов кислых солей селената и сульфата аммония.....	490
Тупчая А.Ю., Михалюк А.Н., Котляр В.Г., Умас О.А., Умас Т.В., Бондаренко Л.В., Грузнев Д.В., Зотов А.В., Саранин А.А. Решение давней проблемы атомной структуры поверхности Si(100) ^{2×3} -Ag.....	492
Турыгин А.П., Кособоков М.С., Ахматханов А.Р., Шур В.Я. Локальное переключение в полидоменном монокристалле триглицинсульфата.....	494
Федотов Н.И., Майзлах А.А., Павловский В.В., Рыбальченко Г.В., Зайцев-Зотов С.В. Сканирующая туннельная микроскопия и спектроскопия пленок топологического изолятора Bi ₂ Te ₃ , выращенных методом лазерного напыления.....	496
Филатов Д.О., Новиков А.С., Шенина М.Е., Антонов И.Н., Нежданов А.В., Казанцева И.А., Горшков О.Н. Изучение оптически наведенного заряда наночастиц Au в пленках ZrO ₂ (Y) методом сканирующей Кельвин-зонд микроскопии.....	498
Фомин Л.А., Загорский Д.Л., Чигарев С.Г., Вилков Е.А., Криштон В.Г., Долуденко И.М., Жукова Е.С. Исследование массивов гетерогенных ферромагнитных нанопроволок для создания детекторов ТГц излучения, работающих при комнатной температуре.....	500
Цуканов Д.А., Рыжкова М.В., Мотин П.А. Исследование структурных и электрических свойств сверхтонких пленок лития на реконструированной поверхности Pb/Si(111).....	502
Шабельникова Я.Л., Зайцев С.И. Ионная литография: преимущества и особенности использования тяжелых частиц для экспонирования органических резистов.....	504
Шур В.Я. Исследование доменной структуры сегнетоэлектриков методами сканирующей зондовой микроскопии.....	506
Яминский И.В. Обработка и анализ трехмерных изображений в биомедицинской сканирующей зондовой микроскопии.....	508

Секция 5

Многослойная и кристаллическая рентгеновская оптика

Antysheva G.D., Kumar N., Nezhdanov A.V., Pleshkov R.S., Polkovnikov V.N., Chkhalo N.I. Thermal stability of beryllium based multilayer mirrors investigated by Raman scattering.....	513
Kumar N., Nezhdanov A.V., Garakhin S.A., Pleshkov R.S., Polkovnikov V.N., Chkhalo N.I. Microscopic structure and stress of Si and Be films in bilayer periodic multilayers investigated by Raman scattering.....	515
Shatokhin A.N., Vishnyakov E.A., Kolesnikov A.O., Ragozin E.N., Koike M., Kotov A.V., Soloviev A.A., Dzelzainis T., Hull G., Dann S., Jeong T.M., Grittani G.M., Sagisaka A., Esirkepov T.Zh., Kando M., Ogura K., Pikuz T.A., Koga J.K., Kiriya H., Bulanov S.V., Kondo K., Kawachi T., Symes D.R., Neely D., Pirozhkov A.S. 4D XUV spectrometer based on flat VLS grating and Mo/Si aperiodic multilayer mirror for BISER experiment.....	517
Андреева М.А., Баулин Р.А. Спектры отражения как спектры поглощения?.....	519
Антюшин Е.С., Ахсаханян А.А., Зуев С.Ю., Лопатин А.Я., Малышев И.В., Нечай А.Н., Перекалов А.А., Пестов А.Е., Салащенко Н.Н., Торопов М.Н., Уласевич Б.А., Цыбин Н.Н., Чхало Н.И., Соловьев А.А., Стародубцев М.В. Система имиджинга плазменного факела бетатронного источника рентгеновского излучения.....	521
Барышева М.М., Зуев С.Ю., Лопатин А.Я., Лучин В.И., Цыбин Н.Н., Чхало Н.И. Многослойные Ti-содержащие пленочные фильтры для мягкого рентгеновского диапазона.....	523
Бугаев А.В., Конашук А.С., Филатова Е.О. Влияние условий отжига и легирования примесями сегнетоэлектрического HfO ₂ на межфазные границы системы Si/SiO ₂ /HfO ₂ /TiN.....	525
Бушуев В.А. Влияние мелкомасштабных неоднородностей на формирование изображения в методе рентгеновской фазоконтрастной интроскопии.....	527
Вишняков Е.А., Ерхова Н.Ф., Заверткин П.С., Ивлюшкин Д.В., Николенко А.Д., Шугаров А.С. Особенности измерения квантовой эффективности ПЗС и КМОП детекторов в ВУФ области спектра.....	529
Гарахин С.А., Забродин И.Г., Зуев С.Ю., Лопатин А.Я., Нечай А.Н., Пестов А.Е., Перекалов А.А., Пleshkov Р.С., Полковников В.Н., Салащенко Н.Н., Смертин Р.М., Цыбин Н.Н., Чхало Н.И. Из-	

мерения абсолютных значений интенсивности излучения в диапазоне длин волн 3–32 нм мишени из углерода при импульсном лазерном возбуждении	531
Гарахин С.А., Лопатин А.Я., Нечай А.Н., Перекалов А.А., Пестов А.Е., Салащенко Н.Н., Цыбин Н.Н., Чхало Н.И. Изготовление и тестирование тонкопленочных мишеней для лазерно-плазменного источника экстремального ультрафиолетового излучения	533
Грибко В.В., Трушин В.Н., Маркелов А.С., Чупрунов Е.В. Трассировка рентгеновских лучей от регуляторов изгиба с параболическим профилем поверхности отражающего элемента	535
Гусева В.Е., Нечай А.Н., Перекалов А.А., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И. Интенсивность излучения лазерной плазмы в диапазоне 4–20 нм при различных давлениях газов-мишеней	537
Дедкова А.А., Дюжнев Н.А. Исследование изменения реальной формы круглых тонкопленочных мембран при реализации метода выдувания	539
Дедкова А.А., Флоринский И.В., Дюжнев Н.А. Исследование изменения формы пластин и тонкопленочных мембран с использованием методов геоморфометрии	541
Демин Г.Д., Ким П.П., Дюжнев Н.А. Моделирование рабочих характеристик МЭМС элемента динамической маски с электромеханическим оптическим затвором для задач рентгеновской нанолитографии	543
Дубинин И.С., Гарахин С.А., Свечников М.В., Полковников В.Н., Чхало Н.И. Разработка стековых рентгеновских зеркал с возможностью фильтрации близкорасположенных спектральных линий	545
Дюжнев Н.А., Гусев Е.Э., Товарнов Д.А., Колпакова Ю.И., Гусев П.Э., Юрасова Е.В., Махиборода М.А. Исследование механических свойств динамического мембранного затвора из Be/SiO ₂ для рентгеновского литографа	547
Зорина М.В., Пестов А.Е., Струля И.Л., Чхало Н.И. Полировка поверхности массивного бериллия для применения в качестве подложек многослойных зеркал для космической астрономии ЭУФ диапазона длин волн	549
Каратаев А.В., Гайсин А.У., Соломонов А.В., Филатова Е.О. Образование межслоевых областей в многослойных рентгеновских зеркалах, синтезированных методом магнетронного распыления	551
Ким П.П., Демин Г.Д., Орешкин Г.И., Дюжнев Н.И. Расчет геометрических, электростатических и динамических характеристик торсионного микрзеркала	553
Колесников А.О., Рагозин Е.Н., Шатохин А.Н. Концепция стигматического рентгеновского спектрографа с плоским полем на основе конической дифракции	555
Кузин С.В., Кириченко А.С., Перцов А.А., Богачев С.А., Ерхова Н.Ф. Солнечный телескоп МР диапазона для наноспутника на основе камеры-обскуры	557
Лопатин А.Я., Лучин В.И., Салащенко Н.Н., Цыбин Н.Н., Чхало Н.И. Термические испытания пленочных фильтров ЭУФ излучения, предназначенных для комплектации орбитальных солнечных телескопов	560
Малышев И.В., Реунов Д.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., Пleshков Р.С., Салащенко Н.Н. Зеркальный ЭУФ-микроскоп на 13.9 нм. Демонстрация разрешения и z-томографии	562
Мохов Д.В., Березовская Т.Н., Шубина К.Ю., Пирогов Е.В., Нацекин А.В., Шаров В.А., Горай Л.И. Оптимизация технологии изготовления дифракционных Si-решеток треугольного профиля для ЭУФ и МР излучения	564
Некипелов С.В., Жук Н.А., Бакина К.А., Коваленко С.Ю., Петрова О.В., Сивков Д.В., Скандаков Р.Н., Сивков В.Н. Рентгеноспектральные исследования танталатов висмута-магния и висмута-цинка, допированных атомами 3d-металлов	566
Нечай А.Н., Перекалов А.А., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И. Исследование эмиссионных свойств газоструйных мишеней в МР и ЭУФ диапазонах при импульсном лазерном возбуждении	568
Нечай А.Н., Перекалов А.А., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И. Лазерно-плазменный источник мягкого рентгеновского излучения в “окне прозрачности воды” 2.3–4.4 нм	570
Николенко А.Д., Бухтияров А.В., Терещенко О.Е., Золотарев К.В. Станции мягкого рентгеновского диапазона для первой очереди ЦКП СКИФ	572
Носач Е.В., Вишняков Е.А., Колесников А.О., Шатохин А.Н., Рагозин Е.Н. Численное моделирование влияния малых вариаций толщин слоев на спектры отражения многослойных зеркал мягкого рентгеновского диапазона	574
Пестов А.Е., Михайленко М.С., Чернышев А.К., Зорина М.В., Чхало Н.И. Установка реактивно-лучевого травления	576
Пестов А.Е., Михайленко М.С., Чернышев А.К., Зорина М.В., Чхало Н.И., Салащенко Н.Н., Кумар Н. Эволюция шероховатости монокристаллического кремния при травлении ускоренными ионами Ag	578
Пестов А.Е., Нечай А.Н., Перекалов А.А., Лопатин А.Я., Цыбин Н.Н., Чхало Н.И., Соловьев А.А., Стародубцев М.В. Спектрометр МР излучения на основе МРЗ для исследования излучения бета-тронного источника	580

<i>Плешков Р.С., Гарахин С.А., Кумар Н., Полковников В.Н., Сахоненков С.С., Свечников М.В., Филатова Е.О., Чхало Н.И.</i> Исследование микроструктуры границ раздела в многослойных зеркалах Sr/Be и W/Be	582
<i>Плешков Р.С., Гарахин С.А., Кумар Н., Полковников В.Н., Свечников М.В., Чхало Н.И.</i> Влияние барьерных слоев Si на границы раздела в многослойных зеркалах Al/Be	584
<i>Полковников В.Н., Шапошников Р.А., Зуев С.Ю., Свечников М.В., Сертсу М.Г., Соколов А., Шаферс Ф., Чхало Н.И.</i> Многослойные зеркала для спектрального диапазона 8–12 нм	586
<i>Полковников В.Н., Шапошников Р.А., Чхало Н.И., Николенко А.Д.</i> Многослойные короткопериодные структуры на основе $\text{W}/\text{B}_4\text{C}$	588
<i>Пунегов В.И.</i> Влияние размера пучка на отражение мягкого рентгеновского излучения от многослойного зеркала	590
<i>Реунов Д.Г., Малышев И.В., Чхало Н.И.</i> Удаление шума с изображений, полученных на зеркальном мягко рентгеновском микроскопе на длине волны 13,88 нм	592
<i>Рошупкин Д.В.</i> Пьезоактивная дифракционная рентгеновская оптика	594
<i>Салащенко Н.Н., Полковников В.Н., Чхало Н.И.</i> Перспективные длины волн для проекционной литографии с использованием синхротронного излучения	596
<i>Самохвалов А.А., Сергушичев К.А., Елисеев С.И., Бронзов Т.П., Большаков Е.П., Гетман Д.В., Смирнов А.А., Бурицев В.А.</i> Оптимизация параметров компактного источника мягкого рентгеновского излучения для задач просвечивающей клеточной микроскопии с наноразрешением	598
<i>Сафонов А.И., Субботин И.А., Якунин С.Н.</i> Разработка и апробация экспериментальной схемы для регистрации стоячих рентгеновских волн в геометрии скользящего выхода флуоресцентного излучения	600
<i>Сахоненков С.С., Филатова Е.О.</i> Влияние материала барьерного слоя на стабильность многослойных структур W/Be	602
<i>Сивков В.Н., Петрова О.В., Обьедков А.М., Каверин Б.С., Вилков И.В., Сивков Д.В., Бакина К.А., Скандаков Р.Н., Некипелов С.В.</i> Идентификация связи $\text{Cu} - \text{O} - \text{C}$ в нанокompозите Cu/MWCNTs методами XPS и NEXAFS спектроскопии	604
<i>Сивков Д.В., Петрова О.В., Некипелов С.В., Виноградов А.С., Скандаков Р.Н., Бакина К.А., Исаенко С.И., Обьедков А.М., Каверин Б.С., Сивков В.Н.</i> Формирование наноразмерных замкнутых графеновых поверхностей при горячем изостатическом прессовании фуллерита C_{60}	606
<i>Смертин Р.М., Зуев С.Ю., Полковников В.Н., Чхало Н.И.</i> Изучение влияния барьерных слоев на межслоевую шероховатость в многослойных зеркалах Ru/Be	608
<i>Соломонов А.В., Каратаев А.В., Гайсин А.У., Филатова Е.О.</i> Влияние барьерного слоя на термическую стабильность и окисление Mo/Be многослойных рентгеновских зеркал	610
<i>Торопов М.Н., Ерхова Н.Ф., Зуев С.Ю., Кузин С.В., Лобода И.П., Лопатин А.Я., Малышев И.В., Михайленко М.С., Пестов А.Е., Плешков Р.С., Полковников В.Н., Цыбин Н.Н., Чернышов А.К., Чхало Н.И.</i> Изготовление и характеристика оптических элементов для солнечного телескопа ВУФ диапазона для наноспутников	612
<i>Торопов М.Н., Малышев И.В., Чхало Н.И.</i> Высокоточный корректор волнового фронта для изучения выпуклых поверхностей	614
<i>Фатеева Е.С., Сахоненков С.С., Филатова Е.О.</i> Влияние включения примеси азота на строение межслоевой области структуры Sr/Sc	616
<i>Филатова Е.О.</i> Рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия многослойных структур: физика и химия формирования межслоевых областей	618
<i>Чернышев А.К., Михайленко М.С., Зорина М.В., Пестов А.Е., Чхало Н.И., Салащенко Н.Н.</i> Коэффициент распыления монокристаллического кремния, модели	620
<i>Чернышев А.К., Пестов А.Е., Михайленко М.С., Чхало Н.И., Торопов М.Н., Малышев И.В.</i> Модернизация программы коррекции локальных ошибок формы малоразмерным ионным пучком “PMS”	622
<i>Чхало Н.И., Ахсаханян А.А., Зорина М.В., Торопов М.Н.</i> Методика получения высокоточных кремниевых подложек для синхротронных применений	624
<i>Чхало Н.И., Гарахин С.А., Малышев И.В., Полковников В.Н., Торопов М.Н., Уласевич Б.А., Ракишун Я.В., Чернов В.А., Долбня И.П., Ращенко С.В.</i> Проект двухзеркального монохроматора на диапазон энергий фотонов 8–36 кэВ для синхротрона СКИФ	626
<i>Чхало Н.И., Салащенко Н.Н.</i> Современное состояние и перспективы развития рентгеновской литографии	628
<i>Юнин П.А., Назаров А.А., Потанина Е.А.</i> Применение метода GIXRD для диагностики нарушенных слоев в керамиках, подвергнутых ионному облучению	630

НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Материалы XXVI Международного симпозиума

Нижний Новгород, 14–17 марта 2022 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. 75,2. Заказ № 609.

Подготовка электронной версии: *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