

# **НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА**

**Труды XXVII Международного симпозиума**

*13–16 марта 2023 г., Нижний Новгород*

## ***Том 1***

*Секция 1*

Сверхпроводящие наносистемы

*Секция 2*

Магнитные наноструктуры

*Секция 4*

Измерения и технологии атомарного и нанометрового масштаба на основе зондовых, электронно-лучевых и ионно-лучевых методов

*Секция 6*

Твердотельная элементная база квантовых технологий

Нижний Новгород  
ИПФ РАН  
2023

УДК 538.9(063)  
ББК 22.37я431  
32.844.2я431  
Н-25

Н-25 В 2 томах. Том 1-й. — Нижний Новгород : ИПФ РАН, 2023. — 496 с.  
ISBN 978-5-8048-0120-6

#### 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 программного комитета

С. В. Гапонов, академик РАН, ИФМ РАН, Нижний Новгород;  
З. Ф. Красильник, чл.-корр. РАН, ИФМ РАН, Нижний Новгород.

#### Учёный секретарь Симпозиума

Д. А. Татарский, к.ф.-м.н., ИФМ РАН, Нижний Новгород

#### Программный комитет

А. Ю. Аладышкин, д.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 им. М. В. Ломоносова, 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, Нижний 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. Зайцев-Зотов, д.ф.-м.н.	ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва
С. В. Иванов, д.ф.-м.н.	ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
Е. Л. Ивченко, чл.-корр. РАН	ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
В. В. Кведер, академик РАН	ИФТТ РАН, Черногловка
И. В. Кукушкин, академик РАН	ИФТТ РАН, Черногловка
В. Д. Кулаковский, академик РАН	ИФТТ РАН, Черногловка
А. В. Латышев, академик РАН	ИФП СО РАН им. А. В. Ржанова, Новосибирск
А. С. Мельников, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
М. А. Мильяев, д.ф.-м.н.	ИФП УрО РАН им. М. Н. Михеева, Екатеринбург
В. Л. Миронов, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
С. А. Никитов, чл.-корр. РАН	ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва
А. В. Новиков, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
Д. В. Рощупкин, д.ф.-м.н.	ИПТМ РАН, Черногловка
В. В. Рязанов, д.ф.-м.н.	ИФТТ РАН, Черногловка
А. В. Садовников, к.ф.-м.н.	СГУ им. Н. Г. Чернышевского, Саратов
Н. Н. Салашенко, чл.-корр. РАН	ИФМ РАН, Нижний Новгород
М. В. Сапожников, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
А. А. Саранин, чл.-корр. РАН	ИАПУ ДВО РАН, Владивосток
Ю. А. Филимонов, д.ф.-м.н.	Саратовский филиал ИРЭ РАН, Саратов
А. А. Фраерман, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
Д. Р. Хохлов, чл.-корр. РАН	МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва
А. В. Чаплик, академик РАН	ИФП СО РАН им. А. В. Ржанова, Новосибирск
Н. И. Чхало, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
Т. В. Шубина, д.ф.-м.н.	ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

#### Организационный комитет

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

ISBN 978-5-8048-0120-6

ББК 22.37я431  
32.844.2я431  
© ИПФ РАН, 2023  
© ИФМ РАН, 2023

## СПОНСОРЫ СИМПОЗИУМА



Группа компаний НТ-МДТ Спектрум Инструментс, [ntmdt-si.ru](http://ntmdt-si.ru)



АО «Завод ПРОТОН», [microscopy.su](http://microscopy.su)



ООО «Экситон Аналитик», [exiton-analytic.ru](http://exiton-analytic.ru)



ООО «Сигм плюс инжиниринг», [massflow.ru](http://massflow.ru)



ООО «Мелитэк тестинг», [melytec-testing.ru](http://melytec-testing.ru)

# Криоприбор

ООО «Криогенные приборы», cryopribor.ru



АО ОПТЭК, optec.ru



АО «Научное и технологическое оборудование», semiteq.ru



ООО «АКА-ЛОДЖИК», nanoafm.ru

## "НАУКА"

Центр Технического Сопровождения

ЦТС «Наука», nauka-shop.ru



ООО «Адватекс», advatex.ru

## СЕКЦИЯ 1

---

# **Сверхпроводящие наносистемы**



# Связанные пары «магнитный скирмион — сверхпроводящий вихрь» в тонких бислоях

S. Apostoloff<sup>1,2,\*</sup>, Е. С. Андрияхина<sup>3,1</sup>, П. А. Воробьев<sup>4</sup>, О. А. Третьяков<sup>4</sup>,  
И. С. Бурмистров<sup>1,2,\*\*</sup>

<sup>1</sup> Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, пр. Ак. Семенова, 1А, Черноголовка, 142432, Россия

<sup>2</sup> Международная лаборатория физики конденсированного состояния, Национальный исследовательский университет Высшая школа экономики, ул. Старая Басманная, 21/4, Москва, 101000, Россия

<sup>3</sup> Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), пер. Институтский, 9, Долгопрудный, 141701, Россия

<sup>4</sup> School of Physics, The University of New South Wales, Sydney, 2052, Australia.

\* ssapostoloff@yandex.com, \*\* burmi@itp.ac.ru

Теоретически исследованы стабильные состояния скирмиона неелевского типа в поле рассеяния пирловского вихря в тонких гетероструктурах сверхпроводник — ферромагнетик. При определенных параметрах структуры центр скирмиона может располагаться на некотором расстоянии от центра вихря. Обнаружено, что с увеличением эффективной силы вихря это расстояние уменьшается, а при достижении некоторого критического значения — в стабильном состоянии — скирмион оказывается соосным с вихрем. При достаточно больших значениях эффективной силы вихря скирмионы в таких соосных парах существенно отличаются от свободных скирмионов: они могут изменить свои киральность и/или радиус.

## Введение

В последнее время внимание исследователей привлекают топологически нетривиальные магнитные структуры, возникающие в двуслойных системах на основе тонких пленок сверхпроводника и ферромагнетика [1]. Скирмионы и сверхпроводящие вихри могут образовывать связанные пары в таких гетероструктурах благодаря сочетанию спин-орбитального взаимодействия и эффекта близости.

В недавней работе [2] было теоретически показано, что неелевский магнитный скирмион и сверхпроводящий пирловский вихрь, в зависимости от параметров системы, могут располагаться как строго друг над другом, так и на конечном расстоянии между их центрами, порядка характерного размера скирмиона. Между тем анализ в работе [2] был ограничен главным порядком теории возмущений по величине магнитного поля вихря, и, кроме того, профиль скирмиона определялся модельными выражениям.

В настоящей работе мы изучаем более детально связанные состояния «магнитный скирмион — сверхпроводящий вихрь». Выходя за рамки теории возмущений, мы определяем профиль скирмиона, который стабилизируется в ферромагнитной пленке за счет взаимодействия Дзялошинского — Морри (ВДМ) и влияния магнитного поля вихря в пленке сверхпроводника. Показано, что в пределе, когда пирловская длина,  $\lambda = \lambda_l^2/d_s$ , велика в сравнении с размером скирмиона, связанное состояние определяется всего двумя безразмерными параметрами:

$\gamma = (l_w/\lambda)(M_s\varphi_0/8\pi A)$  — эффективная сила магнитного поля вихря;

$\varepsilon = D/2\sqrt{AK}$  — эффективная величина ВДМ. Тут  $M_s$  обозначает величину намагниченности насыщения,  $A$ ,  $K$  и  $D$  — коэффициенты, отвечающие энергиям обмена, анизотропии и ВДМ соответственно,  $\varphi_0$  — квант магнитного потока,  $l_w = \sqrt{A/K}$  — пространственный размер доменной стенки,  $\lambda_l$  — лондоновская глубина проникновения, а  $d_s$  — толщина сверхпроводящего слоя.

## Смещение скирмиона

Установлено, что в согласии с результатами работы [2], при малой величине поля вихря,  $\gamma \rightarrow 0$ , для всех значений  $\varepsilon < 0.49$ , центры скирмиона и вихря, образующих связанную пару, расположены на конечном расстоянии  $a = a_0$ . Однако при увеличении  $\gamma$  отталкивание между скирмионом и вихрем подавляется, а расстояние  $a_0$  между их центрами уменьшается. При превышении некоторого критического значения,  $\gamma > \gamma_{cr}(\varepsilon)$ , состояние, когда скирмион и вихрь соосны,  $a = 0$ , становится более энергетически выгодным [3]. На рис. 1 представлена зависимость расстояния  $a_0$  между центрами скирмиона и вихря от  $\varepsilon$  для  $\gamma$  в интервале от 0 до 0.3, полученная с помощью микромагнитного моделирования. Для каждого значения  $\varepsilon$  расстояние  $a_0$  меняется от значения  $a_0(\gamma \rightarrow 0)$  до  $a_0(\gamma_{cr})$ . Закрашенные области показывают соответствующие значения  $\gamma$ , см. цветовую шкалу.

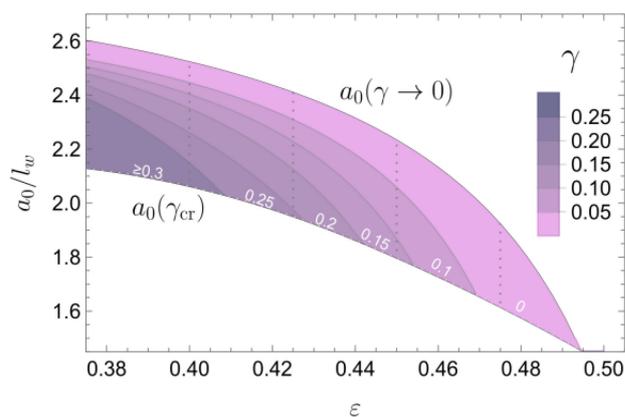
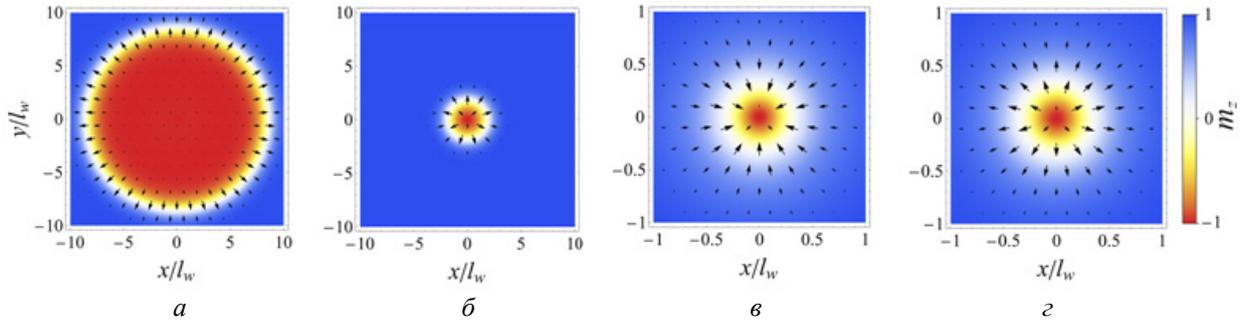


Рис. 1. Расстояние между центрами скирмиона и вихря в зависимости от  $\varepsilon$  — эффективной величины ВДМ

## Соосные пары «скирмион — вихрь»

В работе [4] детально изучены связанные пары соосных скирмиона и вихря. На рис. 2 представлены распределения намагниченности для связанных пар



**Рис. 2.** Распределение намагниченности в ферромагнитном слое для трех связанных соосных пар «скирмион — вихрь» (*a*, *б*, *в*), а также для состояния свободного скирмиона (*г*) при  $\varepsilon = 0.3$  и  $\gamma = 0.522$

(*a*, *б*, *в*) и для свободного скирмиона (*г*) при  $\varepsilon = 0.3$  и  $\gamma = 0.522$ . Проекция на плоскость показана черными стрелками, а нормальная проекция  $m_z$  — градиентом цвета. Укажем на основные особенности.

Во-первых, в отличие от свободного скирмиона (рис. 2, *г*), киральность которого определяется знаком  $\varepsilon$ , то есть ВДМ, взаимодействие с вихрем дает возможность существования скирмионов обеих киральностей (положительной на рис. 2, *a*, *б* и отрицательной на рис. 2, *в*).

Во-вторых, для некоторых значений  $\varepsilon > 0$  и  $\gamma > 0$  существует два возможных связанных состояния для скирмиона положительной киральности, которые отличаются радиусом скирмиона (рис. 2, *a*, *б*). Другими словами, при одном и том же наборе параметров гетероструктуры, в зависимости от начального распределения намагниченности в ферромагнетике, может возникнуть до трех различных связанных пар «скирмион — вихрь», где один скирмион имеет отрицательную киральность, а два других — различные радиусы и положительную киральность.

### Заключение

В работе теоретически изучены связанные пары «неелевский скирмион — пирловский вихрь» в гетероструктурах на основе тонких пленок сверхпроводника и ферромагнетика. Показано, что центры скирмиона и вихря в такой паре могут быть как распо-

жены строго друг над другом, так и разнесены на некоторое расстояние, в зависимости от параметров гетероструктуры, причем увеличение эффективной силы вихря приводит к подавлению отталкивания. Обнаружено, что соосный вихрю скирмион может существенно отличаться от свободного скирмиона как размером, так и киральностью.

Отметим, что было бы интересно обобщить полученные результаты на случай скирмионов и вихрей в условиях ограниченной геометрии, на скирмион-вихревые решетки и на такие магнитные возмущения, как антискирмионы, бимероны и т.п.

### Финансирование

*Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 21-42-04410.*

### Литература

1. O. Zlotnikov, M. S. Shustin, A. D. Fedoseev // *J. Supercond. Nov. Magn.*, **34**, 3053 (2021).
2. E. S. Andriyakhina, I. S. Burmistrov // *Phys. Rev. B* **103**, 174519 (2021).
3. Е. С. Андрияхина, С. Апостолюфф, И. С. Бурмистров // *Письма в ЖЭТФ*, **116**, 801 (2022).
4. S. S. Apostoloff, E. S. Andriyakhina, P. A. Vorobyev *et al.* // arXiv:2212.08351

# Влияние локального кулоновского взаимодействия на майорановские угловые моды: пределы слабых и сильных корреляций

С. В. Аксенов\*, А. Д. Федосеев, М. С. Шустин, А. О. Злотников

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Академгородок, 50/38, Красноярск, 660036.  
\*asv86@iph.krasn.ru

Исследовано влияние локального кулоновского взаимодействия на фазу топологической сверхпроводимости высокого порядка на примере двумерного топологического изолятора квадратной формы с наведенным путем эффекта близости  $s_{\pm}$ -сверхпроводящим спариванием. Рассмотрены пределы слабых и сильных корреляций.

## Введение

Принимая во внимание продолжающиеся попытки использовать майорановские моды для реализации квантовых вычислений, заметим, что их 2D «угловая разновидность», майорановские угловые моды (МУМ), имеет естественное преимущество перед майорановскими модами, реализующимися в 1D системах. Во-первых, они отделены энергетической щелью как от объемных, так и от краевых возбуждений, и, во-вторых, существование в двух измерениях облегчает реализацию схем брейдинга (т. е. операций, выполняемых над волновой функцией топологического кубита с целью управления квантовой информацией).

Несмотря на то что с момента публикации первой работы в 2017 г. [1] было предложено большое число моделей топологических сверхпроводников высокого порядка (ТСВП), на практике они до сих пор не реализованы. Это вынуждает искать возможные препятствия, стоящие на пути обнаружения МУМ. В данном исследовании мы анализируем одну из наиболее важных проблем, которая может повлиять на фазу ТСВП, а именно локальное кулоновское (или хаббардовское) отталкивание [2]. Эта проблема в контексте топологически нетривиальных угловых мод в настоящее время является слабо изученной.

## Описание модели

В докладе представлены результаты аналитического и численного исследования одной из стандартных моделей ТСВП, описывающей 2D-топологический изолятор квадратной формы с наведенным путем эффекта близости  $s_{\pm}$ -сверхпроводящим спариванием [3]. В приближении сильной связи его гамильтониан имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}
 H_0 = & \sum_{f\eta\sigma} (\eta\Delta\varepsilon - \mu) c_{f\eta\sigma}^{\dagger} c_{f\eta\sigma} \\
 & + \sum_{\eta} \eta \left( \sum_{\langle fm \rangle_{x,\sigma}} t_x + \sum_{\langle fm \rangle_{y,\sigma}} t_y + \sum_{\langle fm \rangle_{z,\sigma}} t_z \right) c_{f\eta\sigma}^{\dagger} c_{m\eta\sigma} \\
 & + i\alpha \sum_{\langle fm \rangle} [\hat{\tau}^{\alpha\beta}, e_{fm}]_z \partial_x^{\nu\eta} c_{f\nu\alpha}^{\dagger} c_{m\eta\beta} \\
 & + \left( \Delta_x \sum_{\langle fm \rangle_{x,\eta}} + \Delta_y \sum_{\langle fm \rangle_{y,\eta}} \right) c_{f\eta\uparrow}^{\dagger} c_{m\eta\downarrow}^{\dagger} \\
 & + \Delta_0 \sum_{f\eta} c_{f\eta\uparrow}^{\dagger} c_{f\eta\downarrow}^{\dagger} + h.c.,
 \end{aligned} \tag{1}$$

где оператор  $c_{f\eta\sigma}$  уничтожает электрон со спином  $\sigma$  на  $\eta$ -й орбитали  $f$ -го узла квадратной решетки;  $\Delta\varepsilon$ — разность одноузельных энергий электронов на противоположных орбиталях;  $\mu$ — химический потенциал;  $t_{x,y} (t_z)$ — внутриорбитальный параметр перескока частицы между ближайшими (следующими за ближайшими) узлами решетки;  $\alpha$ — интенсивность межорбитального взаимодействия Рашба;  $e_{fm}$ — единичный вектор в направлении от узла  $m$  к узлу  $f$ ;  $\Delta_0 (\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z = \Delta_0)$ — интенсивность внутриорбитального одноузельного (межузельного) синглетного сверхпроводящего спаривания. Матрицы Паули  $\hat{\sigma}_n$  и  $\hat{\tau}_n$  ( $n=x, y, z$ ) действуют в орбитальном и спиновом подпространствах соответственно.

Целью данной работы является анализ влияния локального внутриорбитального кулоновского отталкивания на топологические свойства и угловые возбуждения модели (1) как в пределе слабых, так и в пределе сильных корреляций. Гамильтониан, описывающий многочастичные взаимодействия, имеет хаббардовский вид

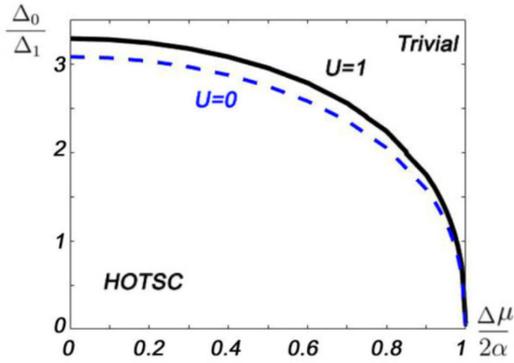
$$H_U = \sum_{f\eta} U n_{f\eta\uparrow} n_{f\eta\downarrow}, \tag{2}$$

где  $U$ — интенсивность отталкивания электронов, которая предполагается одинаковой на обеих орбиталях.

## Результаты и обсуждение

Режим слабого взаимодействия изучался в рамках среднеполевого описания, когда полный гамильтониан,  $H = H_0 + H_U$ , приводится к квадратичной форме, диагонализация которой осуществляется с помощью преобразования Боголюбова. Численно показано, что в данном случае кулоновское взаимодействие проявляется только в модификации разницы одноузельных энергий  $\Delta\varepsilon$  и подавлении локального синглетного сверхпроводящего взаимодействия  $\Delta_0$ . Пользуясь критерием смены знака дираковской массы, мы обнаружили, что в однородном случае, когда нормальные и аномальные корреляторы не зависят от пространственной координаты, такие поправки приводят к расширению топологической фазы высокого порядка (см. фазу HOTSC на рис.1).

Когда самосогласованное решение учитывает границы системы, традиционный топологический анализ неприменим, поскольку корреляторы становятся пространственно неоднородными. Между тем угловые возбуждения в этом случае сохраняются. При этом если амплитуда кулоновского отталкивания



**Рис. 1.** Топологическая фазовая диаграмма двумерного топологического изолятора квадратной формы с расширенным  $s$ -волновым сверхпроводящим спариванием при  $U = 0$  (область под штриховой кривой — нетривиальная фаза) и при  $U = 1$  (область под сплошной кривой — нетривиальная фаза).  $\Delta\mu = \mu - \mu_{if}$  — химический потенциал, отсчитываемый от уровня половинного заполнения

меньше критического значения, энергии угловых возбуждений определяются эффектами гибридизации из-за конечных размеров системы. В этом случае электронная плотность не зависит от проекции спина и обладает  $C_4$ -симметрией. Если кулоновское отталкивание больше критического значения, то в системе возникает спонтанное нарушение симметрии и энергия углового возбуждения зависит от  $U$  согласно квадратичному закону. Концентрации электронов для разных проекций спина имеют  $C_2$ -симметрию и отличаются именно в углах системы. Обнару-

женный кроссовер является размерным эффектом, возникая при меньшем  $U$  для системы большего размера.

Продемонстрирована возможность реализации МУМ в пределе бесконечно сильного отталкивания. При этом границы топологически нетривиальной фазы становятся сильно ренормированными в результате хаббардовских поправок. В режиме сильного, но конечного кулоновского отталкивания получен эффективный гамильтониан ТСВП. На основании его структуры делается вывод, что изучение топологических свойств в этой ситуации требует учета магнитного упорядочения, межузельного отталкивания,  $s$ - и  $p$ -волновых аномальных спариваний, анизотропных перескоков, а также трехцентровых и кинематических взаимодействий.

### Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 22-22-20076, Красноярского краевого фонда науки.

### Литература

1. J. Langbehn, Y. Peng, L. Trifunovic *et al.* // *Phys. Rev. Lett.*, **119**, 246401 (2017).
2. S. V. Aksenov, A. D. Fedoseev, M. S. Shustin, A. O. Zlotnikov // *arxiv:2212.02844* (2022).
3. Q. Wang, C.-C. Liu, Y.-M. Lu, F. Zhang // *Phys. Rev. Lett.*, **121**, 186801 (2018).

# Транспортные свойства гетероструктур на базе электроактивного полимера

К. Ю. Арутюнов<sup>1,2,\*</sup>, С. Д. Монова<sup>1</sup>, П. В. Панарина<sup>1</sup>, Е. Ф. Позднякова<sup>1</sup>, Д. Э. Цой<sup>1</sup>, А. Р. Юсупов<sup>3</sup>, Д. Д. Карамов<sup>4</sup>, А. Н. Лачинов<sup>3,4</sup>

1 Национальный исследовательский университет Высшая школа экономики, Москва, 101000

2 Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН, Москва, 119334

3 Башкирский государственный педагогический университет, Уфа, 450008

4 Институт физики молекул и кристаллов РАН, Уфа, 450054

\* karutyunov@hse.ru

Полидифениленфталид (ПДФ) относится к классу органических диэлектриков, которые при приложении внешнего электростатического поля и/или механического напряжения проявляют электропроводящие свойства. В настоящей работе экспериментально исследовались транспортные характеристики тонкопленочных слоистых гетероструктур свинец — ПДФ в широком температурном диапазоне. При температурах ниже  $\sim 8$  К в ряде образцов наблюдаются особенности, которые могут быть объяснены эффектом наведенной сверхпроводимости в тонкой пленке проводящего полимера, находящегося в контакте с массивным сверхпроводником (свинец). Эффект возникновения электрической сверхпроводимости в электроактивном органическом материале требует дальнейших исследований и потенциально представляет существенный интерес для различных приложений в области практической микро- и нанoeлектроники.

## Введение

Большинство полимеров можно отнести к органическим диэлектрикам. Полимеры с сопряженными  $\pi$ -связями, которые обеспечивают делокализацию электронов, проявляют электропроводность в основном состоянии системы. Сравнительно недавно было обнаружено, что конечный электрический ток может проходить и через несопряженные полимеры. В основном состоянии они являются широкозонными диэлектриками, но могут проявлять высокую электропроводность под влиянием таких внешних параметров, как механическое напряжение и/или электрическое поле [1]. Эффект интерпретируется как стимулирование металлического состояния [2]. В настоящей работе в качестве объекта исследования был выбран полидифениленфталид (ПДФ), являющийся представительным электроактивным полимером, демонстрирующим наведенную электрическую проводимость. Недавно было обнаружено, что тонкие пленки ПДФ в контакте со сверхпроводником проявляют признаки сверхпроводимости, что интерпретируется как проявление эффекта близости (proximity effect) [3, 4]. Целью настоящей работы является сравнительный анализ экспериментальных данных, полученных на структурах на базе ПДФ различных геометрий.

## Результаты

Слоистые гетероструктуры Pb-PDP-Pb были изготовлены в перчаточном боксе в атмосфере азота с минимальным содержанием влаги и кислорода без выдержки в комнатной атмосфере между циклами формирования различных слоев. В качестве подложек использовалось стекло или окисленный кремний. Структуры в конфигурации «сэндвич» представляли собой две взаимно перпендикулярные свинцовые полоски шириной  $\sim 1$  мм, между которыми была «зажата» полимерная пленка ПДФ (рис. 1, вставка). Структуры в конфигурации «полевой транзистор» представляли собой свинцовую полоску шириной  $\sim 1$  мм («затвор транзистора») с нанесенным поверх слоем полимера. «Сток» и «исток» транзистора также изго-

товлялись из тонкопленочного свинца, но так, чтобы исключить возможность короток между любыми из трех электродов через толщину полимера. Свинец был выбран как достаточно легкоплавкий металл, обладающий сверхпроводящими свойствами. Формирование тонкопленочных свинцовых электродов толщиной от 50 нм до 200 нм осуществлялось термическим испарением в вакууме. Типичная зависимость сопротивления от температуры  $R(T)$  для структуры Pb-PDP-Pb в конфигурации «сэндвич» приведена на рис. 1.

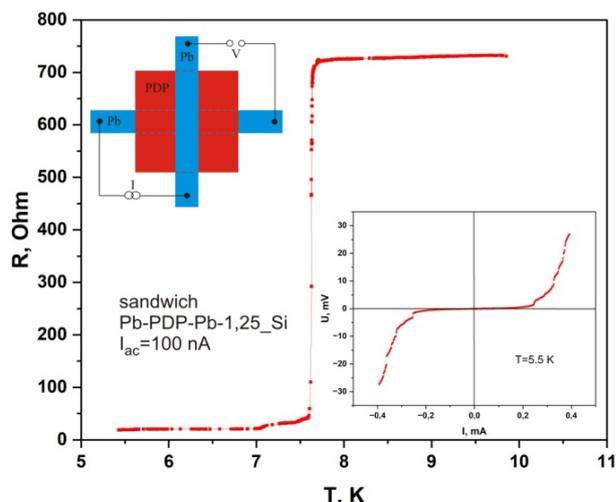


Рис. 1. Зависимость сопротивления от температуры для тонкопленочной слоистой структуры Pb-PDP-Pb в конфигурации «сэндвич» (левая вставка) в области сверхпроводящего перехода. На правой вставке приведена вольт-амперная характеристика при фиксированной температуре ниже критической

В широком температурном диапазоне система проявляет металлический ход сопротивления: уменьшение с понижением температуры и резкое падение до инструментального нуля ниже температуры сверхпроводящего перехода тонкопленочных свинцовых электродов  $\leq 8$  K. При фиксированной температуре ниже сверхпроводящего перехода вольт-амперные характеристики (ВАХ) демонстрируют типичную зависимость для сверхпроводника: нулевое

падение напряжения до некоего критического значения тока (рис. 1, правая вставка). Зависимости  $R(T)$  и  $V(I)$  позволяют сделать предположение, что в слоистой структуре Pb-PDP-Pb присутствуют сверхпроводящие корреляции. Аналогичные результаты были уже получены ранее [3, 4] и интерпретировались как проявление эффекта близости (proximity effect) в результате контакта со сверхпроводником (свинец). Следует обратить внимание, что на ВАХ в субкритической области токов (рис. 1, правая вставка) наблюдаются скачки напряжения. Такие ступеньки часто являются атрибутом квазиодномерной сверхпроводимости и связываются с индуцированным током резистивным состоянием за счет возникновения центров проскальзывания фазы [5]. Открытым остается вопрос о природе возникновения квазиодномерной сверхпроводимости в сэндвичах Pb-PDP-Pb. Тривиальное объяснение за счет возникновения «проколов» или металлических «дендритов» не подтверждается микроскопическим анализом сколов структур [3, 4]. Другим объяснением может быть сама природа возникновения электропроводящего состояния в ПДФ путем «шнурования» тока: формирование квазиодномерных каналов с высокой электрической проводимостью [2]. Для проверки этой гипотезы были изготовлены структуры в конфигурации, где сверхпроводящие «сток» и «исток» разнесены друг от друга и от нижнего электрода («затвора») на макроскопические расстояния порядка долей мм, что позволяет полностью исключить сценарий с образованием металлических короток. К сожалению, измерения транспортных  $R(T)$  и  $V(I)$  характеристик в таких системах не дали однозначного результата. Приложение электростатического потенциала от  $-10$  В до  $+10$  В на нижний электрод («затвор») не меняло исключительно высокого электрического сопротивления полимерной пленки, которое составляло не менее  $10^{11}$  Ом при расстоянии между «стоком» и «истоком» порядка 1 мм. Формально можно утверждать, что в плоскости

полимера его матрица находится в диэлектрическом состоянии. Если проводящие домены и возникают («токовые шнуры» или тривиальные дендриты), то они окружены массивом диэлектрика, и макроскопической электрической проводимости, регистрируемой в эксперименте, не наблюдается. Эффект возникновения электрической проводимости, и в частности сверхпроводимости в электроактивном органическом материале, требует дальнейших исследований и потенциально представляет существенный интерес для различных приложений в области практической микро- и нанoeлектроники.

### Финансирование

*Работа поддерживалась программой сотрудничества «Зеркальные лаборатории» Национального исследовательского университета Высшая школа экономики и Башкирского государственного педагогического университета им. М. В. Акмуллы.*

### Литература

1. A. N. Lachinov, V. M. Kornilov, T. G. Zagurenko, and A. Yu. Zherebov // Journal of Experimental and Theoretical Physics, 102(4), 640 (2006).
2. A. N. Lachinov, N. V. Vorob'eva, // Physics – Uspekhi, 49(12), 1238 (2006).
3. К. Ю. Арутюнов, К. А. Беляев, В. В. Артемов, А. Л. Васильев, А. Р. Юсупов, Д. Д. Карамов, А. Н. Лачинов // Физика твердого тела, 65(1), 151 (2023).
4. K. Yu. Arutyunov, V.V. Artemov, A. L. Vasiliev, A. R. Yusupov, D. D. Karamov, A. N. Lachinov, Beilstein J. // Nanotechnology, 13, 1551, (2022).
5. R. Tidecks, Current Induced Nonequilibrium Phenomena in Quasi-One-Dimensional Superconductors (Springer, New York, 1990).

# Эффект когерентного квантового проскальзывания фазы

О. В. Астафьев

Сколковский институт науки и технологий, Большой бульвар, д. 30, стр.1, Москва, 121205  
 Московский физико-технический институт, Институтский пер., д. 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701  
 o.astafiev@skoltech.ru

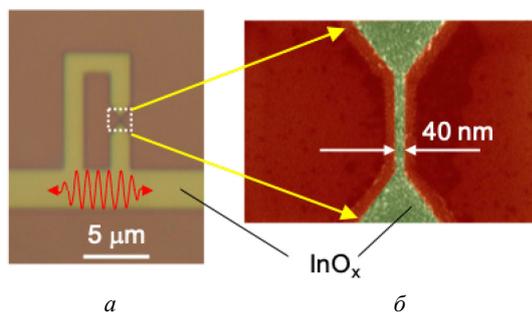
Эффект когерентного проскальзывания фазы в сверхпроводниковых нанопроволочках представляет собой фундаментальное явление сверхпроводимости. Физически — это туннелирование квантов магнитного потока через туннельный барьер, сформированный сверхпроводниковой нанопроволочкой. В течении последних десяти лет удалось экспериментально продемонстрировать ряд эффектов на основе квантового проскальзывания фазы в нанопроволочках. Одно из последних достижений — демонстрация нестационарного эффекта когерентного квантового проскальзывания фазы. Помимо большого фундаментального значения, этот эффект очень важен для квантовой метрологии.

## Введение

Эффект когерентного квантового проскальзывания фазы (ККПФ) (CQPS: Coherent Quantum Phase Slip) — фундаментальный эффект физики. Он представляет собой туннелирование квантов магнитного потока через сверхпроводящую нанопроволочку. Физически ККПФ дуален классическому джозефсоновскому эффекту, который, в свою очередь, является туннелированием куперовских пар (элементарного заряда сверхпроводимости) через потенциальный барьер тонкого слоя диэлектрика. Было показано, что на эффекте проскальзывания фазы под действием микроволнового излучения можно получить ступеньки, аналогичные по току в вольт-амперных характеристиках ступенькам по напряжению в нестационарном джозефсоновском эффекте. Теоретически такие ступеньки были впервые описаны ещё в 80-х годах в работе Константина Лихарева с коллегами [1].

## Кубиты на эффекте ККПФ

Впервые квантовое проскальзывание фазы в нанопроволочке было напрямую продемонстрировано в наших экспериментах посредством суперпозиции двух квантов магнитного потока в сверхпроводниковом колечке из тонкой плёнки аморфного  $\text{InO}_x$ . Сверхпроводящая нанопроволочка в колечке играла роль туннельного барьера для квантов магнитного потока [2]. На рис. 1 показана фотография первого кубита на проскальзывании фазы.



**Рис. 1.** Изображения ККПФ кубита из тонкой плёнки  $\text{InO}_x$ : *a* — колечко в оптическом микроскопе, *b* — нанопроволочка в электронном микроскопе с искусственной расцветкой. Колечко вставлено в копланарный резонатор (полоска снизу на *a*), что позволяет проводить спектральные измерения уровней кубита методом дисперсионного считывания

Колечко из тонкой плёнки  $\text{InO}_x$  было интегрировано в копланарный резонатор, центральный провод-

ник которого выполнен из той же плёнки (рис. 1, *a*). Эффективно колечко связано с резонатором через взаимную индуктивность. Измерения (спектроскопия уровней системы) производились через резонатор методом дисперсионного считывания.

Спектральные линии кубита в зависимости от внешнего магнитного потока  $\Phi_{ext}$ , проникающего через колечко, показаны на рис. 2. Важно, что частота спектральной линии кубита в минимальной точке ( $f_{min}$ ) не достигает нуля и соответствует конечной туннельной энергии  $E_S = hf_{min}$  ( $h$  — постоянная Планка), т. е. энергии проскальзывания фазы. Гамильтониан такой квантовой системы может быть записан в общем виде как

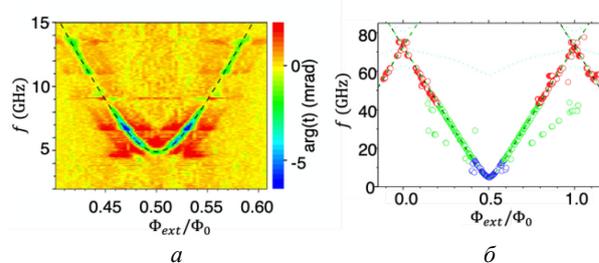
$$H = \sum_N E_N |N\rangle\langle N| - \frac{E_S}{2} (|N\rangle\langle N+1| + |N+1\rangle\langle N|), \quad (1)$$

где  $N$  — число квантов потока  $\Phi_0 = h/2e$  в колечке,  $E_N = (N\Phi_0 - \Phi_{ext})^2/2L$  — энергия состояния  $N$  в магнитном поле с потоком  $\Phi_{ext}$ , проникающим через колечко с индуктивностью  $L$ . В случае, когда магнитная энергия  $E_L = \Phi_0^2/2L$  намного больше  $E_S$  вблизи точки вырождения, например,  $\Phi_{ext} \sim \Phi_0/2$ , система может быть описана в приближении двух ближайших потоковыми состояниями  $|0\rangle$  и  $|1\rangle$ . Гамильтониан (1) упрощается до

$$H = -\frac{\varepsilon}{2}\sigma_z - \frac{E_S}{2}\sigma_x \quad (2)$$

в потоковом базисе, где  $\sigma_z = |0\rangle\langle 0| - |1\rangle\langle 1|$  и  $\sigma_x = |0\rangle\langle 1| + |1\rangle\langle 0|$ ,  $\varepsilon = \left(\frac{\Phi_0}{2} - \Phi_{ext}\right) \frac{\Phi_0}{L}$ .

Энергия расщепления такого кубита описывается уравнением  $\Delta E = \sqrt{\varepsilon^2 + E_S^2}$ , что показано на рис. 2 пунктирными линиями.



**Рис. 2.** Спектры кубита: *a* — в узком диапазоне частот, *b* — в широком диапазоне

В дальнейшем кубиты на эффекте ККПФ были реализованы в тонких плёнках  $\text{TiN}$ ,  $\text{NbN}$ . Это указы-

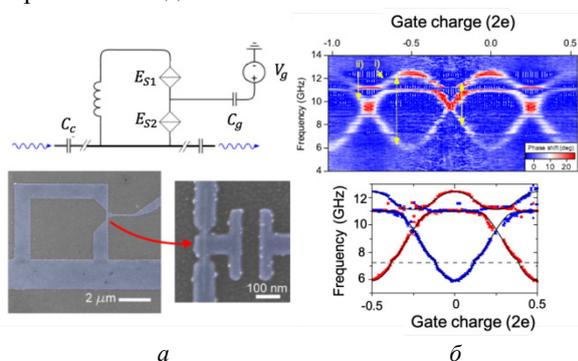
вает на независимость эффекта от каких-либо уникальных свойств, только  $\text{InO}_x$  и говорит о его универсальности и фундаментальности [3, 4]. Все плёнки, в которых удалось показать суперпозицию квантов магнитного потока, имеют большое сопротивление в нормальном состоянии, превышающее 1 кОм на квадрат, и относятся к классу сильно неупорядоченных материалов.

### Квантовая интерференция амплитуд проскальзывания фаз: ЗКВИД

Следующим этапным экспериментом была демонстрация интерференции двух туннельных амплитуд проскальзывания фаз. Устройство для такой демонстрации представляет собой дуальный аналог СКВИДа, но смещение осуществляется наведённым зарядом вместо магнитного потока [5]. На рис. 3, *a* показан кубит, состоящий из колечка с двумя сужениями (ККПФ-переходами) и островом между ними. Две туннельные амплитуды магнитного потока через сужения  $E_{S1}$  и  $E_{S2}$  складываются с фазой, которая определяется наведённым зарядом  $q = V_g C_g$  на острове:

$$E_S = |E_{S1} + E_{S2} e^{i \frac{q}{2e}}|, \quad (3)$$

где  $V_g$  — напряжение на затворе, а  $C_a$  — ёмкость между затвором и островом, как показано на рис. 3, *a*. Это приводит к негармоническим осцилляциям суммарной энергии  $E_S$  в зависимости от  $q$ . Энергия  $E_S$  детектировалась напрямую по спектроскопии в точке вырождения кубита. Наблюдались осцилляции  $E_S$  от наведённого заряда точно так же, как в СКВИД наблюдаются осцилляции суммарной джозефсоновской энергии от наведённого потока.



**Рис. 3.** Изображение кубита, полученное в электронный микроскоп (нижняя панель) (*a*). Колечко содержит остров с двумя сужениями. К острову подходит металлический затвор, который можно смещать напряжением  $V_g$  и контролировать наведённый заряд  $q$ . Сверху показана эквивалентная электрическая цепь. Спектральные линии в точке вырождения показывают зависимость  $E_S$  от  $q$  (*b*)

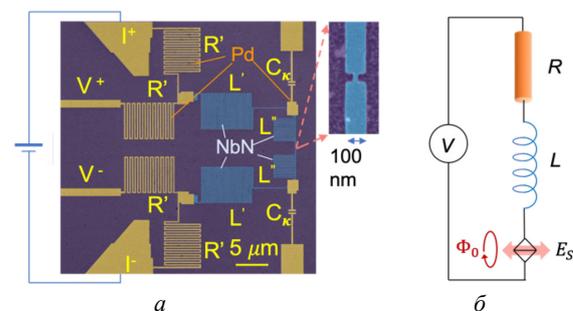
На рис. 3, *b* показана спектроскопия кубита в минимальной точке по энергии от магнитного потока (точка соответствует  $\Phi_{\text{ext}} = 0.5\Phi_0$  на рис. 2, *a*). Две спектроскопические линии сосуществуют сдвинутыми на полпериода (элементарный заряд  $e$ ) из-за квазичастиц, которые свободно проникают на остров через ККПФ-переход благодаря гальваническому контакту и, соответственно, сдвигают линию на целое число полупериодов осцилляций. Осцилляции на

рис. 3, *b* не достигают нуля, потому что амплитуды в эксперименте  $E_{S1}$  и  $E_{S2}$  не равны в силу технологической сложности изготовления одинаковых нанопроволочек. Такое устройство было названо ЗКВИД (CQUID — Charge Quantum Interference Device) (зарядовый квантовый интерферометр) по аналогии со СКВИД (SQUID).

### Нестационарный ККПФ-эффект

Особо важной вехой в изучении CQPS является демонстрация нестационарного эффекта ККПФ (AC CQPS) — дуального аналога нестационарного эффекта Джозефсона [6]. Последний проявляется в виде ступенек по напряжению — ступенек Шапиро в вольт-амперных характеристиках.

На рис. 4, *a* показано изображение устройства, полученное в сканирующем электронном микроскопе с искусственной расцветкой. Синим цветом показана структура из тонкой плёнки NbN в виде меандра. В центре находится сужение — нанопроволочка с примерными размерами  $20 \times 50$  нм (см. вставку на рис. 4, *a*). Упрощённая принципиальная электрическая схема приведена на рис. 4, *b*. Переход ККПФ подключается последовательно с большой индуктивностью и сопротивлением. Полная индуктивность в NbN-меандрах достигала 4,4 мкГн при размерах порядка 10 мкм. Маленькие размеры принципиально нужны, чтобы избежать емкостного шунтирования перехода. Это критически важно, чтобы не подавить проскальзывание фаз. СВЧ-сигнал подаётся по копланарным линиям (не показаны на фотографии) и подходит к переходу либо через ёмкости  $C_k$ , либо через токовые линии  $I^\pm$  в зависимости от частоты.



**Рис. 4.** Фотография структуры (*a*), полученная с помощью электронного микроскопа с искусственной расцветкой. Синим изображена плёнка NbN с тонкой проволочкой в центре ( $\sim 20 \times 50$  нм) — показана на вставке. Меандровые NbN-структуры формируют большую кинетическую индуктивность ( $2L' + 2L'' \approx 4,4$  мкГн); платиновые меандры (жёлтый цвет) формируют сопротивления ( $R' \approx 11,5$  кОм). Приведена упрощённая принципиальная электрическая схема устройства (*b*)

Без СВЧ-сигнала вольт-амперная характеристика показывает необычные для сверхпроводниковой структуры свойства: блокада тока (напоминающая кулоновскую блокаду в одноэлектронных транзисторах), которая характеризуется критическим напряжением  $V_c$ , аналогом критического тока  $I_c$  в эффекте Джозефсона. Напряжение внутри блокады вызвано когерентным током квантов магнитного потока через

барьер  $V = \Phi$  (схематично показано розовой стрелкой на рис. 4, б).

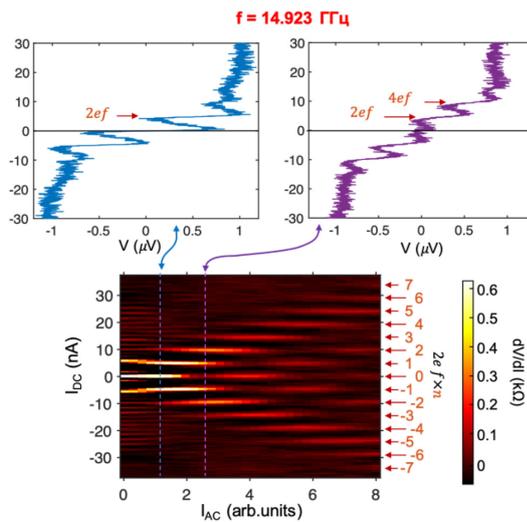
Гамильтониан системы, состоящей из ККПФ-элемента, смещённого постоянным и переменным токами ( $I_{DC}$  и  $I_{AC}$ ), представляется в виде

$$H = \sum_N E_N(t) |N\rangle \langle N| - \frac{E_S}{2} (|N\rangle \langle N+1| + |N+1\rangle \langle N|), \quad (4)$$

где  $E_N(t) = -N\Phi_0 I(t)$ , а  $I(t) = I_{DC} + I_{AC} \cos \omega t$ . В резонансе выполняется условие  $\Phi_0 I_{DC} = n\hbar\omega$ , где  $n$  — целое, что соответствует условию для наблюдения ступенек

$$I_{DC} = 2efn. \quad (5)$$

На рис. 5 представлены экспериментальные результаты. На двух верхних графиках изображены типичные ступеньки в вольт-амперных характеристиках под действием СВЧ-излучения. Нижняя панель демонстрирует двумерный график дифференциального сопротивления ( $dV/dI$ ) в широком диапазоне постоянного и переменного токов. В дифференциальном сопротивлении ступеньки выглядят как пики при постоянных токах  $I_{DC} = 2efn$ , амплитуды которых являются функцией переменного тока. А именно, пики осциллируют и определяются функциями Бесселя  $J_n^2(I_{AC})$  порядка  $n$  с затуханием. Частота излучения на графиках  $f = 14.923$  ГГц, что соответствует  $I_{DC} = n \times 4.775$  нА.

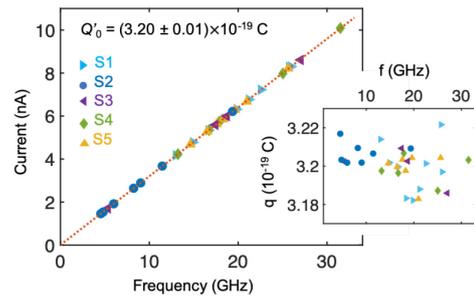


**Рис. 5.** Экспериментальное наблюдение нестационарного эффекта проскальзывания фазы. Верхние графики: ступеньки в вольт-амперных характеристиках при разных амплитудах переменного тока (значения  $I_{AC}$  показаны стрелками). Нижний рисунок — осцилляции в  $dV/dI$  как функция постоянного и переменного тока.

Высокая точность положения ступенек в соответствии с (5) от частоты была также подтверждена в эксперименте. На рис. 6 показаны положения токовых ступенек в зависимости от частоты в пяти различных образцах на различных частотах (каждый образец показан своим цветом и пронумерован S1–S5). Чтобы минимизировать приборные ошибки, измерительное оборудование специально калибровалось с помощью высокоточных устройств. Некоторые точки получены не по положению плато, а как положения пиков в дифференциальном сопротивлении.

Все точки лежат на прямой  $I_{DC} = Q_0 f$ , где  $Q_0 = (3.20 \pm 0.01) \times 10^{-19}$  С, что соответствует заряду куперовской пары  $2e$ . На вставке показаны те же точки, но в виде  $I_{DC}/f$ . Это впрямую показывает величины заряда и наглядно демонстрирует дисперсию точек.

Кроме большого фундаментального значения, нестационарный эффект когерентного квантового проскальзывания фазы имеет несомненную практическую важность для метрологии: он необходим для того, чтобы «замкнуть» метрологический треугольник квантовых стандартов электрических величин (напряжение — сопротивление — ток), из которых на сегодняшний день отсутствует только квантовый стандарт тока.



**Рис. 6.** Положение токовых ступенек в зависимости от частоты. Вставка — ток, нормированный на частоту

Наблюдение чётко выраженных токовых ступенек в сверхпроводниках (один из последних нереализованных базовых эффектов фундаментальной сверхпроводимости) до сих пор было труднодостижимым из-за отсутствия подходящих материалов и необычных требований к электрической схеме.

Мы экспериментально продемонстрировали токовые ступеньки (дуальные ступенькам Шапиро) в сверхпроводящей нанопроволочке. Ступеньки впрямую наблюдались вплоть до частоты 26 ГГц с соответствующими значениями тока 8,3 нА. Эта частота была ограничена только полосой пропускания в данном эксперименте. Подчеркнём, что одним из ключевых элементов в эксперименте является индуктивное окружение — компактная по размеру, но при этом большая по величине индуктивность.

## Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда №21-42-00025.

## Литература

1. K. K. Likharev, A. B. Zorin // *J. Low Temp. Phys.*, 59, 347–382 (1985).
2. O. V. Astafiev, L. B. Ioffe, S. Kafanov *et al.* // *Nature*, 484, no. 7394 (2012), 355–358.
3. J. T. Peltonen, O. V. Astafiev, Y. P. Korneeva *et al.* // *Phys. Rev. B*, 88, 220506 (2013).
4. J. T. Peltonen, Z. H. Peng, Yu. P. Korneeva *et al.* // *Phys. Rev. B*, 94, 180508(R), (2016).
5. S. E. de Graaf, S. T. Skacel, T. Hönigl-Decrinis *et al.* // *Nature Physics*, 14, no. 6 (2018), 590–594.
6. R.S. Shaikhaidarov, K.H. Kim, J. W. Dunstan *et al.* // *Nature*, 608, 7921 (2022), 45–49.

# Волновые функции майорановских состояний в цепочках Китаева симметричного класса BDI

А. А. Беспалов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афоново, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
bespalovaa@gmail.com

В работе исследованы волновые функции майорановских состояний в полубесконечных цепочках Китаева, обладающих эффективной симметрией относительно обращения времени. Показано, что дискретные уравнения Боголюбова — де Жена для таких цепочек допускают точное аналитическое решение с нулевой энергией, в том числе, когда есть связь между узлами цепочки, расположенными сколь угодно далеко друг от друга. Полученное аналитическое решение используется для определения асимптотики волновых функций майорановских состояний вдали от края цепочки в модели со степенным спаданием связи между узлами с расстоянием между ними. Показано, что асимптотика волновых функций также является степенной.

Топологические сверхпроводники являются перспективной платформой для реализации топологических квантовых вычислений. Простейшая модель топологического сверхпроводника была предложена А. Китаевым [1]. Так называемая цепочка Китаева представляет собой одномерный дискретный сверхпроводник со спариванием  $p$ -типа. В случае, когда в цепочке имеется одно фермионное состояние на элементарную ячейку, её гамильтониан имеет вид

$$\hat{H} = \frac{1}{2} \sum_{l,n} (2t_{l-n} \hat{a}_l^\dagger \hat{a}_n + \Delta_{l-n} \hat{a}_l^\dagger \hat{a}_n^\dagger + \Delta_{l-n}^* \hat{a}_n \hat{a}_l). \quad (1)$$

Здесь числа  $l$  и  $n$  нумеруют узлы цепочки,  $\hat{a}_n$  и  $\hat{a}_n^\dagger$  — операторы уничтожения и рождения фермионов, соответственно,  $t_l$  — амплитуды прыжков,  $\Delta_l$  — амплитуды спаривания. Имеют место соотношения  $t_{-l} = t_l^*$ ,  $\Delta_{-l} = -\Delta_l$ . При определённых условиях на концах цепочки Китаева образуются так называемые майорановские краевые моды — квазичастичные состояния с энергией, близкой к нулю. Эти моды являются примером неабелевых энионов — ключевых компонентов топологических вычислений [2].

Спектр квазичастиц цепочки Китаева определяется из дискретных уравнений Боголюбова — де Жена на волновые функции  $(u_l, v_l)^T$ :

$$\sum_n \begin{pmatrix} t_{l-n} & \Delta_{l-n} \\ \Delta_{n-l}^* & -t_{n-l} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_n \\ v_n \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} u_l \\ v_l \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где  $E$  — энергия квазичастицы. Если имеются прыжки и спаривания между узлами только на конечных расстояниях, то можно показать, что волновые функции краевых состояний спадают экспоненциально быстро при удалении от краёв цепочки. Если же имеется связь между узлами на сколь угодно больших расстояниях, то скорость спадания волновых функций может стать степенной. В таких случаях волновые функции майорановских мод анализируются, как правило, численно. В настоящей работе показано, что при наличии дополнительной симметрии эти волновые функции могут быть найдены точно аналитически.

Рассмотрим ситуацию, когда коэффициенты  $t_l$  и  $\Delta_l$  действительные. Тогда говорят, что система обладает эффективной симметрией по отношению к обращению времени и принадлежит симметричному классу BDI Алтланда и Цирнбауэра [3]. Если подставить  $E=0$  в уравнение (2), то уравнения на  $u_l+v_l$  и  $u_l-v_l$  разделяются. В частности, уравнение на  $s_l = u_l+v_l$  принимает вид

$$\sum_n (t_{l-n} + \Delta_{l-n}) s_n = 0. \quad (3)$$

Для анализа майорановских краевых мод мы рассмотрим полубесконечную цепочку:  $n, l = 0 \dots \infty$ . Тогда уравнение (1) представляет собой уравнение Винера-Хопфа, и его решение даётся формулами Гахова [4]:

$$s_l = \frac{1}{2\pi i} \oint_{|z|=1} \frac{P_{|k|}(z) dz}{Q_+(z) z^{l+1}}, \quad (4)$$

где

$$Q_+(z) = \exp\left(\frac{1}{2\pi i} \oint_{|t|=1} \frac{\ln(Q(t)t^{-k})}{t-z} dt\right), \quad (5)$$

$$Q(z) = \sum_{l=-\infty}^{+\infty} (t_l + \Delta_l) z^l, \quad (6)$$

$P_{|k|}(z)$  — произвольный многочлен степени  $|k|-1$ , а  $k$  — индекс Коши функции  $Q(z)$ , который является топологическим инвариантом класса BDI. Для применимости формул (4)–(6) необходимо, чтобы функция  $Q(z)$  не обращалась в ноль на единичной окружности — иначе говоря, непрерывный спектр цепочки должен иметь щель. Уравнение (3) имеет  $|k|$  линейно независимых решений при  $k < 0$  (в противном случае есть только нулевое решение), а уравнение на  $u_l - v_l$  имеет  $k$  линейно независимых решений при  $k > 0$ . Таким образом, всего имеется  $|k|$  майорановских мод. Формулы (4) – (6) полезны для анализа асимптотики волновых функций майорановских мод на больших расстояниях от края цепочки. В частности, из них следует, что если  $t_l$  и  $\Delta_l$  спадают экспоненциально быстро с увеличением  $l$ , то волновые функции также спадают экспоненциально с расстоянием от края цепочки.

В последние годы в ряде теоретических статей была рассмотрена модель цепочки Китаева со степенным спаданием связи между узлами с расстоянием между ними:

$$t_l = \begin{cases} -\mu & \text{при } l = 0, \\ -\frac{J}{|l|^\alpha} & \text{при } l \neq 0, \end{cases} \quad (7)$$

$$\Delta_l = \begin{cases} 0 & \text{при } l = 0, \\ \frac{\Delta}{|l|^\beta} \text{sgn}(l) & \text{при } l \neq 0. \end{cases} \quad (8)$$

Подобные модели соответствуют цепочкам магнитных атомов в присутствии сверхпроводника [5] и цепочкам холодных атомов в оптических ловушках.

Рассмотрим майорановские моды в модели, которая описывается уравнениями (7) и (8), в рамках развитаго выше подхода. Индекс Коши в данном случае

может принимать только значения  $-1$ ,  $0$  и  $1$ . Будем предполагать, что  $\kappa = -1$ , так что уравнение (3) имеет нетривиальное решение. При  $\alpha > 1$  и  $\beta > 1$  (и если  $\alpha$  и  $\beta$  не являются целыми числами) это решение в пределе больших  $l$  имеет асимптотику

$$s_l \approx \text{const} \left( \frac{\Delta}{l^\beta} - \frac{J}{i^\alpha} \right). \quad (9)$$

Если правая часть уравнения (9) зануляется, то  $s_l$  спадает экспоненциально быстро (данная асимптотика была получена ранее в работе [6] в результате ошибочных вычислений).

При  $\alpha < 1$  или  $\beta < 1$  функция  $Q(z)$  разрывна на единичной окружности. Тем не менее при  $\alpha < \beta$  можно определить индекс Коши для этой функции. В этом случае при  $\kappa = -1$  коэффициенты  $s_l$  имеют асимптотику  $s_l \propto l^{(\alpha-3)/2}$ . Если же  $\beta < \alpha$ , то индекс Коши плохо определён. Это соответствует тому, что в конечных цепочках даже очень большой длины нет краевых состояний с энергией, близкой к нулю [7].

Следует отметить, что полученные асимптотики для  $s_l$  применимы не только когда  $t_l$  и  $\Delta_l$  даются в

точности уравнениями (7) и (8), но и в случае, когда эти уравнения дают асимптотику для  $t_l$  и  $\Delta_l$  в пределе больших  $l$ .

### Финансирование

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

### Литература

1. A. Y. Kitaev // *Physics-Uspekhi*, **44**, 131 (2001).
2. C. Nayak, S. H. Simon, A. Stern *et al.* // *Rev. Mod. Phys.*, **80**, 1083 (2008).
3. C.-K. Chiu, J. C. Y. Teo, A. P. Schnyder, S. Ryu // *Rev. Mod. Phys.*, **88**, 035005 (2016).
4. S. Rogosin, G. Mishuris // *IMA J. Appl. Math.*, **81**, 365 (2015).
5. A. A. Beshpalov // *Phys. Rev. B*, **106**, 134503 (2022).
6. S. B. Jäger, L. Dell'Anna, G. Morigi // *Phys. Rev. B*, **102**, 035152 (2020).
7. O. Viyuela, D. Vodola, G. Pupillo, M. A. MartinDelgado // *Phys. Rev. B*, **94**, 125121 (2016).

# Вопросы практической реализации адиабатических сверхпроводящих нейронов

В. В. Больгинов\*, А. С. Ионин, С. В. Егоров, А. Н. Россоленко, Л. Н. Карелина, Н. С. Шуравин

Институт физики твердого тела РАН, ул. Ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432  
\*bolg@issp.ac.ru

В докладе рассматриваются результаты экспериментов по практической реализации ранее предложенного прототипа сверхпроводящего нейрона в виде одноконтактного интерферометра, шунтированного дополнительной индуктивностью. Структура была изготовлена в виде тонкопленочной структуры, расположенной над толстым сверхпроводящим экраном. Полученная передаточная функция представляет собой сумму сигмоидальной (целевой) функции и линейной компоненты. Анализ показал, что линейная компонента, по-видимому, связана с непосредственной передачей входного магнитного потока в измерительную цепь. Устранение этого эффекта является предметом дальнейшего совершенствования конструкции сверхпроводящих нейронов.

## Введение

Нейронные сети и нейроморфные вычисления активно применяются в разных областях современной жизни. В связи с ростом объемов обрабатываемой информации становится актуальным переход к использованию сверхпроводниковой элементной базы, обладающей большими преимуществами с точки зрения быстродействия и энергоэффективности.

Ранее в работах [1–2] были предложены прототипы сверхпроводящих нейронов в виде одно- или двухконтактного интерферометра, шунтированных дополнительной индуктивностью. Они принадлежат к семейству адиабатических логических элементов [3], энергопотребление которых может быть сведено к фундаментальному пределу  $kT\ln 2$  на одно переключение. При определенных индуктивностях элементов нейронов могут быть реализованы сигмоидальная или гауссова передаточные функции (для одно- и двухконтактного интерферометров соответственно), необходимые для использования в последовательных или радиальных нейронных сетях.

В докладе будут рассмотрены вопросы проектирования, изготовления и исследования таких структур, включая их возможные конструкции, а также представлены первые измерения их передаточных функций.

## Изготовление образцов

Основное внимание будет уделено так называемому сигма-нейрону, который представляет собой шунтированный одноконтактный интерферометр (рис. 1). Он может быть представлен как совокупность трех плеч (джозефсоновского, выходного и шунтирующего), имеющих одну общую точку соединения и замкнутых другим концом на сверхпроводящий экран либо непосредственно (выходное и шунтирующее), либо через джозефсоновский контакт (джозефсоновское). Сигмоидальная передаточная функция (т.е. зависимость выходного потока  $\Phi_{out}$  от входного  $\Phi_{in}$ ) достигается при следующем соотношении между индуктивностями  $l$ ,  $l_a$ ,  $l_{out}$  (для джозефсоновского, шунтирующего и выходного плеч соответственно):

$$l_a = l + 1, \quad (1)$$

где единицей измерения является эффективная индуктивность контакта Джозефсона  $L_J = \Phi_0/2\pi I_c$ . Оптимальными значениями являются величины:  $l = 0.125$ ,  $l_a = 1.125$ ,  $l_{out} = 0.3$  [2].

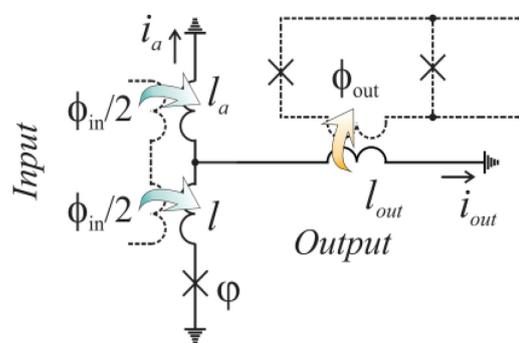
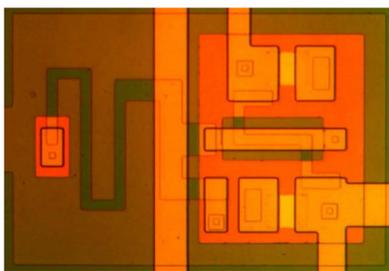


Рис. 1. Принципиальная схема реализованного сигма-нейрона. Цветными стрелками показаны входной (in) и выходной (out) сигналы (магнитные потоки). Буквами  $l$  обозначены индуктивности элементов схемы, измеренные в единицах джозефсоновской индуктивности;  $i$  — токи в индуктивных элементах,  $\phi$  — джозефсоновская фаза. Пунктиром показан двухконтактный интерферометр, использовавшийся для измерения выходного магнитного потока

Необходимость задания и измерения магнитного потока в отдельных элементах интерферометра предполагает изготовление образца в виде тонкопленочной структуры над толстым сверхпроводящим экраном. Образцы были изготовлены в результате 8-стадийного процесса: осаждение 3-слойной заготовки Nb-AlOx-Nb, формирование мезы, формирования нижнего электрода КД (сверхпроводящего экрана), первого слоя изоляции, индуктивного сверхпроводящего слоя, второго слоя изоляции, резисторов и сверхпроводящего замыкания. В качестве джозефсоновских элементов использовались туннельные контакты с барьером из AlOx, полученным путем окисления слоя алюминия толщиной 10 нм в атмосфере кислорода.

В целом, дизайн образца (рис. 2) повторял его принципиальную схему (см. рис. 1). Индуктивная связь между элементами осуществлялась наложением сверхпроводящих линий, изготовленных на 5-м и 8-м этапах технологического процесса.



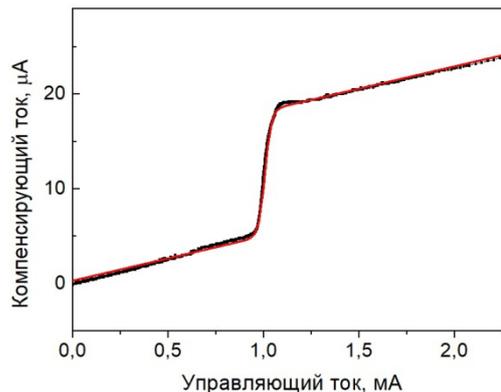
**Рис. 2.** Микрофотография изготовленного образца сигма-нейрона

### Экспериментальные результаты

Измерения проводились в криостате He-4 в диапазоне температур от 4 К до 6 К. Выходной сигнал измерялся методом компенсации магнитного потока, наводимого в измерительном СКВИДе током  $i_{out}$  (см. рис. 1) с помощью специальной программы. Разработанный алгоритм подбирал компенсирующий ток с шагом дискретизации 100 нА, стабилизируя напряжение на измерительном СКВИДе с точностью не хуже 1 мкВ. График зависимости компенсирующего тока от управляющего представлял собой искомую передаточную функцию.

Пример экспериментальной кривой представлен на рис. 3. Отдельный период кривой формально может быть описан суммой линейной функции и сигмоидальной зависимости вида  $\alpha / [\exp(-\{x+T/2\}/\beta)+1]$ , где  $T$  — период передаточной функции и  $\alpha$ ,  $\beta$  — подгоночные коэффициенты. Фактически, выходной сигнал может быть представлен в виде линейной комбинации входного магнитного потока и джозефсоновского тока, где коэффициенты (веса) выражаются через индуктивности элементов схемы [2]. Завышенное значение веса входного сигнала свидетельствует о непосредственной передаче входного сигнала в измерительную цепь. Устранение этого эффекта

является предметом дальнейшего совершенствования конструкции сверхпроводящих сигма-нейронов.



**Рис. 3.** Передаточная функция образца сигма нейрона (черная кривая). Красная кривая показывает аппроксимацию сигмоидальной зависимостью

### Литература

1. A. E. Schegolev, N. V. Klenov; I. I. Soloviev; M. V. Tereshonok et al. Adiabatic superconducting cells for ultra-low-power artificial neural networks //Beilstein journal of nanotechnology. – 2016. – Т. 7, №. 1. – С. 1397–1403. <https://doi.org/10.3762/bjnano.7.130>
2. I. I. Soloviev, A. E. Schegolev, N. V. Klenov et. al. Adiabatic superconducting artificial neural network: Basic cells //Journal of applied physics. – 2018. – Т. 124, № 15. – С. 152113. <https://doi.org/10.1063/1.5042147>
3. Soloviev I. I., Klenov N.V., Bakursky S.V. et al. Beyond Moore's technologies: operation principles of a superconductor alternative //Beilstein journal of nanotechnology. – 2017. – Т. 8, №. 1. – С. 2689–2710. <https://doi.org/10.3762/bjnano.8.269>

# Взаимное влияние сверхпроводимости и локализации около двумерной ферромагнитной квантовой критической точки

П. А. Носов<sup>1</sup>, И. С. Бурмистров<sup>2,\*</sup>, S. Raghu<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Stanford Institute for Theoretical Physics, Stanford University, Stanford, California, 94305, USA

<sup>2</sup> ИТФ им. Л.Д. Ландау РАН, пр. Ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл, 142432, Россия

\* burmi@itp.ac.ru

Исследована сверхпроводящая неустойчивость двумерной неупорядоченной ферми-жидкости, слабо связанной с мягкими флуктуациями, вызванными близостью к ферромагнитной квантовой критической точке изинговского типа. Получены квантовые поправки, вызванные взаимодействием, к уравнению Узделя, определяющему сверхпроводящую щель в системе. Показано, что эффекты диффузии и локализации резко изменяют соотношение между некогерентными эффектами и притяжением. Построена фазовая диаграмма системы и показано, что: (i) существует промежуточный диапазон силы беспорядка, в котором сверхпроводимость усиливается, а при дальнейшем росте беспорядка происходит переход сверхпроводник — изолятор; и (ii) купероны приобретают аномальный динамический скейлинг с  $z = 4$ , что указывает на сильное неферми-жидкостное поведение.

## Введение

Взаимодействие между спариванием и неферми-жидкостным поведением вблизи металлической двумерной квантовой критической точки часто используется для объяснения сверхпроводимости, которая возникает в системе некогерентных квазичастиц. В таких системах существуют мягкие флуктуации параметра порядка, которые усиливают сверхпроводимость и разрушают квазичастицы, делая их некогерентными, а значит, мешая появлению сверхпроводимости. Таким образом, имеется задача о построении фазовой диаграммы в условиях описанной выше конкуренции.

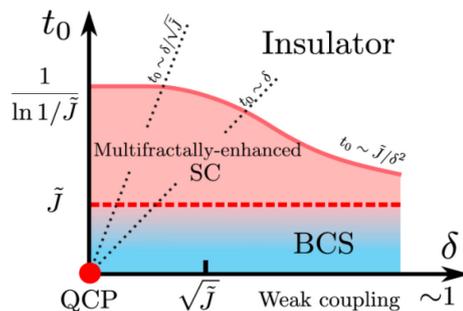
## Результаты

Нами исследована сверхпроводящая неустойчивость двумерной неупорядоченной ферми-жидкости, слабо связанной с мягкими флуктуациями, вызванными близостью к ферромагнитной квантовой критической точке изинговского типа. Получены квантовые поправки, вызванные взаимодействием, к уравнению Узделя, определяющему сверхпроводящую щель в системе. Показано, что эффекты диффузии и локализации резко изменяют соотношение между некогерентными эффектами и притяжением. Построена фазовая диаграмма системы (см. рис. 1) и показано, что: (i) существует промежуточный диапазон силы беспорядка, в котором сверхпроводимость усиливается, а при дальнейшем росте беспорядка происходит переход сверхпроводник — изолятор; и (ii) купероны приобретают аномальный динамический скейлинг с  $z = 4$ , что указывает на сильное неферми-жидкостное поведение. Самый интересный ответ получается в критической точке, где температура сверхпроводящего перехода оказывается равной  $T_c \sim t_0 J / c^2$ , где  $J$  — константа обменного взаимодействия,  $t_0$  — безразмерный кондактанс, а  $c$  — скорость магнона.

## Обсуждение и выводы

Наши результаты представляют собой первый шаг к пониманию фундаментальной роли взаимодействия между беспорядком и сверхпроводимостью в

двумерных квантовых критических электронных системах. Наша теория и предсказанное усиление сверхпроводимости, в принципе, можно проверить с помощью моделирования по методу Монте-Карло. В будущем мы планируем исследовать свойства появляющейся сверхпроводящей фазы, для анализа которой потребуются полная нелинейная форма модифицированного уравнения Узделя. Результаты работы опубликованы в [1].



**Рис. 1.** Схематическая фазовая диаграмма при  $T = 0$  в плоскости отстройки отложения критической точки,  $\delta$ , и сопротивления,  $t_0$ . Сплошная светло-красная линия соответствует переходу от  $s$ -волнового, спин-триплетного, орбитально-синглетного сверхпроводящего состояния в состояние изолятора Андерсона. Красная пунктирная линия соответствует переходу из баллистического режима (при слабом беспорядке) в грязный предел, когда мультифрактальность усиливает сверхпроводимость. Черные пунктирные линии разделяют ферми-жидкостный и критический режимы с областью пересечения между ними. Выше квантовой критической точки ферромагнитные колебания приводят к неферми-жидкостному поведению с динамическим критическим показателем  $z = 4$  ( $z = 3$ ) в грязном (баллистическом) режиме.

## Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке госзадания 0033-2019-0001 «Развитие теории конденсированного состояния».

## Литература

1. P. A. Nosov, I. S. Burmistrov, S. Raghu // ArXiv: 2211.02668.

# Исследование конструкции сверхпроводящего спинового клапана $\text{CoO}_x/\text{Co}/\text{Pb}/\text{Co}$ с изоляционными слоями

А. А. Валидов\*, М. И. Насырова, Р. Р. Хабибуллин, И. А. Гарифуллин

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

\*validov@kfti.knc.ru

В данной работе исследовался сверхпроводящий спиновый клапан конструкции  $\text{CoO}_x/\text{Co}/\text{Pb}/\text{Co}$  с изоляционными слоями в интерфейсах  $\text{Co}/\text{Pb}$  и  $\text{Pb}/\text{Co}$ . Максимальный эффект сверхпроводящего спинового клапана, который наблюдался в этих системах, составил  $\Delta T_c \sim 0.2$  К. Наблюдался полный эффект сверхпроводящего спинового клапана

## Введение

В конце прошлого века были предложены две теоретические модели сверхпроводящего спинового клапана (ССК). Первая конструкция  $\Phi 1/\Phi 2/\text{C}$  была предложена Санжиун О и др. в работе [1]. Вторая модель  $\Phi 1/\text{C}/\Phi 2$  была предложена позже Тагировым [2]. Здесь  $\Phi 1$  и  $\Phi 2$  — ферромагнитные слои, а  $\text{C}$  — сверхпроводящий слой. Принцип работы обеих моделей ССК одинаков. Работа конструкций ССК построена на эффекте близости сверхпроводник/ферромагнетик ( $\text{C}/\Phi$ ). Принцип работы ССК основан на том, что величина обменного поля от двух  $\Phi$ -слоев, действующая на куперовскую пару из  $\text{C}$ -слоя, в случае параллельной ( $\Pi$ ) ориентации намагниченностей  $\Phi$ -слоев больше, чем в случае антипараллельной ( $\text{АП}$ ). Эта разница приводит к более низкому значению температуры перехода в сверхпроводящее состояние в случае параллельной ориентации намагниченностей  $\Phi$ -слоев ( $T_c^{\Pi}$ ), чем при антипараллельной ориентации ( $T_c^{\text{АП}}$ ).

На сегодняшний день область знаний, связанная с созданием и исследованием классических моделей ССК хорошо изучена. Как показывают наши результаты [3] и результаты других групп [4], предельные значения эффекта ССК уже достигнуты при использовании различных сплавов и элементных ферромагнетиков в структурах  $\Phi 1/\Phi 2/\text{C}$ . В связи с этим необходимо изучать необычные конструкции ССК.

Мы предлагаем структуры сверхпроводящих спиновых клапанов, работа которых построена за пределами классического эффекта близости сверхпроводник/ферромагнетик, так как в них отсутствует прямой интерфейсный контакт между сверхпроводником и ферромагнетиком. Создание и исследование таких структур отчасти мотивировано работой [5]. В работе [5] продемонстрирована возможность достижения эффекта ССК порядка 300 мК в структурах с изоляционными слоями.

В данной работе представлены наши первые экспериментальные результаты по структурам ССК  $\Phi 1/\text{C}/\Phi 2$ , где сформированы изоляционные слои. Были исследованы конструкции ССК  $\text{CoO}_x/\text{Co}/\text{Pb}/\text{Co}$  с изоляционными слоями в интерфейсах  $\text{Co}/\text{Pb}$  и  $\text{Pb}/\text{Co}$ . Модель исследуемых структур представлена на рис. 1.

Изоляционные слои в структурах, представленных на рис. 1, формировались следующим образом. Сначала напылялся  $\text{Co}$  в камере молекулярно-лучевой эпитаксии в вакууме  $\sim 10^{-9}$  мбар. После чего образец перемещался в загрузочную камеру и выдер-

живался некоторое короткое время в вакууме  $\sim 10^{-2}$  мбар. Далее образец снова перемещался в камеру молекулярно-лучевой эпитаксии с вакуумом  $\sim 10^{-9}$  мбар и охлаждался до температуры 150 К. После чего происходило напыление сверхпроводящего слоя  $\text{Pb}$ . Далее образец опять перемещался в загрузочную камеру и выдерживался некоторое короткое время в вакууме  $\sim 10^{-2}$  мбар. После чего происходило напыление последующих слоев. Мы предполагаем, что в результате такой процедуры формировались тонкие окисные слои на поверхности  $\text{Co}$  и  $\text{Pb}$ , и следовательно в интерфейсах  $\text{Co}/\text{Pb}$  и  $\text{Pb}/\text{Co}$ .

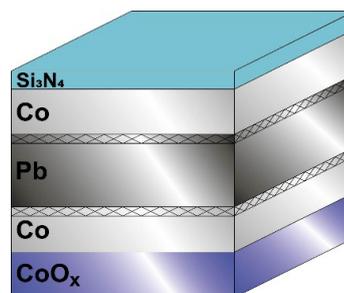


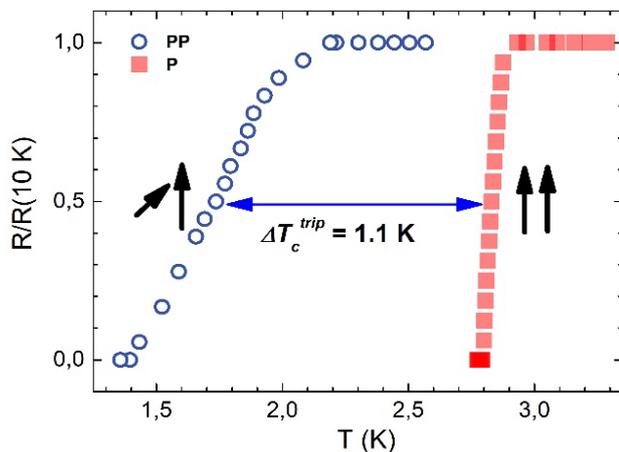
Рис. 1. Модель исследуемых структур ССК  $\text{CoO}_x/\text{Co}/\text{Pb}/\text{Co}$  с изоляционными слоями в интерфейсах  $\text{Co}/\text{Pb}$  и  $\text{Pb}/\text{Co}$  (на рисунке заштрихованные области).

По описанной выше процедуре была приготовлена серия образцов  $\text{CoO}_x(3.5 \text{ нм})/\text{Co}(3 \text{ нм})/\text{Pb}(d_{\text{Pb}})/\text{Co}(3 \text{ нм})$  с варьируемой толщиной  $\text{Pb}$ -слоя от 60 до 120 нм.

## Экспериментальные результаты

Для всей серии образцов исследовалось поведение кривых сверхпроводящих переходов при  $\Pi$ - и  $\text{АП}$ -ориентации намагниченностей  $\Phi$ -слоев. На всех образцах наблюдался эффект ССК. Наиболее интересные результаты были получены для образца  $\text{CoO}_x(3.5 \text{ нм})/\text{Co}(3 \text{ нм})/\text{Pb}(100 \text{ нм})/\text{Co}(3 \text{ нм})$  (рис. 2) и  $\text{CoO}_x(3.5 \text{ нм})/\text{Co}(3 \text{ нм})/\text{Pb}(60 \text{ нм})/\text{Co}(3 \text{ нм})$  (рис. 3).

Величина эффекта ССК для образца  $\text{CoO}_x(3.5 \text{ нм})/\text{Co}(3 \text{ нм})/\text{Pb}(100 \text{ нм})/\text{Co}(3 \text{ нм})$  составила  $\Delta T_c \sim 0.07$  К и для образца  $\text{CoO}_x(3.5 \text{ нм})/\text{Co}(3 \text{ нм})/\text{Pb}(60 \text{ нм})/\text{Co}(3 \text{ нм})$  составила  $\Delta T_c \sim 0.2$  К. В последнем образце наблюдался полный эффект ССК, так как  $\Delta T_c > \partial T_c$  (где  $\partial T_c$  — ширина сверхпроводящего перехода). Это обусловлено, по-видимому, тем, что толщина  $\text{C}$ -слоя в этом образце меньше, а значит эффект близости  $\text{C}/\Phi$  проявляется сильнее, несмотря на изоляционный слой.



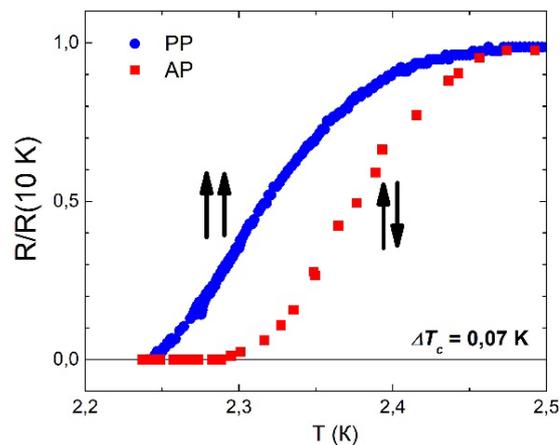
**Рис. 2.** Кривые сверхпроводящих переходов, измеренные при параллельной и антипараллельной ориентации намагниченностей Ф-слоев для образца  $\text{CoO}_x(3.5 \text{ нм})/\text{Co}(3 \text{ нм})/\text{Pb}(100 \text{ нм})/\text{Co}(3 \text{ нм})$  с изоляционными слоями в интерфейсах  $\text{Co}/\text{Pb}$  и  $\text{Pb}/\text{Co}$ . Для изменения взаимной ориентации намагниченностей Ф-слоев прикладывалось внешнее магнитное поле  $H_0 = 1 \text{ кЭ}$

Стоит подчеркнуть, что для аналогичной серии образцов, но без изоляционных слоев зафиксировать  $T_c$  не удастся.

Несмотря на введенные изоляционные слои, наблюдаемые величины эффектов ССК являются значительными. Этот факт требует дополнительной теоретической интерпретации.

#### Финансирование

Исследования проведены при поддержке гранта РНФ № 22-22-00916.



**Рис. 3.** Кривые сверхпроводящих переходов, измеренные при параллельной и антипараллельной ориентации намагниченностей Ф-слоев для образца  $\text{CoO}_x(3.5 \text{ нм})/\text{Co}(3 \text{ нм})/\text{Pb}(60 \text{ нм})/\text{Co}(3 \text{ нм})$  с изоляционными слоями на интерфейсах  $\text{Co}/\text{Pb}$  и  $\text{Pb}/\text{Co}$ . Для изменения взаимной ориентации намагниченностей Ф-слоев прикладывалось внешнее магнитное поле  $H_0 = 1 \text{ кЭ}$

#### 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, N. N. Garif'yanov, A. A. Validov *et al.* // *Phys. Rev. B.*, V. **100**, 34511 (2019).
4. A. Singh, S. Voltan, K. Lahabi, and J. Aarts // *Physical Review X*, V. **5**, 021019 (2015).
5. G. Deutscher and F. Meunier // *Phys. Rev. Lett.*, V. **22**, 395 (1969).

# Структура магнитного потока и пиннинг вихрей в магнитных сверхпроводниках

Л. Я. Винников\*, М. С. Сидельников

Институт физики твёрдого тела РАН, ул. Ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432

\* vinnik@issp.ac.ru

Методом декорирования исследована структура магнитного потока в магнетиках и сверхпроводниках с анти- и ферромагнитным упорядочением, соответственно, в монокристаллах редкоземельных ( $Re = Er, Ho$ ) борокарбидов ( $ReNi_2B_2C$ ) и  $EuRbFe_4As_4$ . Наблюдались эффекты пиннинга вихрей на доменных двойниковых границах в борокарбидах и неоднородных монокристаллах ферромагнитного сверхпроводника  $EuRbFe_4As_4$ .

## Введение

Соединения с различными видами магнитного упорядочения являются объектами пристального внимания последних десятилетий, особенно в связи с возможностью сосуществования сверхпроводимости и анти- или ферромагнетизма. В экспериментальном отношении очень удобны соединения, в которых вариацией магнитного иона достигается наблюдение широкой гамма магнитных фазовых переходов. К таким соединениям относятся, прежде всего, редкоземельные борокарбиды  $ReNi_2B_2C$ . Так, например, в монокристаллах  $ErNi_2B_2C$  наблюдались переходы: сверхпроводящий ( $T_S = 10$  К), антиферромагнитный ( $T_N = 6$  К) и ферромагнитный ( $T_C = 2,2$  К), в то время как в  $TbNi_2B_2C$  наблюдался только антиферромагнитный переход ( $T_N = 15$  К) [1]. Также интересными оказались железосодержащие сверхпроводники с  $Re = Eu$ . В соединениях пниктидов, легированных фосфором,  $EuFe_2(As_{1-x}P_x)_2$  ( $x = 0,13-0,25$ ) детально удалось изучить структуру магнитного потока в антиферромагнитном и ферромагнитном состоянии, а также в узкой области сосуществования сверхпроводимости и ферромагнетизма, при концентрации фосфора  $P_x = 0,2$  [2]. В настоящей работе основное внимание уделяется исследованию пиннинга вихрей в условиях сосуществования сверхпроводимости и ферромагнетизма в монокристаллах борокарбидов и неоднородных монокристаллов  $EuRbFe_4As_4$ .

## Результаты и обсуждение

Монокристаллы редкоземельных борокарбидов и монокристаллы  $EuRbFe_4As_4$  выращивались методом кристаллизации из расплава (self-flux method). Иссле-

довалась структура магнитного потока на поверхности  $\{001\}$  монокристаллов методом декорирования [3]. Синтез совершенных монокристаллов  $EuRbFe_4As_4$  достаточно сложен, и часто синтезированные кристаллы оказываются несверхпроводящими или содержат включения материнской фазы  $EuFe_2As_2$ .

На рис. 1, *a* показана отчётливо проявляемая магнитными наночастицами микроструктура доменных границ в монокристалле  $TbNi_2B_2C$  в антиферромагнитном состоянии, совпадающих с двойниковыми границами в плоскостях  $\{110\}$  [4]. На рис. 1, *б* и рис. 1, *в* представлена структура магнитного потока монокристаллов  $ErNi_2B_2C$  и  $EuRbFe_4As_4$  в сверхпроводящем состоянии. Ясно наблюдается подобие картины расположения цепочек вихрей по направлениям  $\langle 110 \rangle$  в обоих кристаллах, которое ассоциируется с пиннингом вихрей на двойниковых границах в монокристаллах  $ReNi_2B_2C$  [5]. Структура, показанная на рис. 1, *в*, никогда не наблюдалась методом декорирования или магнитосиловой микроскопии на однородных монокристаллах  $EuRbFe_4As_4$  [6].

Двойниковые границы являются одновременно границами антиферромагнитных доменов, для которых наблюдались особенности магнитного контраста при декорировании, обусловленные существованием магнитного момента типа блоховской границы, как в нормальном, так и в сверхпроводящем состояниях [6]. Такие структуры характерны для пиннинга вихрей на двойниковых границах в антиферромагнетиках с сильным магнитоупругим эффектом, в которых двойникование сопровождается фазовым переходом из тетрагональной в орторомбическую кристаллическую решётку, как в редкоземельных борокарбидах [4]. В монокристаллах  $EuFe_2As_2$  при температуре

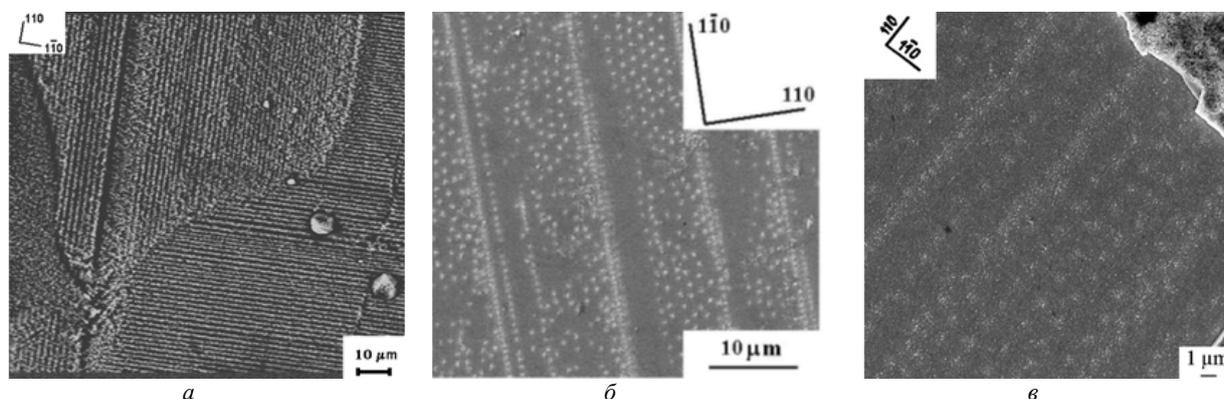


Рис. 1. Структура магнитного потока монокристалла  $TbNi_2B_2C$  в антиферромагнитном состоянии при температуре 5К в магнитном поле 300 Э (*a*). Вихревая структура монокристалла  $ErNi_2B_2C$  в магнитном поле 10 Э при температуре 5 К (*б*). Вихревая структура монокристалла  $EuRbFe_4As_4$  в магнитном поле 20 Э при температуре 8 К (*в*)

190 К наблюдается переход из тетрагональной в орторомбическую решётку с двойникованием и антиферромагнитное превращение при  $T_N = 15$  К. Наблюдаемая картина может трактоваться как наблюдение пиннинга вихрей Абрикосова в сверхпроводящем монокристалле  $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ , сопряжённым с материнским кристаллом  $\text{EuFe}_2\text{As}_2$ , благодаря магнитному моменту блоховского типа на антиферромагнитных двойниковых границах [7].

Таким образом, благодаря эффекту пиннинга вихрей в монокристалле  $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$  удалось проявить двойниковую структуру в материнской фазе  $\text{EuFe}_2\text{As}_2$  в реальном пространстве. В заключение обсуждаются механизмы пиннинга вихрей в железосодержащих сверхпроводниках с магнитными и немагнитными ионами.

*Авторы выражают благодарность за синтез исследованных монокристаллов борокарбидов (P. C. Canfield, Ameslab, USA) и  $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$  (В. М. Пудалов, ФИАН).*

## Финансирование

*Работа выполнена в рамках государственного задания ИФФТТ РАН на 2021–2023 гг.*

## Литература

1. I. S. Veschunov, L. Ya. Vinnikov, S. L. Bud'ko *et al.* // Phys. Rev. B, **76**, 174506 (2007).
2. Л. Я. Винников, И. С. Вещунов, В. С. Столяров // Материалы XXII Международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», т. 1, с. 24 (2018).
3. Л. Я. Винников, И. С. Вещунов, М. С. Сидельников и др. // Приборы и техника эксперимента, **4**, 141 (2019).
4. L. Ya. Vinnikov, J. Andereg, S. L. Bud'ko, *et al.* // JETP Letters, **77** (9), 502 (2003).
5. L. Ya. Vinnikov, J. Andereg, S. L. Bud'ko, *et al.* // Phys. Rev. B, **71**, 224513 (2005).
6. V. S. Stolyarov, A. Casano, M. A. Belyanchikov *et al.* // Phys. Rev. B, **98**, 140506R (2018).
7. L. Ya. Vinnikov, I. S. Veshchunov, S. L. Bud'ko, *et al.* // Journal of Physics: Conference Series, **150**, 052279 (2009).

# Всестороннее исследование спектра излучения большого массива ниобиевых джозефсоновских контактов

М. А. Галин<sup>1,\*</sup>, М. Ю. Левичев<sup>1</sup>, А. И. Елькина<sup>1</sup>, А. В. Антонов<sup>1</sup>, О. Kieler<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегород. обл., 603087, Россия

<sup>2</sup> Physikalisch-Technische Bundesanstalt, D-38116 Braunschweig, Germany

\* galin@ipmras.ru

Выполнены спектральные измерения массива ниобиевых джозефсоновских контактов на Фурье-спектрометре. На каждом спектре в этих измерениях в диапазоне частот 139–344 ГГц наблюдалась линия основной гармоник джозефсоновской генерации. В некоторых случаях спектр содержал ещё одну линию на удвоенной частоте, скорее всего, являющуюся линией второй гармоник. Ширина линий составляла около 300 МГц, что соответствовало разрешению спектрометра. Тот же массив контактов исследовался супергетеродинным приёмником на частоте около 140 ГГц. Обнаружено, что форма спектральной линии джозефсоновской генерации зависит от типа подключённого источника питания. Предполагается, что ширина линии может быть уменьшена до нескольких сотен килогерц при подключении источника напряжения со стабилизацией системой фазовой автоподстройки частоты.

## Введение

Спектрометрия излучения массивов джозефсоновских переходов различного типа может преследовать одну из двух целей, в зависимости от типа используемого прибора. При использовании фурье-спектрометра удаётся идентифицировать резонансные моды, генерируемые контактами [1], а также обнаруживать и исследовать джозефсоновскую генерацию на высших гармониках. Супергетеродинный приёмник предназначен для исследования ширины линии генерации [2, 3]. Оба данных метода спектрометрии дополняют друг друга и позволяют всесторонне исследовать механизм синхронизации в массиве.

В данной работе представлены результаты спектрометрии массива ниобиевых джозефсоновских контактов как на фурье-спектрометре, так и при помощи супергетеродинного приёмника. Обнаружена джозефсоновская генерация на 2-й гармонике, изучено влияние типа подключаемого источника питания на ширину линии генерации.

## Измерения на фурье-спектрометре

Исследованный массив состоит из 9996 джозефсоновских переходов Nb/NbSi/Nb, расположен на кремниевой подложке, на площади  $7.1 \times 5.1$  мм. Подробное описание топологии массива см. в [1].

Массив размещался на нижнем конце измерительного зонда напротив рупора с квадратной апертурой размером  $12 \times 12$  мм. Джозефсоновское излучение через рупор направлялось в противоположный конец по сверхразмерному прямоугольному волноводу, пропущенному через полость зонда. Зонд опускался в гелиевый сосуд Дьюара СТГ-40, где образец охлаждался жидким гелием до температуры  $T = 4.2$  К.

Измерения выполнялись на имеющемся в Центре коллективного пользования ИФМ РАН Фурье-спектрометре Bruker IFS125 HR. Излучение на выходе спектрометра детектировалось кремниевым болометром, располагающимся в заливаемом гелиевом криостате. Джозефсоновское излучение поступало от зонда на входной делитель спектрометра по специально сконструированному сверхразмерному волноводному тракту. На конечном фланце тракта, разме-

щённого непосредственно перед делителем, была зафиксирована миниатюрная тефлоновая линза с цилиндрической поверхностью, предназначенная для фокусирования излучения на апертуру спектрометра.

При снятии спектра рабочая точка на вольт-амперной характеристике (ВАХ) массива выбиралась на самоиндуцированной ступени тока (рис. 1, а). На каждом полученном спектре наблюдалась линия основной гармоник шириной  $\sim 300$  МГц, что соответствовало выбранному разрешению спектрометра (рис. 1, б, в). Последняя линия, снятая при токе смещения 11.9 мА, соответствует частоте излучения 344 ГГц. На некоторых спектрах наблюдались также линии 2-й гармоник (рис. 1, з). Максимальная частота, на которой наблюдается 2-я гармоника, составляет 576 ГГц.

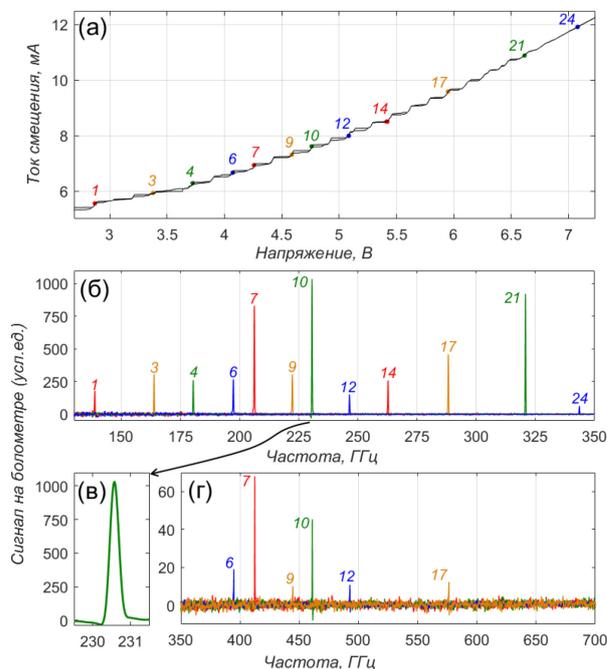
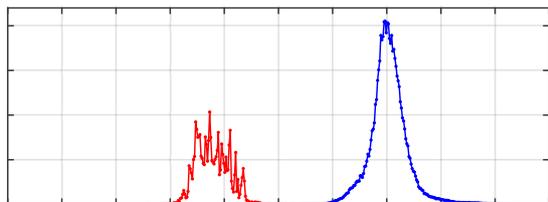


Рис. 1. ВАХ массива джозефсоновских контактов (резистивная ветвь) (а). В точках, отмеченных на ВАХ, проводились измерения на фурье-спектрометре. Числа означают условный номер ступени тока. Части спектров, содержащие линии основной (б) и второй (з) гармоник джозефсоновского излучения. Числа соответствуют точкам на ВАХ, представленным на рисунке а; в — спектральная линия основной гармоник, снятая на 10-й ступени

Таким образом, как и в предыдущих измерениях массивов ниобиевых контактов на Фурье-спектрометре [2], на спектрах наблюдаются узкие линии шириной, соответствующей разрешающей способности спектрометра. Впервые на спектре получены линии 2-й гармоники джозефсоновского излучения. Достоверность этих линий ещё нуждается в дополнительной проверке, т.к. известно, что их наличие в спектре может быть результатом переотражений в фурье-спектрометре [3]. Максимальные значения наблюдаемых частот основных гармоник значительно превышают характерную частоту джозефсоновских контактов, которая в данном случае составляет около 140 ГГц.



**Рис. 2.** Спектр мощности джозефсоновского излучения при подключении к массиву контактов источника тока (синяя кривая) и источника напряжения (красная кривая)

### Измерения супергетеродинным приёмником

Тот же массив исследовался супергетеродинным приёмником при подключении источников питания различного типа. Конструкцию и схему работы приёмника см. в [1]. Измерения проводились на первой ступени ВАХ (точка 1 на рис. 1, а).

При подключении стабилизированного источника тока линия спектра имеет колокообразный вид с шириной  $\sim 5$  МГц (рис. 2, см. также [1]). При подключе-

нии источника напряжения усреднённая по нескольким реализациям спектрограмма представляет собой изрезанную кривую, заключённую в области шириной  $\sim 10$  МГц (рис. 2). Мы предполагаем, что в данном режиме на спектре в каждый момент времени отображается одна и та же быстро колеблющаяся линия джозефсоновского излучения, отобразившаяся одновременно на разных частотах. Колебание линии происходит предположительно из-за флуктуации температуры и режима стабилизации по напряжению. В таком случае ширина линии джозефсоновского излучения может достигать сотен кГц. Проблему стабилизации линии можно решить посредством реализации системы обратной связи с фазовой автоподстройкой частоты.

Далее планируется провести спектральные измерения данного массива контактов на сверхпроводниковом интегральном приёмнике со смесителем на джозефсоновском контакте Nb/AlO/Nb [3].

### Финансирование

Поддержано НЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2022-316.

### Литература

1. М. А. Галин, В. В. Курин, О. Kieler, *et al.* // Материалы XXVI Международного симпозиума «Нанозифика и наноэлектроника» (Нижний Новгород), Т.1, с. 53–54 (2021).
2. М. А. Galin, V. V. Kurin, I. A. Shereshevsky *et al.* // IEEE Trans. Appl. Supercond, V. 31, № 5, 1500905 (2021).
3. N. V. Kinev, K. I. Rudakov, L. V. Filippenko, and V. P. Koshelets // IEEE Trans. Appl. Supercond, V. 32, № 4, 1500206 (2022).

# Неравновесные явления в планарных мезоскопических джозефсоновских SNS-структурах с Nb

И. С. Лакунов<sup>1</sup>, Е. Д. Муханова<sup>1</sup>, С. В. Егоров<sup>1,3</sup>, И. Е. Батов<sup>1,2</sup>, Т. Е. Голикова<sup>1,\*</sup>, В. В. Рязанов<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup> Институт физики твердого тела РАН, ул. Ак. Осипяна, 2, Черноголовка, 142432

<sup>2</sup> Факультет физики, Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва, 101000

<sup>3</sup> Российский квантовый центр, ИЦ «Сколково», Москва, 121205

\*golt2@list.ru

В работе были экспериментально исследованы неравновесные эффекты, возникающие в планарных джозефсоновских SNS-наноструктурах с Nb в качестве сверхпроводника (S) и Cu или Al в качестве нормального металла (N). Впервые экспериментально определена длина зарядового разбаланса  $\lambda_Q$  в ниобии при температурах существенно ниже температуры сверхпроводящего перехода. Обнаружена и исследована резистивная аномалия в виде пика сопротивления на переходе в сверхпроводящее состояние SNS контакта Nb-Al-Nb.

## Введение

Неравновесные явления возникают и в современных мезоскопических сверхпроводящих устройствах, по причине присутствия в них слабых связей различного типа, нормальных и ферромагнитных электродов, т. к. размеры этих устройств становятся сравнимы с характерными длинами релаксации неравновесных процессов. При этом из-за существенных напряжений на границах раздела и сужениях в сверхпроводящих наноструктурах неравновесные квазичастицы существуют и при температурах существенно ниже температуры сверхпроводящего перехода  $T \ll T_c$  [1, 2]

Явление зарядового разбаланса подробно изучалось на планарных наносистемах с Al в качестве сверхпроводника [3, 4]. В этой работе мы фокусируемся на исследовании неравновесного состояния в многотерминальных джозефсоновских системах с Nb, т. к. этот сверхпроводник широко используется для изготовления различных устройств: детекторов, болометров, резонаторов и др., однако данные о характеристиках даже макроскопических структур в литературе практически отсутствуют.

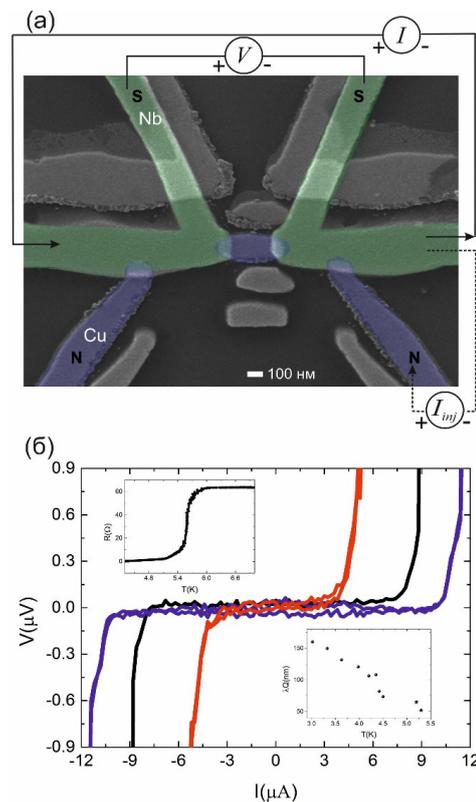
## Эксперимент и результаты

Один из исследуемых образцов Nb-Cu-Nb представлен на рис. 1, а (изображение, полученное при помощи сканирующего электронного микроскопа (СЭМ)). Все структуры были изготовлены при помощи электронной литографии и последующего теневого напыления под двумя углами. Транспортные измерения при низкой температуре осуществлялись по обычной локальной 4-точечной схеме (I-V) и по нелокальной ( $I_{inj}$ -V), когда ток инжектируется только в один из берегов джозефсоновского контакта. На рис. 1, б представлены примеры вольт-амперных характеристик (ВАХ) при  $T = 3.8$  К: красная кривая — локальное измерение, синяя — инжекция тока из ближнего электрода  $I_{inj1}$  (расстояние от джозефсоновского контакта  $d1 = 270$  нм), синяя — из дальнего электрода, соответственно  $d2 = 360$  нм). По этим характеристикам определялись значения критических токов  $I_c$ ,  $I_{c_{inj1}}$  и  $I_{c_{inj2}}$  в диапазоне температур от 3 К вплоть до  $T_c \sim 5.4$  К (верхняя вставка — зависимость сопротивления от температуры). Далее, используя подход, разработанный нами в [4], можно

оценить длину зарядового разбаланса  $\lambda_Q$  в Nb по формуле

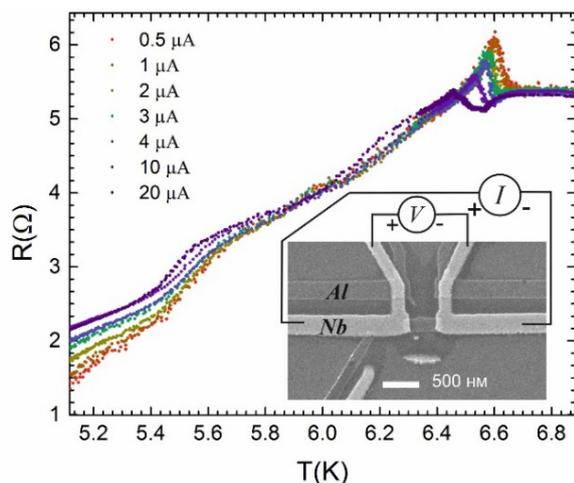
$$\lambda_Q = \frac{d_2 - d_1}{\ln(I_{c_{inj2}}/I_{c_{inj1}})}. \quad (1)$$

Результат приведен на нижней вставке к рис. 1, б и дает оценку на длину  $\lambda_Q \approx 150$  нм при низкой температуре и уменьшение при приближении к  $T_c$ .



**Рис. 1.** СЭМ-изображение структуры Nb-Cu-Nb и схемы измерений (а). ВАХ Nb-Cu-Nb (б): красная кривая — локальное измерение, синяя — дальний инжектор, черная — ближний инжектор. Вставка верхняя — сверхпроводящий переход. Вставка нижняя — оценка  $\lambda_Q$  от температуры

Вторым типом исследуемых структур были джозефсоновские контакты Nb-Al-Nb с одним инжектором (рис. 2, вставка), где Al использовался в качестве нормального металла. Транспортные измерения проводились в диапазоне от 4 К и выше, чтобы исключить сверхпроводимость Al.



**Рис. 2.** Зависимость сопротивления контакта Nb-Al-Nb от температуры при различных транспортных токах. Вставка — СЭМ-изображение структуры Nb-Al-Nb и схема измерений

Эти структуры также демонстрировали нелокальный критический ток по аналогии с первым типом образцов. Примечательной особенностью оказалась anomальная зависимость сопротивления мостика от температуры на сверхпроводящем переходе – в начале сверхпроводящего перехода наблюдается пик в сопротивлении по значениям на 10–15% выше, чем в нормальном состоянии. Эта особенность уменьшается при увеличении транспортного тока и при приложении внешнего магнитного поля в плоскости структуры вплоть до 6 кЭ. Подобные особенности впервые наблюдались ранее в работе [5] на тонких сверхпро-

водящих Al проволоках, а также в работе [6] на структурах Nb-Cu-Nb, изготовленных по многослойной технологии, в случае измерения напряжения со сверхпроводящих контактов. В этих работах такое поведение объяснялось наличием нелокальных токов из-за конверсии нормальной компоненты тока в сверхпроводящую и эффектом близости. В нашем случае также anomальное увеличение сопротивления связано, по-видимому, с включением добавочного сопротивления из-за неравновесных квазичастиц, источником которых служит слабая связь в джозефсоновском контакте Nb-Al-Nb.

### Финансирование

Экспериментальные исследования выполнены при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда № 22-12-00342.

### Литература

1. F. S. Bergeret, M. Silaev, P. Virtanen *et al.* // *Rev. Mod. Phys.*, **90**, 041001 (2018).
2. K. Yu. Arutyunov, S. A. Chernyaev, T. I. Karabasov *et al.* // *J. Phys.: Condens. Matter*, **30** 343001 (2018).
3. F. Hübner, J. Camirand Lemyre, D. Beckmann *et al.* // *Phys. Rev.*, **B 81** 184524 (2010)
4. T. E. Golikova, M. J. Wolf, D. Beckmann *et al.*, *Phys. Rev.*, **B 89** 104507 (2014).
5. P. Santhanam, C. C. Chi, S. J. Wind *et al.* // *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 2254 (1991).
6. K. Ohnishi, T. Kimura and Y. Otani // *J. Supercond. Nov. Magn.*, **24**, 303306 (2011).

# Моделирование тепловых процессов в многослойном логическом нанозаэлементе, состоящем из нанопроводов NbN, расположенных в различных функциональных слоях и разделенных слоем диэлектрика Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>

Б. В. Гончаров<sup>1,\*</sup>, К. Е. Приходько<sup>1,2</sup>, Б. А. Гурович<sup>1</sup>, Л. В. Кутузов<sup>1</sup>,  
Д. А. Гончарова<sup>1</sup>

<sup>1</sup> НИЦ «Курчатовский институт», пл. Ак. Курчатова, 1, Москва, 123182

<sup>2</sup> Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Каширское шоссе, 31, Москва, 31115409

\*Goncharov\_bv@nrcki.ru.

Выполнено моделирование распределения температур в трехслойном функциональном нанозаэлементе, состоящем из нанопроводов NbN, разделенных слоями Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Нанопровод со встроенной областью нормального металла расположен в среднем слое устройства. Моделирование выполнено для всех трех проводов, входящих в устройство. Через каждый из проводов пропускался постоянный ток  $\approx 0.9$  от  $I_c$ . Дана оценка времени перехода верхнего нанопровода в нормальное состояние в результате нагрева, с учетом его постепенного прогрева и зависимости  $I_c$  от температуры.

## Введение

Разработанная в НИЦ «Курчатовский институт» методика селективного замещения атомов (СЗА) позволяет локально осуществлять изменение атомного состава тонкопленочных материалов. Неизбежно изменяются и электрофизические свойства модифицированных таким образом областей. Как пример, в нанопроводах из тонкопленочного NbN создаются участки, которые проявляют резистивные свойства при низких температурах. Расположив нанопровода со встроенными модифицированными областями и без них с необходимой геометрией, можно создать функциональные наноразмерные элементы (такие как сопротивления и различные типы логических устройств) [1].

Данная работа является по своей сути продолжением работы [2], в которой был произведен расчет распределения температур в простейшем двухслойном элементе. Тем не менее в работе [2] не учитывалось протекание тока через верхний нанопровод (при работе реального устройства протекающий ток  $\approx 0.9 I_c$ ). При прогреве части верхнего провода выше  $T_c$  происходит перераспределение плотности тока в оставшуюся непрогретую часть, и плотность тока может превысить критическую. Кроме того, в процессе разогрева до  $T_c$  переключаемого провода уменьшается величина  $I_c$  его подогретой части. В работе выполняется моделирование распределения температур при протекании постоянного тока во всех нанопроводах, входящих в функциональное устройство.

## Эксперимент

Моделируемое устройство изготавливалось с помощью методов «СЗА» фото и электронной литографии, из пленок NbN толщиной 4 нм,  $T_c$  пленок составила 8.5 К. В качестве разделительных слоев использовался Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> толщиной 10 нм, подложка — монокристаллический Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Ширина провода составляла 100 нм. Для сверхпроводящих проводов (без встроенной резистивной области) были измерены зависимости  $I_c$  от температуры и ВАХ. Измерения производи-

лись в криостате на основе машины замкнутого цикла. Типичная зависимость приведена на рис. 1.

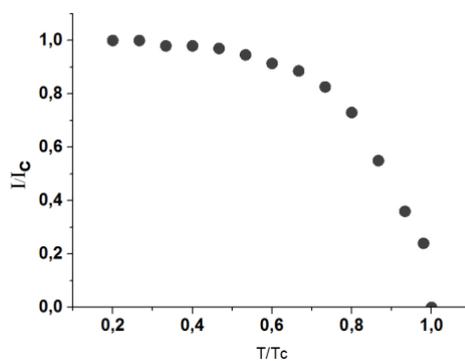


Рис. 1. Измеренное уменьшение величины критического тока при приближении температуры к  $T_c$

## Моделирование

Для моделирования распределения тепла вдоль провода использовалась методика, подробно описанная в [3], то есть использовалось уравнение теплопроводности:

$$J^2 \rho + \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\alpha}{d} (T - T_{sub}) = \frac{\partial cT}{\partial t}. \quad (1)$$

Здесь  $\rho$  — удельное сопротивление участка провода,  $J$  — плотность тока,  $\kappa$  — коэффициент теплопроводности NbN,  $\alpha$  — граничная теплопроводность между NbN и сапфиром,  $d$  — толщина провода,  $c$  — теплоемкость единицы объема NbN,  $T_{sub}$  — температура подложки. В левой части первое слагаемое описывает джоулев нагрев, который постоянно происходит в модифицированной области, а также в тех частях нанопровода, где температура превысила  $T_c$ . Правая часть уравнения описывает изменения локальной плотности энергии. Второе слагаемое описывает распространение тепла вдоль нанопровода. Третье слагаемое описывает распространение тепла в сапфировую подложку. Мы учитывали зависимости  $\rho$ ,  $\kappa$ ,  $\alpha$ ,  $c$  от температуры и состояния участка провода, а также учитывали распространение тепла как в подложку, так и в разделительные слои Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

Отличия от описанного в [3] случая, где некоторая часть провода переходит в нормальное состояние,

после чего происходит остывание всей системы, заключаются в том, что в моделируемом устройстве модифицированная область (по своей сути нагревательный элемент) постоянно встроен в сверхпроводник. Второе важное отличие состоит в том, что мы пропускаем через проводник постоянный ток,  $I = 0.9$  от  $I_c$ .

При прогреве части верхнего провода выше  $T_c$  происходит перераспределение плотности тока в оставшуюся непрогретую часть, и плотность тока может превысить критическую. Кроме того, в процессе разогрева до  $T_c$  переключаемого провода, уменьшается величина  $I_c$  его подогретой части (см. рис. 1). Таким образом, можно определить момент перехода верхнего провода как точку, при которой более 10 процентов толщины провода нагрето до температуры  $\geq T_c$ .

Начальная температура всей системы задавалась равной 4.2 К в первом и 5.5 К во втором случае.

### Результаты и выводы

На рис. 2 и 3 приведены результаты расчетов. Представленные результаты описывают распределение температуры вдоль линии поперечного среза верхнего (нагреваемого) нанопровода.

Результаты моделирования показывают, что переход верхнего нанопровода в нормальное состояние при заданных параметрах (прогрев 10% толщины провода до  $T_c$ , постоянный ток через каждый из проводов  $I = 0.9 I_c$ ) происходит за время  $\sim 7$ -8 пс, при температуре криостата  $T = 4.2$  К, и  $\sim 5$ -6 пс, при температуре криостата  $T = 5.5$  К, что приблизительно соответствует результатам, описанным в [4]. Оценка времени остывания и перехода в нормальное состояние, которое определяет быстродействие устройства и зависит от величины и длительности входного сигнала, требует дополнительного моделирования.

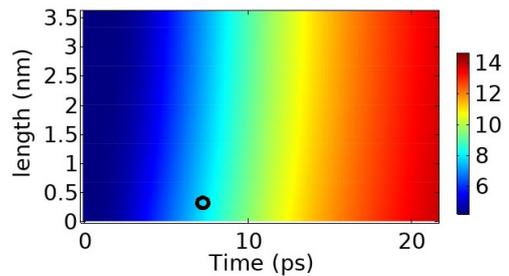


Рис. 2. Расчет изменения температуры вдоль линии поперечного среза верхнего нанопровода со временем (для начальной  $T = 4.2$  К)

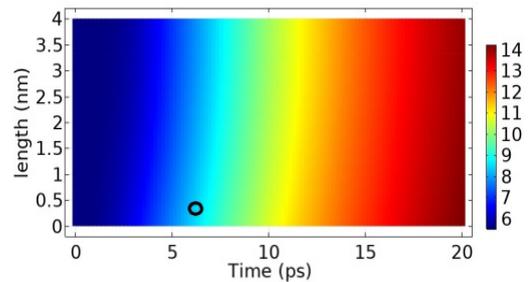


Рис. 3. Расчет изменения температуры вдоль линии поперечного среза верхнего нанопровода со временем (для начальной  $T = 5.5$  К)

### 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, Гончаров Б. В. *и др.* // *Физика твердого тела*. Т. 9, 1228 (2022).
3. К., Joel, W. Yang *et al.* // *Transactions on Appl. Supercond.*, 172, 7–8, 386–390 (2007).
4. В. Korzh, Q. Y. Zhao *et al.* // *Nat. Photonics*. V. 14, 250–255 (2020).

# Магнитные квантовые осцилляции холловского сопротивления в слоистых металлах и сверхпроводниках

П. Д. Григорьев<sup>1,2,3,\*</sup>, Т. И. Могилюк<sup>4</sup>, А. А. Синченко<sup>5</sup>

<sup>1</sup> Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, пр. Ак. Семенова, д. 1А, Черноголовка, Московская обл., 142432

<sup>2</sup> Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Ленинский пр., д. 4, Москва, 119049

<sup>3</sup> Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., д. 53, Москва, 119991

<sup>4</sup> Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, 123182

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

\*grigoriev@itp.ac.ru

Экспериментально обнаружено, что магнитные квантовые осцилляции холловского сопротивления в слоистых металлах оказываются сильнее и видны при заметно более высокой температуре, чем квантовые осцилляции диагональной части магнитосопротивления. Похожие явления наблюдались и ранее в различных слоистых металлах и сверхпроводниках. Мы объясняем этот эффект теоретически и показываем, что он достаточно общий и может быть использован для независимого и более простого определения времени свободного пробега электронов, чем из фактора Дингла. Также получены аналитические выражения для разностных или так называемых медленных осцилляций магнитосопротивления в квазидвумерных металлах. Их частота дает интеграл межслоевого перескока электронов, и они очень слабо подавлены температурой или длинноволновым беспорядком по сравнению с шубниковскими осцилляциями.

## Введение

Магнитные квантовые осцилляции (МКО) являются традиционным методом изучения электронной структуры металлов. Поверхности Ферми практически всех известных металлов были получены с помощью этого мощного метода. Обнаружение квантовых осцилляций в слоистых высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) на основе купратов [1] вызвало большой всплеск научных исследований [2,3] и позволило отбросить многие теоретические построения, не предполагающие металлического состояния в этих интересных материалах. Кроме геометрии поверхности Ферми, по зависимости амплитуды МКО от температуры, величины и направления магнитного поля можно экспериментально определить эффективную массу, время свободного пробега и  $g$ -фактор носителей заряда. В слоистых квазидвумерных материалах, таких как органические металлы или все ВТСП, кроме обычных шубниковских МКО возникают также разностные или так называемые медленные осцилляции магнитосопротивления [4], аналогичные межзонным осцилляциям. Их частота вместо энергии Ферми пропорциональна интегралу межслоевого перескока электронов, и они очень слабо подавлены температурой или длинноволновым беспорядком по сравнению с обычными шубниковскими осцилляциями. Возможно, именно их наблюдают в YBCO и многих других ВТСП [3].

## Экспериментальные результаты

Некоторые наши экспериментальные результаты [5] представлены на рис. 1. Видно, что МКО холловской компоненты магнитосопротивления намного сильнее, чем диагональной, и имеют более слабую температурную зависимость амплитуды.

## Теоретический анализ и обсуждение

TmTe<sub>3</sub> является квазидвумерным металлом, кристаллическая структура которого содержит проводящие бислои теллура. Похожая бислойная структура возникает во многих ВТСП, например, в семействе

YBaCuO, где также наблюдаются МКО [1, 2]. Поэтому наблюдаемая более слабая температурная зависимость амплитуды МКО возможна, во-первых, если это разностные осцилляции, возникающие из-за бислойного расщепления или из-за дисперсии вдоль оси  $z$ . Похожая модель для YBaCuO рассматривалась в [3], природа наблюдаемых МКО в трителлуридах редкоземельных металлов обсуждалась в [6]. Однако эффективная масса электронов  $m^* \sim 0.03m_e$ , извлекаемая из температурной зависимости МКО на рис. 1,  $c$ , соответствует ожидаемому значению из зонных расчетов. Это указывает на то, что наблюдаемые МКО на рис. 1,  $a$  соответствуют обычному эффекту Шубникова — де Гааза. К тому же сценарий разностных осцилляций не объясняет более слабую температурную зависимость МКО холловской компоненты магнитосопротивления. Чтобы в этом удостовериться и сравнить амплитуды холловской и диагональной

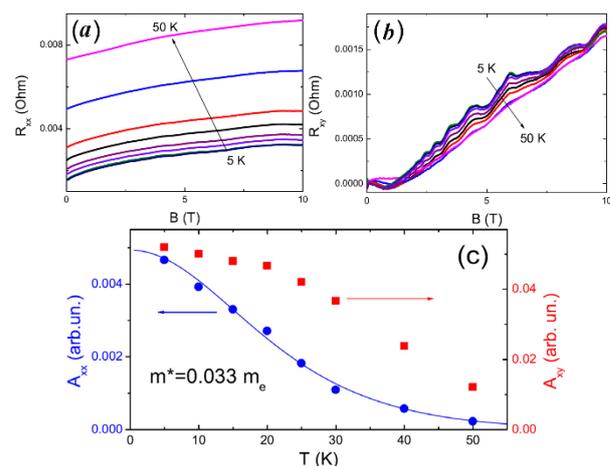


Рис. 1. Диагональная (a) и холловская (b) компоненты магнитосопротивления, измеренные в TmTe<sub>3</sub> при разных температурах; c — соответствующая температурная зависимость амплитуды МКО диагональной (эффект Шубникова — де Гааза) и холловской компоненты магнитосопротивления. Видно, что МКО холловской компоненты магнитосопротивления намного сильнее, чем диагональной, и имеют более слабую температурную зависимость амплитуды

компоненты магнитосопротивления, мы вычислили методами диаграммной техники Фейнмана диагональную [7] и холловскую [8] компоненты тензора проводимости и магнитосопротивления в квазидвумерных металлах. Хотя при некоторых параметрах медленные разностные осцилляции холловской компоненты могут оказаться сильнее, чем диагональной, мы не нашли причину их более слабой температурной зависимости. Поэтому возник теоретический вопрос [5], можно ли наблюдаемые МКО объяснить, предполагая, что это обычный эффект Шубникова — де Гааза.

Качественное объяснение большей амплитуды МКО можно получить, анализируя полученные ранее [9] выражения для первой гармоники МКО диагональной и холловской компоненты магнитосопротивления в двумерных металлах:

$$\rho_{xx} = \frac{1}{\sigma_0} \left( 1 + \frac{2\Delta g(T)}{g_0} \right) \quad (1)$$

$$\rho_{xy} = \frac{\omega\tau}{\sigma_0} \left( 1 - \frac{\Delta g(T)}{(\omega\tau)^2 g_0} \right), \quad (2)$$

где  $\Delta g$  — осциллирующая плотность состояний. Действительно, в пределе  $\omega\tau \ll 1$ , когда амплитуда МКО мала, МКО  $\rho_{xy}$  значительно сильнее. Если еще учесть, что из-за взаимодействия  $\tau$  уменьшается с повышением температуры, то можно объяснить и существенно более слабую температурную зависимость амплитуды МКО  $\rho_{xy}$ . Заметим, что первое измерение МКО в дырочно-легированных ВТСП-купратах [1] было сделано также в холловской компоненте  $\rho_{xy}$ , а не  $\rho_{xx}$ .

К сожалению, формулы (1) и (2) получены для однозонной модели. Мы рассмотрели их обобщение на случай многозонных металлов и убедились, что качественно результат о большей амплитуде МКО

$\rho_{xy}$  остается верным. Кроме того, согласно формулам (1) и (2), отношение амплитуд МКО  $\rho_{xy}$  и  $\rho_{xx}$  позволяет независимо измерить  $\omega\tau$  с большей точностью и легче, чем это получается из фактора Дингла.

## Выводы

МКО холловской компоненты магнитосопротивления легче измеряются и дают ценную информацию об электронной структуре. Это полезно для многих квазидвумерных соединений, включая все ВТСП.

## Финансирование

*Работа поддержана грантами РФФИ № 21-52-12027 и 21-52-12043.*

## Литература

1. N. Doiron-Leyraud, C. Proust, D. LeBoeuf *et al.* // *Nature (London)*, **447**, 565 (2007).
2. S. E. Sebastian and C. Proust // *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.*, **6**, 411 (2015).
3. P. D. Grigoriev and T. Ziman // *Phys. Rev. B* **96**, 165110 (2017).
4. M. V. Kartsovnik, P.D. Grigoriev, W. Biberacher *et al.* // *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 126802 (2002).
5. A. A. Sinchenko, P. D. Grigoriev *et al.* // to be published.
6. P. D. Grigoriev, A. A. Sinchenko, P. Lejay *et al.* // *Eur. Phys. J. B*, **89**, 151 (2016).
7. T. I. Mogilyuk, P. D. Grigoriev // *Phys. Rev. B*, **98**, 045118 (2018).
8. T. I. Mogilyuk, P. D. Grigoriev // to be published.
9. Akira Isihara and Ludvig Smircka // *J. Phys. C: Solid State Phys.*, **19**, 6777 (1986).

# Однофотонное рассеяние на кубите. Пространственно-временная структура рассеянного поля

Я. С. Гринберг\*, А. Г. Моисеев, А. А. Штыгашев

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

\* yakovgreenberg@yahoo.com

Исследуется пространственно-временная структура рассеянного поля, индуцированного узким однофотонным гауссовым импульсом на кубите, встроенном в одномерный открытый волновод. При слабой мощности возбуждения получены явные аналитические выражения для пространственной и временной зависимости отраженного и прошедшего полей, которые, вообще говоря, отличаются от простых бегущих волн. Рассеянное поле состоит из двух частей: затухающей части, представляющей спонтанный распад возбужденного кубита и когерентной бездиссипативной части. Показано, что при большом расстоянии  $x$  от кубита и в пределе бесконечно большого  $t$  после рассеяния представленная динамическая теория дает результат, который хорошо известен из теории стационарного фотонного транспорта. Однако приближение к стационарному пределу происходит очень медленно. Рассеянное поле убывает как обратные степени  $x$  и  $t$  по мере того, как расстояние от кубита и время после столкновения фотона с кубитом возрастает.

## Введение

Стационарная задача рассеяния фотона на двухуровневом атоме (или кубите) в одномерной геометрии давно исследована и хорошо изучена [1]. В этой картине коэффициенты прохождения  $T$  и отражения  $R$  даются следующими выражениями:

$$T(\omega_S) = \frac{\omega_S - \Omega}{\omega_S - \Omega + i\Gamma/2}; R(\omega_S) = \frac{-i\Gamma/2}{\omega_S - \Omega + i\Gamma/2}, \quad (1)$$

где  $\omega_S$  — частота фотона,  $\Omega$  — частота возбуждения кубита,  $\Gamma$  — скорость спонтанного излучения кубита в волновод.

Из общих соображений следует, что решения (1) имеют место только на больших расстояниях от кубита. Вблизи кубита рассеянное поле более сложно, его амплитуда зависит от пространственно-временных координат  $x$  и  $t$ . В общем случае коэффициенты прохождения и отражения должны иметь следующий вид:

$$T(\omega_S, x, t) = T(\omega_S) e^{i\frac{\omega_S}{v_g}(x-v_g t)} + F_T(\omega_S, x, t) \quad (2)$$

$$R(\omega_S, x, t) = R(\omega_S) e^{-i\frac{\omega_S}{v_g}(x+v_g t)} + F_R(\omega_S, x, t) \quad (3)$$

Функции  $F_{TR}(\omega_S, x, t)$  должны удовлетворять следующим свойствам:  $F_{TR}(\omega_S, x, t) \rightarrow 0$  при  $|x|, t \rightarrow \infty$ .

Возбуждение кубита осуществляется однофотонным узким гауссовым импульсом на фиксированной частоте  $\omega_S$ ,  $\gamma_0(\omega) = A\delta(\omega - \omega_S)$ , где  $A = (2\pi)^{1/4} \Delta^{1/2}$ ,  $\Delta$  — ширина импульса в частотной области ( $\Delta \ll \omega_S$ ). Для такого импульса получены точные аналитические выражения для величин  $F_{TR}(\omega_S, x, t)$ , которые уменьшаются относительно медленно (как обратные степени  $x$  и  $t$ ) при  $|x| \rightarrow \infty, t \rightarrow \infty$ . Однако при  $t \rightarrow \infty$  и фиксированном  $x$ , эти функции не стремятся к нулю. Это означает, что на относительно небольших расстояниях от кубита поле не является однородным и зависимость коэффициентов прохождения и отражения от частоты сложнее, чем (1).

## Формулировка задачи

Кубит может находиться в возбужденном  $|e\rangle$  и основном  $|g\rangle$  состояниях и расположен в точке  $x = 0$  в одномерном линейном волноводе. Полный гамиль-

тониан, описывающий взаимодействие кубита с фотонным полем волновода, имеет вид

$$H = H_0 + \int_0^\infty \omega a^\dagger(\omega) a(\omega) d\omega + \int_0^\infty \omega b^\dagger(\omega) b(\omega) d\omega + \int_0^\infty d\omega g(\omega) (\sigma_+ a(\omega) + \sigma_- a^\dagger(\omega)) + \int_0^\infty d\omega g(\omega) (\sigma_+ b(\omega) + \sigma_- b^\dagger(\omega)), \quad (4)$$

где  $H_0 = \Omega(1 + \sigma_z)/2$  — гамильтониан кубита,  $a(\omega)$ ,  $b(\omega)$  — фотонные операторы для волны, идущей слева направо и справа налево, соответственно. Волновую функцию берем в следующем виде:

$$\Psi(t) = \beta(t) e^{-i\Omega t} |e, 0\rangle + \int_0^\infty d\omega \gamma(\omega, t) e^{-i\omega t} a^\dagger(\omega) |g, 0\rangle + \int_0^\infty d\omega \delta(\omega, t) e^{-i\omega t} a^\dagger(\omega) |g, 0\rangle, \quad (5)$$

где  $\beta(t)$  — амплитуда кубита,  $\gamma(\omega, t)$ ,  $\delta(\omega, t)$  — фотонные амплитуды для волн, идущих направо и налево соответственно.

Эти амплитуды находятся из решения нестационарного уравнения Шредингера  $id\Psi/dt = H\Psi$ . Подробности вычислений приведены в [2].

## Пространственно-временная структура рассеянного поля

Зная фотонные амплитуды  $\gamma(\omega, t)$ ,  $\delta(\omega, t)$ , можно построить прошедшую ( $R$ ) и отраженную ( $L$ ) электромагнитные волны.

$$u_R(x, t) = \int_0^\infty d\omega \gamma(\omega, t) e^{i\frac{\omega}{v_g}(x-v_g t)} \quad (6)$$

$$u_L(x, t) = \int_0^\infty d\omega \delta(\omega, t) e^{-i\frac{\omega}{v_g}(x+v_g t)} \quad (7)$$

В прошедшей волне  $x > 0$  и  $x - v_g t < 0$ , что обеспечивает принцип причинности: сигнал не может появиться в точке  $x$  раньше времени  $x/v_g$ , необходимого фотону, чтобы пройти расстояние  $x$ . Аналогично, для отраженной волны  $x < 0$  и  $x + v_g t > 0$ . Непосредственные вычисления дают для величин  $T(\omega_S, x, t) = u_R(x, t)/A$ ,  $R(\omega_S, x, t) = u_L(x, t)/A$  следующий результат:

$$\begin{aligned}
T(\omega_S x, t) = & T(\omega_S) e^{\frac{i\omega_s}{v_g}(x-v_g t)} + \frac{iR(\omega_S)}{2\pi} e^{\frac{i\tilde{\Omega}}{v_g}(x-v_g t)} \times \\
& \times \left( Ei\left(\frac{x}{v_g} \tilde{\Omega}\right) + 2\pi i - Ei\left(-i \frac{|x-v_g t|}{v_g} \tilde{\Omega}\right) \right) + \\
& + \frac{R(\omega_S)}{2\pi} e^{\frac{i\omega_s}{v_g}(x-v_g t)} \left( ici(\omega_s \frac{x}{v_g}) + si(\omega_s \frac{x}{v_g}) - \right. \\
& \left. - ici(\omega_s \frac{|x-v_g t|}{v_g}) + si(\omega_s \frac{|x-v_g t|}{v_g}) \right), \quad (8)
\end{aligned}$$

где  $\tilde{\Omega} = \Omega - i\Gamma/2$ ,  $E_1(z)$  — интегральная экспонента,  $si(xy)$ ,  $ci(xy)$  — интегральный синус и интегральный косинус, соответственно. Первое слагаемое в (8) есть не что иное, как результат, который получается и в стационарной теории. Второй член в (8) представляет собой затухающую волну, связанную со спонтанным распадом возбужденного кубита. Последнее слагаемое в (8) есть незатухающая бездиссипативная часть. Тем не менее при стремлении  $x$  и  $t$  к бесконечности эта часть тоже стремится к нулю обратно пропорционально  $x$  и  $t$ . Таким образом, на больших расстояниях от кубита и на больших временах у нас остается только первое слагаемое в (8). Однако при фиксированном  $x$ , когда  $t$  стремится к бесконечности, поле вблизи кубита не исчезает (третья строчка в (8)).

Наконец, для отраженной волны получим выражение по структуре аналогичное выражению (8):

$$\begin{aligned}
R(\omega_S, x, t) = & R(\omega_S) e^{-\frac{i\omega_s}{v_g}(x+v_g t)} + \frac{iR(\omega_S)}{2\pi} e^{-\frac{i\tilde{\Omega}}{v_g}(x+v_g t)} \times \\
& \times \left( Ei\left(i \frac{|x|}{v_g} \tilde{\Omega}\right) + 2\pi i - Ei\left(-i \frac{x+v_g t}{v_g} \tilde{\Omega}\right) \right) +
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{R(\omega_S)}{2\pi} e^{-\frac{i\omega_s}{v_g}(x+v_g t)} \left( ici(\omega_s \frac{|x|}{v_g}) + si(\omega_s \frac{|x|}{v_g}) - \right. \\
& \left. - ici(\omega_s \frac{x+v_g t}{v_g}) + si(\omega_s \frac{x+v_g t}{v_g}) \right). \quad (9)
\end{aligned}$$

Здесь также есть слагаемое, описывающее спонтанный распад и бездиссипативная часть, которая стремится к нулю при стремлении  $x$  и  $t$  к бесконечности.

Проведенное рассмотрение справедливо, если сигнал возбуждения является слабым,  $\Delta \ll \Gamma$ . При этом чистая дефазировка  $\Gamma_n$  и нерадационные потери  $\Gamma_{nr}$  учитываются заменой в (1) частоты кубита:

$$\Omega \rightarrow \Omega - i(\Gamma_\phi + \Gamma_{nr}/2).$$

### Благодарности

*Автор (Я. С. Г.) выражает благодарность В. В. Курину, обратившему в свое время внимание автора к проблеме, рассмотренной в этой работе.*

### Финансирование

*Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках проекта FSUN-2023-0006.*

### Литература

1. D. Roy, C. M. Wilson, and O. Firstenberg, Strongly interacting photons in one-dimensional continuum // *Rev. Mod. Phys.*, **89**, 021001 (2017).
2. Ya. S. Greenberg, A. G. Moiseev, A. A. Shtygashev, e-print arXiv, 2205.00174v3 (2022). Accepted in *Phys. Rev. A*.

# Поверхностная сверхпроводимость в дираковских полуметаллах

В. Д. Есин, О. О. Швецов, А. В. Тимонина, Н. Н. Колесников, Э. В. Девятков\*

Институт физики твердого тела РАН, ул. Ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432

\*dev@issp.ac.ru

Экспериментально изучен перенос заряда в одиночном планарном контакте между золотым электродом и дираковским полуметаллом. В качестве последнего выступал  $Cd_3As_2$  как наиболее изученный дираковский полуметалл, а также новое соединение  $NiTe_2$ , приобретающее популярность в последнее время. Полученные данные позволяют нам утверждать возникновение поверхностной сверхпроводимости на границе нормальный металл — дираковский полуметалл в силу образования плоской зоны в спектре, что было также предсказано теоретически.

## Введение

Интерес к дираковским материалам связан, в том числе, и с поиском топологической сверхпроводимости. Наиболее известным примером является сверхпроводимость в двуслойном графене [1–3]. Как наиболее вероятная причина возникновения сверхпроводимости в такой системе рассматривается образование плоской зоны [4–7].

Топологические полуметаллы, как и графен, характеризуются дираковским спектром носителей. Соображения о стимулированной образовании плоской зоны естественным образом распространяются на полуметаллы с узловой линией [8, 9]. Однако они так же могут быть справедливы и для остальных топологических полуметаллов, в силу того, что образование плоской зоны и топологических поверхностных состояний имеют одну природу [10]: поверхностные состояния типа ферми-арок образуются как сумма одномерных состояний двумерных топологических изоляторов, сложенных в стопку, образующую трёхмерный топологический полуметалл [11], так что плоская зона может рассматриваться как поверхностное состояние при нулевой энергии [5, 9]

Для дираковского полуметалла  $Cd_3As_2$  образование плоской зоны показано по результатам фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES) [12, 13]. Нетривиальная топология монокристаллов  $NiTe_2$  так же подтверждена ARPES экспериментами [14, 15]. При этом предсказано образование плоской зоны в  $NiTe_2$  [16].

## Полученные результаты

Мы экспериментально изучили перенос заряда в одиночном планарном контакте между золотым электродом и дираковским полуметаллом. В качестве последнего выступали  $Cd_3As_2$  как наиболее изученный дираковский полуметалл, а так же новое соединение  $NiTe_2$ , приобретающее популярность в последнее время. Оба соединения не являются сверхпроводящими в объёме в условиях эксперимента.

При этом мы обнаружили неомическое поведение вольт-амперных характеристик при милликельвиновых температурах, по виду сильно напоминающее стандартное Андреевское отражение с ясно выраженной на характеристиках сверхпроводящей щелью. Такое поведение продемонстрировано для  $Cd_3As_2$  при различных техниках изготовления контакта к кри-

сталлу, а также для второго типа дираковского полуметалла  $NiTe_2$ , то есть оно является универсальным и не зависит от конкретных реализаций контакта нормальный электрод — дираковский полуметалл, но, например, не наблюдается в контакте нормальный электрод — вейлевский полуметалл  $WTe_2$ . Утверждение о сверхпроводящем поведении контакта так же подтверждается подавлением измеренной щели температурой и магнитным полем. Эти данные позволяют нам утверждать, что возникает поверхностная сверхпроводимость на границе нормальный металл — дираковский полуметалл в силу образования плоской зоны в спектре, что было предсказано теоретически.

Поскольку образование плоской зоны тесно связано с формированием поверхностных состояний в дираковских полуметаллах, мы попытались проверить наше утверждение наблюдением Джозефсоновского тока по поверхностным состояниям в  $NiTe_2$ . Мы продемонстрировали выраженный диодный эффект для джозефсоновского тока, который связан со сдвигом импульса в топологическом поверхностном состоянии при приложении магнитного поля в плоскости образца.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта Российской государственной академии наук № 22-22-00229, <https://rscf.ru/project/22-22-00229/>

## Литература

1. Cao, Y.; Fatemi, V.; Fang, S.; Watanabe, K.; Taniguchi, T.; Kaxiras, E.; Jarillo-Herrero, P. // *Nature*, 2018, 556, 43.
2. Cao, Y.; Fatemi, V.; Demir, A.; Fang, S.; Tomarken, S.L.; Luo, J.Y.; Sanchez-Yamagishi, J.D.; Watanabe, K.; Taniguchi, T.; Kaxiras, E.; et al. // *Nature*, 2018, 556, 80.
3. Yankowitz, M.; Chen, S.; Polshyn, H.; Watanabe, K.; Taniguchi, T.; Graf, D.; Young, A.F.; Dean, C.R. // *Science*, 2019, 6431, 1059.
4. Barash, Y.S.; Nagornykh, P.I. // *JETP Lett.*, 2006, 83, 376.
5. Kopnin, N.B.; Heikkilä, T.T.; Volovik, G.E. // *Phys. Rev. B*, 2011, 83, 220503(R).
6. Heikkilä, T.T.; Volovik, G.E. Flat Bands as a // *Springer Ser. Mater. Sci.*, 2016, 244, 123.

7. Liang, L.; Vanhala, T.I.; Peotta, S.; Siro, T.; Harju, A.; Törmä, P. // *Phys. Rev. B*, 2017, 95, 024515.
8. Heikkilä, T.T.; Kopnin, N.B.; Volovik, G.E. Flat bands in topological media. // *JETP Lett.*, 2011, 94, 233.
9. Heikkilä, T. T.; Volovik, G. E. // *JETP Lett.*, 2011, 93, 59.
10. Nissinen, J.; Heikkilä, T.T.; Volovik, G.E. // *Phys. Rev. B*, 2021, 103, 245115.
11. Armitage, N.P.; Mele, E.J.; Vishwanath, A. // *Rev. Mod. Phys.*, 2018, 90, 015001.
12. Neupane, M.; Xu, S.-Y.; Sankar, R.; Alidoust, N.; Bian, G.; Liu, C.; Belopolski, I.; Chang, T.-R.; Jeng, H.-T.; Lin, H.; et al. // *Nat. Commun.*, 2014, 5, 3786.
13. Roth, S.; Lee, H.; Sterzi, A.; Zacchigna, M.; Politano, A.; Sankar, R.; Chou, F.C.; Santo, G.D.; Petaccia, L.; Yazyev, O.V.; et al. // *Phys. Rev. B*, 2018, 97, 165439.
14. Ghosh, B.; Mondal, D.; Kuo, C.-N.; Lue, C.S.; Nayak, J.; Fujii, J.; Vobornik, I.; Politano, A.; Agarwal, A. // *Phys. Rev. B*, 2019, 100, 195134.
15. Mukherjee, S.; Jung, S.W.; Weber, S.F.; Xu, C.; Qian, D.; Xu, X.; Biswas, P.K.; Kim, T.K.; Chapon, L.C.; Watson, M.D.; et al. // *Sci. Rep.*, 2020, 10, 12957.
16. Ferreira, P.P.; Manesco, A.L.R.; Dorini, T.T.; Correa, L.E.; Weber, G.; Machado, A.J.S.; Eleno, L.T.F. // *Phys. Rev. B*, 2021, 103, 125134.

# Структурные свойства сверхрешеток Nb/Dy и Nb/Ho

В. Д. Жакетов<sup>1,\*</sup>, Д. И. Девятериков<sup>2</sup>, Е. А. Кравцов<sup>2,3</sup>, Д. А. Норов<sup>1,4</sup>,  
Е. Д. Колупаев<sup>1,4</sup>, М. М. Авдеев<sup>1,4</sup>, М. О. Кузьменко<sup>1</sup>, Ю.Н. Хайдуков<sup>4</sup>,  
Ю. В. Никитенко<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Объединённый институт ядерных исследований, ул. Жолио-Кюри, 6, Дубна, 141980

<sup>2</sup> Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108

<sup>3</sup> Уральский федеральный университет, ул. Мира, д. 19, Екатеринбург, 620002

<sup>4</sup> Московский государственный университет, Ленинские горы, д. 1., Москва, 119991

\*zhaketov@nf.jinr.ru

Представлены результаты, указывающие на изменение магнитного состояния гелимагнетика под влиянием сверхпроводимости. Предложены структуры с чередующимися слоями сверхпроводника и редкоземельного гелимагнетика для исследования магнитных эффектов близости. Аттестация изготовленных магнетронным напылением гетероструктур с помощью рентгеновских методов и атомно-силовой микроскопии демонстрирует высокое качество полученных структур.

## Введение

В настоящее время активно исследуются эффекты близости на границе раздела двух сред. Особый интерес представляют двумерные низкоразмерные структуры со сверхпроводящими (S) и ферромагнитными (F) свойствами, в которых реализуется взаимодействие двух антагонистичных друг другу параметров порядка [1]. К проявлениям влияния ферромагнетизма на сверхпроводящие свойства S/F-гетероструктур относятся фазовые изменения сверхпроводящего параметра порядка ( $\pi$ -фазная сверхпроводимость) и спин-триплетное куперовское спаривание. Исследованию обратных эффектов близости, при которых сверхпроводимость влияет на ферромагнетизм, уделяется меньше внимания. Такие магнитные эффекты близости ожидаются в системах, в которых температуры ферромагнитного и сверхпроводящего переходов сравнимы. Перспективными системами для изучения эффектов близости являются S/F-гетероструктуры из ниобия и редкоземельных (RE) металлов [2]. В первую очередь отмечается высокая прозрачность границы раздела S/F для таких систем RE/Nb, как Gd/Nb, что упрощает проникновение сверхпроводящих корреляций в F-слои. Во-вторых, редкоземельные металлы характеризуются слабым ферромагнетизмом, что сближает энергии обоих взаимодействий и облегчает реализацию эффектов близости. В-третьих, некоторые редкоземельные элементы, такие как Dy и Ho, являются редкоземельными ферромагнетиками с геликоидальной структурой, позволяющей предположительно генерировать действующую триплетную сверхпроводимость. Отметим, что возможность создания спиновых вентилях на основе таких структур рассмотрена в работе [3].

## Экспериментальные результаты

В работе [4] с помощью рефлектометрии поляризованных нейтронов на рефлектометре РЕМУР реактора ИБР-2 исследовалась периодическая гетероструктура  $\text{Al}_2\text{O}_3(1\bar{1}02)/\text{Nb}(40 \text{ нм})/[\text{Dy}(6 \text{ нм})/\text{Ho}(6 \text{ нм})]_{12}/\text{Nb}(10 \text{ нм})$ . В представленной работе проведен более детальный анализ низкотемпературных измерений, полученных для данной структуры при температуре ниже  $T_c(\text{Nb})$ .

На рис. 1 показана зависимость разности коэффициентов зеркального отражения нейтронов  $S = R_+ - R_-$

для различных значений поляризации падающих на структуру нейтронов, при этом  $S$  пропорциональна магнитному моменту структуры  $\sim M$ . Данные приведены для Брэгговского пика первого порядка, полученного от периода сверхрешетки. Видно, что с уменьшением температуры  $S$  возрастает, что указывает на то, что с уменьшением температуры гелимагнитное упорядочение трансформируется в веерное, поскольку возрастает коллинеарная компонента намагниченности. Но при  $T = 1.5 \text{ K} < T_c(\text{Nb})$  наблюдается обратное поведение, т. е. уменьшение  $S$ , что указывает на восстановление из веерной фазы — гелимагнитной. Данное поведение связано с тем, что гелимагнитная фаза является более выгодной для существования сверхпроводящих корреляций. При этом эффект по амплитуде достаточно большой, что указывает на его дальное действие, что происходит при образовании спин-триплетных корреляций. Небольшое смещение по  $Q$  связано с точностью установления угла скольжения нейтронного пучка.

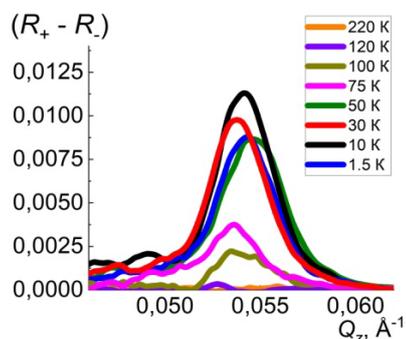
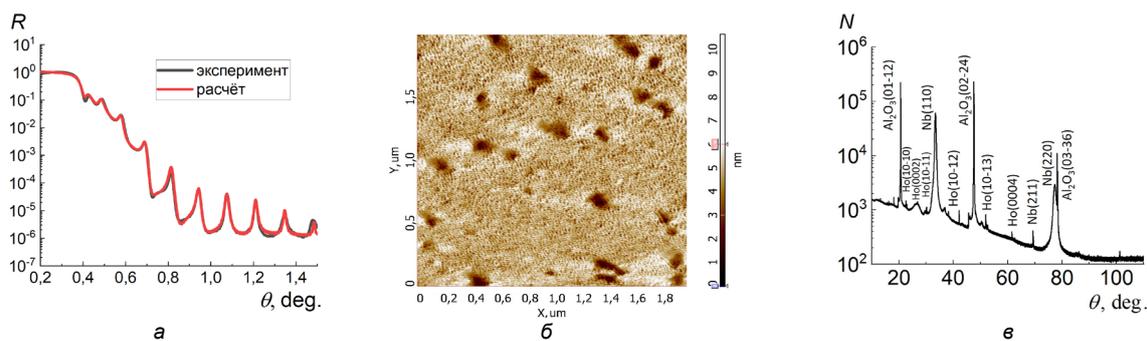


Рис. 1. Разность коэффициентов зеркального отражения нейтронов, полученная при различных значениях температуры

В описанной системе сверхпроводящим является только буферный слой Nb(40 нм). С помощью магнетронного напыления были изготовлены более оптимальные системы для исследования влияния сверхпроводимости на гелимагнитное упорядочение. Структуры представляют собой сверхрешетки с чередующимися F- и S-слоями:



где RE = Dy, Ho,  $d_f = 2, 4, 6 \text{ нм}$ . Таким образом, изготовлены структуры с толщиной магнитных слоев как меньше, так и больше периода магнитного гели-



**Рис. 2.** Коэффициент зеркального отражения рентгеновских лучей для структуры  $[\text{Nb}(25 \text{ нм})/\text{Dy}(6 \text{ нм})]_{12}$  (а); данные атомно-силовой микроскопии для структуры  $[\text{Nb}(25 \text{ нм})/\text{Ho}(4 \text{ нм})]_{12}$  (б); рентгенограмма для структуры  $[\text{Nb}(25 \text{ нм})/\text{Ho}(4 \text{ нм})]_{12}$ , полученная в геометрии  $\theta - 2\theta$  (в), дифракционные пики проиндексированы

когда  $d_h \sim 3 \div 4$  нм. Проведена аттестация данных структур. Структурная характеристика образцов проводилась на рентгеновском дифрактометре в геометрии  $\theta - 2\theta$  с использованием излучения  $\text{CuK}\alpha$  с длиной волны  $\lambda = 1.54 \text{ \AA}$ . Измерено зеркальное отражение рентгеновских лучей (рис. 2, а), показывающее высокую повторяемость бислоев Dy/Nb и Ho/Nb по глубине структуры, при этом реальная толщина слоев отличается не более чем на 5 % от номинальных значений, межслойные границы характеризуются среднеквадратичной амплитудой шероховатостей не более 1 нм. Таким образом, данные демонстрируют однородность этих систем на уровне структур Nb/Gd. Результаты атомно-силовой микроскопии показали наличие неоднородностей в плоскости структуры (шероховатость поверхности без неоднородностей  $S_a = 0.65 \text{ нм}$ ) с характерным размером 89 нм и глубиной 5.2 нм (рис. 2, б). На рис. 2, в представлена рентгенограмма для структуры  $d_F(\text{Ho}) = 4 \text{ нм}$ , полученная в геометрии  $\theta - 2\theta$ . Проиндексированные дифракционные пики аналогичны результатам, представленным в работе [5]. Поэтому по аналогии сделано заключение, что параметры кристаллической решетки Nb, Ho, Dy соответствуют объемным кристаллам. Ориентация кристаллической структуры слоев Dy, Ho соответствует направлению оси геликоида в направлении, перпендикулярном плоскости структуры.

## Заключение

Продемонстрирована возможность управления магнитным упорядочением гелимагнетика при сверхпроводящем переходе. Изготовлены и аттестованы структуры с чередующимися слоями сверхпроводника и редкоземельного гелимагнетика, предназначенные для исследования магнитных эффектов близости. Рентгеноструктурные и микроскопические исследования выявили высокое качество структур.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 22-72-00116.

## Литература

1. Yu. V. Nikitenko et al. // *Physics of Particles and Nuclei*, 2022, 53(6), p. 1089–1125.
2. Yu.N. Khaydukov et al. // *Phys. Rev. B*, 2019, 99(14), 140503.
3. N. G. Pugach et al. // *Physical Review Applied*, 2022, 18(5), 054002.
4. D. I. Devyaterikov et al. // *Journal of Surface Investigation*, 2022, 16(5), p. 839–842.
5. D. I. Devyaterikov et al. // *Physics of Metals and Metallography*, 2021, 122(5), p. 465–471.

# Энергетическая щель для вихревых майорановских мод в киральных 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 энергетическая щель в киральном сверхпроводнике  $d$ -типа симметрии, отделяющая майорановские вихревые моды от состояний типа Кароли — де Жена — Матрикона, содержит два конкурирующих вклада от обменного поля при наличии неколлинеарного магнитного порядка. В результате величина щели хорошо согласуется с энергией связанного состояния в немагнитном случае, которая для  $d_1 + id_2$  состояния увеличивается с ростом химпотенциала.

## Введение

В последнее время вызывают интерес исследования квази-двумерных структур, в которых нетривиальная топология сверхпроводящего состояния обусловлена неколлинеарной магнитной структурой [1, 2], в том числе скирмионами [3]. В данных системах первостепенное значение имеют вихревые особенности сверхпроводящего параметра порядка, т. к. именно в них, а не на границах решетки, происходит локализация майорановских мод.

Ранее было предложено [4, 5], что материалы, содержащие сверхпроводящие и магнитные слои с гексагональной решеткой, перспективны в качестве топологических в силу того, что в них геометрические фрустрации решетки способствуют формированию неколлинеарного спинового упорядочения. В свою очередь, при доминирующей неустойчивости в спин-синглетном  $d$ -канале из-за точечной симметрии треугольной решетки в ней формируется киральная  $d_{x^2-y^2} + id_{xy}$  сверхпроводимость, которая обладает следующими преимуществами: 1) она не подавляется локальным обменным полем, обусловленным неколлинеарной спиновой структурой, в отличие от сверхпроводимости  $s$ -типа симметрии; 2) спектр с  $d_{x^2-y^2} + id_{xy}$  щелью не обладает нодальными точками в широкой области параметров.

В работе [6] на основе анализа локальной плотности состояний в такой системе показано, что величина энергетической щели, отделяющей майорановские вихревые моды (МВМ) от других состояний, определяется энергией возбуждения связанных состояний, локализованных вблизи вихревой нити, типа состояний Кароли — де Жена — Матрикона (КдЖМ). В этой связи в данной работе анализируется зависимость щели для МВМ от параметров структуры.

## Результаты и обсуждения

Рассматривается средне-полевая модель в приближении сильной связи, описывающая сосуществование  $d_{x^2-y^2} + id_{xy}$  сверхпроводимости и  $120^\circ$ -градусного магнитного упорядочения на треугольной решетке. Предполагается, что в системе формируется одиночный вихрь в центре решетки или структуры из нескольких вихрей или антивихрей. Следует отметить, что подобные неперIODические структуры вихрей получены экспериментально с помощью локального нагрева лазерным лучом некоторой области и подавления сверхпроводимости в ней [7].

В квазиклассическом подходе установлено, что в киральных сверхпроводниках с параметром порядка  $\Delta_v \propto (p_x + ip_y)^N$  спектр связанных состояний, локализованных в вихревых нитях, является щелевым при четном  $N$  и содержит нулевую энергию, отсчитанную от энергии Ферми, при  $N$  — нечетном [8]. Для  $d_{x^2-y^2} + id_{xy}$  сверхпроводящего состояния с  $N = 2$  наличие щели в спектре продемонстрировано также с помощью решения уравнений Боголюбова — де Жена (БдЖ) [9]. При этом учет зеемановского расщепления в однородном магнитном поле приводит к сдвигу энергии, в результате чего энергия возбуждения может обратиться в нуль. К аналогичному эффекту приводит и обменное поле, обусловленное неколлинеарной магнитной структурой. Более того, известно, что такой магнитный порядок индуцирует эффективную спин-орбитальную связь, что приводит к переходу в топологически нетривиальную фазу [5]. В результате исходные состояния типа КдЖМ при сосуществовании киральной сверхпроводимости  $d$ -типа и неколлинеарного магнетизма становятся майорановскими состояниями [6].

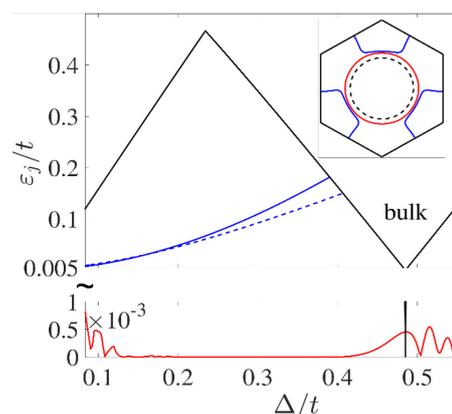


Рис. 1. Зависимость энергий возбуждения от амплитуды  $\Delta$  сверхпроводящего параметра порядка, обладающего  $d_{x^2-y^2} + id_{xy}$  типом симметрии, при наличии обменного поля  $h = t$  ( $t$  — интеграл перескока), вызванного  $120^\circ$  спиновым упорядочением. Решения с нулевой энергией соответствуют майорановским модам, локализованным в ядрах вихрей. Светлая сплошная линия определяет энергетическую щель, отделяющую МВМ от других состояний. Штриховая линия — оценка по формуле (1). Величина объемной сверхпроводящей щели продемонстрирована темной сплошной линией. На вставке к рисунку показаны контуры Ферми на гексагональной зоне Бриллюэна: без учета магнитного порядка (окружности) и в магнитном состоянии

В рамках метода сканирующей туннельной микроскопии энергетическая щель для МВМ локально определяется величиной энергии возбуждения вышележащих состояний КдЖМ. В длинноволновом приближении для  $d_{x^2-y^2} + id_{xy}$  сверхпроводника величина этой энергии имеет вид [9]:

$$\varepsilon_l = \frac{2l|\tilde{\Delta}|k_F a}{\xi/a} C \sim l\Delta^2(k_F a)^2/t, \quad (1)$$

где  $l$  — полуцелое, параметр  $\tilde{\Delta}$  пропорционален аномальной амплитуде  $\Delta$ ,  $k_F a$  — импульс Ферми по отношению к параметру решетки  $a$ ,  $\xi$  — длина когерентности и  $C$  — множитель порядка 1, возникающий и для s-типа симметрии,  $t$  — интеграл перескока. Видно, что результат отличается от известного выражения для энергии КдЖМ в случае сверхпроводимости s-типа  $\sim l\Delta/k_F \xi = l\Delta^2/\varepsilon_F$ . Разница в результатах объясняется тем, что сверхпроводящая щель в  $d_{x^2-y^2} + id_{xy}$  состоянии зависит от импульса Ферми:  $g = \Delta(k_F a)^2$ . Отсюда следует, что в областях допирования, в которых справедливо используемое приближение, энергия возбуждения линейно зависит от химпотенциала.

Неколлинеарная структура, приводящая к смешиванию электронных состояний с разной проекцией спина, существенно усложняет получение аналитических результатов. В данной работе на основе численного решения уравнений БдЖ показано, что квадратичная зависимость энергии  $\varepsilon_{1/2}$  от  $\Delta$  сохраняется при учете неколлинеарной магнитной структуры (см. светлую сплошную линию на верхнем графике рис. 1). Видно, что поведение энергии  $\varepsilon_{1/2}$  не повторяет зависимости объемной сверхпроводящей щели

от  $\Delta$  (темная сплошная линия), обращающейся в нуль в точке топологического фазового перехода. Показано, что с ростом величины обменного поля  $h$  энергия  $\varepsilon_l$  растет за счет перенормировки  $k_F$ . Однако данное увеличение практически компенсируется уменьшением аномальной амплитуды  $\Delta$  в выражении (1) при ее самосогласованном расчете с учетом неколлинеарного спинового упорядочения.

## Финансирование

*Работа выполнена при поддержке фонда «Базис».*

## Литература

1. S. Rex, I. V. Gornyi, A. D. Mirlin // Phys. Rev. B, **102**, 224501 (2020).
2. D. Steffensen, B. M. Andersen, P. Kotetes // Phys. Rev. B, **104**, 174502 (2021).
3. S. Rex, I. V. Gornyi, and A. D. Mirlin // Phys. Rev. B, **100**, 064504 (2019).
4. Y.-M. Lu, Z. Wang // Phys. Rev. Lett., **110**, 096403 (2013).
5. A. O. Zlotnikov, M. S. Shustin, A. D. Fedoseev // J. Supercond. Nov. Magn., **34**, 3053 (2021).
6. A. O. Zlotnikov // arXiv:2205.03603 (2022); Наноп физика и нанозлектроника. Т. 1, 70 (2022).
7. A. Rochet, V. Vadimov, W. Magrini *et al.* // Nano Lett., **20**, 6488 (2020).
8. G. E. Volovik // JETP Lett., **70**, 609 (1999).
9. D. Lee and A. P. Schnyder // Phys. Rev. B, **93**, 064522 (2016).

# Протекание сверхтекучего тока в неоднородных сверхпроводниках

О. Б. Зуев<sup>1,2,\*</sup>, М. А. Скворцов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, пр. Ак. Семёнова, 1А, Черноголовка, Московская обл., 142432

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт, пер. Институтский, 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701

\* vip.zuev.oleg@mail.ru

Исследовано влияние неоднородности на сверхтекучий ток в сверхпроводящих плёнках. Неоднородность рассматривается в модели гауссовых флуктуаций локальной температуры перехода. В приближении среднего поля неоднородность приводит к сдвигу вверх температуры фазового перехода. В низшем порядке по величине неоднородности найдена пространственно-зависящая поправка к сверхтекучему току. Определена поправка к среднему току как функция среднего градиента разности фаз. Показано, что в присутствии неоднородности критический ток может сдвигаться как вниз, так и вверх в зависимости от параметров задачи. Также вычислены пространственные флуктуации сверхтекучего тока.

## Введение

Одной из областей практического применения сверхпроводимости, возникшей в последние десятилетия, является детектирование микроволнового излучения [1]. В силу технологических требований используемые сверхпроводники являются не просто грязными (параметр  $T_c \tau / \hbar \ll 1$ ), но сильно грязными, находящимися в окрестности порога локализации (параметр  $E_F \tau / \hbar$  приближается к 1) [2]. Для таких достаточно сильно неупорядоченных материалов становится существенной неоднородность сверхпроводящего состояния [3, 4, 5].

В данной работе мы преследуем цель описать влияние неоднородности на протекание сверхтекучего тока в такого рода плёнках. Неоднородность мы рассматриваем как замороженные гауссовы флуктуации локальной температуры перехода.

## Постановка задачи

Параметр порядка  $\Delta$  в сверхпроводнике вблизи критической температуры  $T_c$  описывается уравнением Гинзбурга-Ландау (ГЛ). Для неупорядоченного сверхпроводника оно принимает вид

$$-\gamma \left( \nabla + i \frac{2e}{\hbar c} \mathbf{A} \right)^2 \Delta - (\alpha + \alpha_1(\mathbf{r})) \Delta + \beta |\Delta|^2 \Delta = 0 \quad (1)$$

В грязном пределе коэффициенты имеют вид:  $\alpha = v(T_c - T)/T_c$ ,  $\beta = v^2 \zeta(3)/8\pi^2 T_c^2$ ,  $\gamma = v\pi D \hbar / 8T_c$ , где  $D$  — коэффициент диффузии. Флуктуации локальной температуры перехода связаны с  $\alpha_1(\mathbf{r})$  следующим образом:  $\alpha_1(\mathbf{r}) = \alpha \delta T_c / T_c$ . Влиянием неоднородности на два других коэффициента мы пренебрегаем, так как в теории ГЛ именно  $\alpha$  обращается в нуль в точке фазового перехода.

Случайное поле  $\alpha_1(\mathbf{r})$  предполагается гауссовым с коррелятором  $\langle \alpha_1(\mathbf{r}) \alpha_1(\mathbf{r}') \rangle = f_\alpha(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ , причём масштаб  $r_c$  корреляционной функции  $f_\alpha(\mathbf{r})$  будем считать много меньшим как сверхпроводящей длины когерентности  $\xi = \sqrt{\gamma/\alpha}$ , так и толщины плёнки  $d$ .

Мы будем интересоваться статистическими свойствами сверхтока, возникающего при приложении разности фаз к образцу. Поскольку в неоднородном сверхпроводнике фаза параметра локально подстраивается под неоднородности, мы будем вычислять статистические свойства в зависимости от среднего гра-

диента фазы  $\mathbf{A} = \frac{\hbar c}{2e} \langle \nabla \varphi \rangle$ . Мы предполагаем, что внешнего магнитного поля нет, а также пренебрегаем индуцированным магнитным полем. Последнее законно, если плёнка достаточно узкая (ширина  $w \ll \Lambda^2/d$ , где  $\Lambda$  — глубина проникновения сверхпроводника).

## Основные результаты

Для решения уравнения (1) используется теория возмущений по величине неоднородности  $\alpha_1(\mathbf{r})$ . При ее построении необходимо учесть, что, помимо возникновения пространственного распределения  $\Delta(\mathbf{r})$ , неоднородность приводит к повышению критической температуры  $T_c$ . Сдвиг  $T_c$  — непертурбативный эффект, требующий суммирования бесконечной последовательности диаграмм. В дальнейшем предполагается, что  $T_c$  уже перенормирована соответствующим образом, и изучается только влияние неоднородностей на параметр порядка и сверхтекучий ток.

Ключевым объектом теории является флуктуационный пропагатор  $L(\mathbf{r})$ , играющий роль функции Грина для поля  $\Delta$ . В импульсном пространстве он задаётся соотношением (везде далее множитель  $2e/\hbar c$  включён в определение  $\mathbf{A}$ ):

$$L^{-1}(\mathbf{q}) = \gamma(\mathbf{q} + \hat{\sigma}_z \mathbf{A})^2 - \alpha + 2\beta \bar{\Delta}^2 + \beta \bar{\Delta}^2 \hat{\sigma}_x. \quad (2)$$

где  $\hat{\sigma}_i$  — матрицы Паули во вспомогательном пространстве  $(\Delta_1, \Delta_1^*)$ , а  $\bar{\Delta}$  — усреднённое по неоднородностям значение параметра порядка. Через  $L(\mathbf{q})$  выражается поправка  $\Delta_1(\mathbf{q})$  к среднему значению  $\bar{\Delta}$ , вызванная неоднородностью:

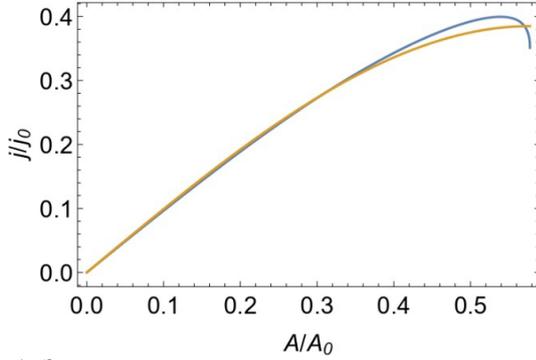
$$\begin{pmatrix} \Delta_1(\mathbf{q}) \\ \Delta_1^*(\mathbf{q}) \end{pmatrix} = \bar{\Delta} L(\mathbf{q}) \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \alpha_1(\mathbf{q}). \quad (3)$$

В силу того, что в присутствии сверхтока амплитудные и фазовые степени свободы оказываются запутанными (последний член в формуле (2)), отклик модуля параметра порядка на неоднородность оказывается далекодействующим, убывая как  $1/r^2$  в двумерном и как  $1/r^3$  в трехмерном пространстве).

Для вычисления среднего тока требуется усреднить его локальное выражение по неоднородностям:

$$\langle j \rangle / j_0 = A \langle |\Delta|^2 \rangle - \frac{1}{2i} \langle \Delta_1 \nabla \Delta_1^* - \Delta_1^* \nabla \Delta_1 \rangle, \quad (4)$$

где  $j_0 = 2\gamma c \frac{\alpha^{3/2}}{\beta\gamma^{1/2}}$ . Выражая  $\langle |\Delta|^2 \rangle = \overline{\Delta^2} + \langle \Delta_1 \Delta_1^* \rangle$ , используя (3) и усредняя по неоднородностям, получим выражение для среднего тока в виде интеграла от компонент флуктуационного пропагатора.



**Рис. 1.** Зависимость среднего сверхтекучего тока от прикладываемого к краям плёнки среднего градиента фаз  $A = \frac{\hbar c}{2e} \langle \nabla \varphi \rangle$  в отсутствие неоднородности (оранжевая кривая) и при наличии неоднородности с  $\lambda = 3$  (синяя кривая). График обрывается в критической точке  $A/A_0 = 1/\sqrt{3} \approx 0.577$  и при больших значениях не имеет физического смысла. Критический ток при данном значении параметра  $\lambda$  сдвигается вверх.

В случае толстой пленки ( $d \gg \xi$ ) задача является эффективно трехмерной. В этом пределе беспорядок характеризуется единственным безразмерным параметром  $\lambda = f_n(\mathbf{q} = \mathbf{0})/\alpha^2 \xi^3 \sim f_n(\mathbf{r} = \mathbf{0})(r_c/\xi)^3/\alpha^2$ . Для среднего тока получаем:

$$\frac{\langle j \rangle}{j_0} = a(1 - a^2) + \frac{7a^2 + b^3 - (1 - a^2)(1 + 3a^2)\psi}{8\sqrt{2}\pi a} \lambda \quad (5)$$

где  $a = \xi A$ ,  $b = \sqrt{1 - 3a^2}$ ,  $\psi = \frac{1}{\sqrt{2}a} \arctg \frac{\sqrt{2}a}{b}$ . В отсутствие неоднородности ( $\lambda = 0$ ) получаем известный результат  $j = j_0 a(1 - a^2)$  [6]. Формула (5) даёт значение среднего тока как функцию среднего градиента

фазы  $\mathbf{A} = \frac{\hbar c}{2e} \langle \nabla \varphi \rangle$  в низшем порядке по величине неоднородности. Согласно (5), критический ток (максимальный ток, который может протекать через сверхпроводник) уменьшается при  $\lambda < 0.12$  и увеличивается при  $\lambda > 0.12$ . На рис. 1 представлена зависимость тока от среднего градиента фазы при наличии и в отсутствие неоднородности.

Неоднородность протекающего сверхтока описывается корреляционными функциями. Приведем здесь асимптотическое поведение коррелятора компонент тока вдоль среднего направления протекания на больших  $x \gg \xi/(a_c - a)$ , где  $a_c = 1/\sqrt{3}$ :

$$\langle j_x(0)j_x(x) \rangle = \frac{4}{\pi} \lambda a^2 \frac{1 - 3a^2}{(1 - a^2)^2} \frac{\xi^3}{x^3} j_0^2. \quad (6)$$

Степенное убывание коррелятора является следствием упомянутого выше дальнего действия.

### Финансирование

Работа поддержана грантом РФФ № 21-12-00104.

### Литература

1. A. D. Semenov, G. N. Goltsman, A. A. Korneev // *Physica C: Superconductivity*, **351**, 349 (2001).
2. B. Sacépé, M. Feigel'man, T. M. Klapwijk // *Nature Physics*, **16**, 734 (2020).
3. A. Ghosal, M. Randeria, N. Trivedi // *Phys. Rev. B*, **65**, 014501 (2001).
4. M. A. Skvortsov and M. V. Feigel'man // *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 057002 (2005).
5. B. Sacépé, C. Chapelier, T. I. Baturina, V. M. Vinokur, M. R. Baklanov, M. Sanquer // *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 157006 (2008).
6. M. Tinkham, *Introduction to superconductivity*. McGraw-Hill, 1996.

# Анизотропное сопротивление и сверхпроводящая неустойчивость в сегнетоэлектрических металлах

В. А. Зюзин<sup>1,\*</sup>, А. А. Зюзин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, пр. Ак. Семенова, д. 1А, Черноголовка, 142432, Россия

<sup>2</sup> Department of Applied Physics, Aalto University, FI-00076 AALTO, Finland

\* zuzin.vova@gmail.com

В настоящей работе была построена модель взаимодействия электронов с мягкими оптическими фононами с целью объяснить недавние эксперименты в сегнетоэлектрических материалах SrTiO<sub>3</sub>. Эти эксперименты наблюдали аномальное поведение электрической проводимости сегнетоэлектрических SrTiO<sub>3</sub>, а также увеличение температуры сверхпроводящего перехода в них. Результатом нашей работы является качественное описание этих экспериментов, а также предсказание нового транспортного эффекта

## Введение

В этой работе были теоретически исследованы температурная зависимость электрического сопротивления и температура сверхпроводящего перехода в сегнетоэлектрическом (СЭ) металле. Работа была мотивирована недавними экспериментами [1, 2, 3] на материале SrTiO<sub>3</sub>, который является параэлектриком при нуле температуры (обзоры [4, 5]) и который из-за флуктуаций не может стать сегнетоэлектриком.

Этот материал можно допировать электронами проводимости, что делает его металлом с очень низкой концентрацией носителей. Хорошо известно, что, несмотря на малую концентрацию, в системе наблюдается сверхпроводимость. Сопротивление в металлической фазе на малых температурах ведёт себя как квадрат температуры [4, 5]. Если SrTiO<sub>3</sub> допировать и кальцием и электронами проводимости, то будет СЭ-металл, в котором спонтанная электрическая поляризация сосуществует с носителями. Эксперименты показали, что СЭ повышает температуру сверхпроводящего перехода  $T_c$ , а сопротивление испытывает скачок при температуре СЭ-перехода [1, 2, 3].

Если для параэлектрического SrTiO<sub>3</sub> и существует теория [6–10], которая качественно объясняет вышеупомянутые эффекты, то в СЭ-фазе есть существенные вопросы в понимании эффектов. Известно, что в параэлектрической фазе в материалах типа SrTiO<sub>3</sub> взаимодействие с мягкими оптическими фононами возможно только в двухфононном режиме, когда электрон рассеивается на паре фононов. Гамильтониан такого взаимодействия записывается в виде

$$H_{int2} = g \int P^2(r, t) \underline{\psi}(r, t) \psi(r, t) dr, \quad (1)$$

где  $g$  есть константа взаимодействия,  $P(r, t)$  есть вектор смещения фононов, а  $\psi(r, t)$  есть фермионный оператор. Такое взаимодействие объясняет эксперименты параэлектрического SrTiO<sub>3</sub> [6–10]. В настоящей работе мы обобщили модель (1) на случай СЭ фазы, чтобы попытаться объяснить эксперименты [1, 2, 3].

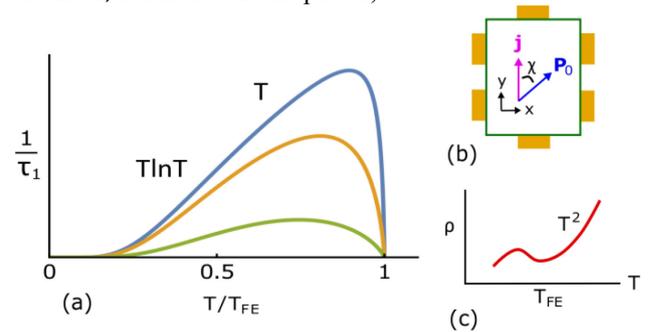
## Результаты

В настоящей работе нами была сформулирована модель взаимодействия электронов с мягкими опти-

ческими фононами в СЭ фазе. Для этого в (1) нужно заменить  $P(r, t)$  на  $P(r, t) + P_0$ , где  $P_0$  есть вектор спонтанной электрической поляризации<sup>^</sup>

$$H_{int1} = 2g \int P(r, t) P_0 \underline{\psi}(r, t) \psi(r, t) dr. \quad (2)$$

Такое взаимодействие вкупе с (1) объясняет скачок сопротивления при температуре СЭ-перехода, показанный на рис. 1, с. Это в свою очередь объясняет эксперименты [1, 2, 3]. Действительно, вклад (2) процессов рассеяния в сопротивление исчезает при температуре выше температуры СЭ-перехода  $T_{FE}$  скачком, как показано на рис. 1, а.



**Рис. 1.** Температурная зависимость времени релаксации электронов за счёт (2) (а). Цвета соответствуют разным параметрам электрон-фононного взаимодействия:  $T_{RC}/\omega_{TO} = 0.2, 0.5, 1.5$  (синяя, жёлтая, зелёная). Схематика эксперимента (б) для наблюдения поперечной току разнице напряжения. Схематическое поведение сопротивления от температуры (с). Для температур выше  $T_{FE}$  сопротивление ведёт себя как  $T^2$  за счёт только (1), а ниже подмешивается температурная зависимость, показанная на рис. 1, а. Это качественно объясняет эксперименты [1, 2, 3]

Более того, мы предсказали новый эффект возникновения поперечного электрического напряжения при пропускании электрического тока через металлический СЭ. Поправка к току имеет вид

$$\delta j = -\sigma \frac{2\tau}{5\tau_1} (E \cdot P_0) P_0, \quad (3)$$

где  $\sigma$  — проводимость, зависимость величины  $1/\tau_1$  от температуры показана на рис. 1, а,  $E$  есть электрическое поле ( $\delta j, P_0$  и  $E$  в (3) — векторы). Схема эксперимента показана на рис. 1, б.

Показано, что температура сверхпроводящего перехода может повышаться в СЭ-фазе. Действительно,

два механизма спаривания, (1) и (2), аддитивным образом входят в  $T_c$ ,

$$T_c = \mu \exp \left[ -\frac{1}{(\lambda_1 + \lambda_2)\nu} \right], \quad (4)$$

где  $\mu$  есть химический потенциал,  $\nu$  есть плотность состояний, а  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  — эффективные константы взаимодействия за счет (2) и (1) процессов рассеяния соответственно и имеют вид  $\lambda_1\nu \sim P_0^2 T_{BG}^{-1} \ln(1 + TBG^2/\omega T_0^2)$  и  $\lambda_2\nu \sim TBG \ln \Lambda / TBG$ , где  $TBG$  есть температура Блоха — Грюнайзена,  $\omega_{T_0}$  есть щель мягких оптических фононов, а  $\Lambda$  — высокоэнергетическая обрезка (подробности в [11]).

Из-за аддитивности констант в (3) возникает ситуация, когда  $T_c$  повышается в СЭ фазе по сравнению с параэлектрической, что и наблюдалось в [1, 2, 3]. В работе рассмотрено уравнение на сверхпроводящий параметр порядка. Показано, что процессы взаимодействия (1) ведут к обычному s-волновому спариванию, когда процессы (2) подмешивают ещё и d-волновое спаривание.

### Финансирование

*Работа выполнена в рамках госзадания 0033-2019-0002 ИТФ им. Л. Д. Ландау РАН и при поддержке Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС».*

### Литература

1. C. W. Rischau et al. // Nature Phys., 13, 643 (2017).
2. J. Wang et al. // NPJ Quantum Materials, 104, 61 (2019).
3. C. W. Rischau et al. // Phys. Rev. Res., 4, 013019 (2022).
4. M. N. Gastiasoro, J. Ruhman, and R. M. Fernandes // Annals of Physics, 417, 168107 (2020).
5. C. Collignon et al. // Annual Review of Condensed Matter Physics, 10, 25 (2019).
6. K. L. Ngai // Phys. Rev. Lett. 32, 215 (1974).
7. Y. N. Epifanov, A. P. Levanyuk, and G. M. Levanyuk // Ferroelectrics, 35, 199 (1981); Ferroelectrics, 43, 191 (1982).
8. A. Kumar, V. I. Yudson, D. L. Maslov // Phys. Rev. Lett., 126, 076601 (2021).
9. K. G. Nazaryan and M. V. Feigel'man // Phys. Rev. B, 104, 115201 (2021).
10. D. E. Kiselov and M. V. Feigel'man // Phys. Rev. B, 104, L220506 (2021).
11. V. A. Zyuzin and A. A. Zyuzin // Phys. Rev. B, 106, L121114 (2022).

# Изменения кристаллической структуры и распределения кислорода в тонких пленках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ после хранения в вакууме

А. И. Ильин<sup>1,\*</sup>, А. А. Иванов<sup>2</sup>, В. К. Егоров<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Ак. Осипьяна, д. 6, Черноголовка, Московская обл., 142432

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

\* alivil2017@yandex.ru

Экспериментально обнаружили по рентгеноструктурным и транспортным характеристикам  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  пленок, толщиной 100–300 нм, осажденных эксимерным лазером на пластины  $\text{SrTiO}_3(100)$   $5 \times 10$  мм при 720–740 °С. изменения в структуре и распределении кислорода до и после выдержки в вакууме 24 часа при 300 К. Дополнительные максимумы на дифракционных пиках (005) после вакуума свидетельствовали о наличии в пленках областей с разным содержанием кислорода, а угловое положение пиков на кривых качания — об ориентации кристаллитов. В пленках с размером кристаллитов 2–10 нм после вакуума увеличился в 4–5 раз и на ~0.5, а при кристаллитах размером 500–1000 нм в 2–3 раза и на ~0.25–0.35. Сохранение СП перехода с остаточным сопротивлением на зависимости  $R(T)$  связали с наличием сверхпроводящих свойств в кристаллитах и потерей их на границах кристаллитов, которые диэлектризовались.

## Введение

Оптимально легированные тонкие пленки  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с индексом  $y = 7 - \delta \sim 6.85$  и равновесной структурой имеют температуру окончания сверхпроводящего (СП) перехода 85–90 К. На свойства пленок с наиболее востребованными характеристиками решающее влияние оказывает дефицит кислорода  $\delta$ , а значениям  $\delta \geq 0.7$  соответствует потеря СП свойств. Известно [1, 2], что диффузия кислорода в пленках толщиной 230 нм начинается при температуре немного выше 240 °С, создавая градиент концентрации по толщине, механизм которой не был установлен. Более того, обнаружена пространственная вариация  $\delta$ , которая, как оказалось, колеблется в пределах одной пленки в плоскости «аб». Поэтому знание причин потери кислорода является практически необходимым как для создания двумерных приборов и устройств, так и исследования в них физических явлений.

## Методика эксперимента

Пленки толщиной 150–200 нм осаждали со скоростной фильтрацией эрозионного факела, а толщиной 300 нм — без фильтрации на пластины  $\text{SrTiO}_3(100)$  размером  $5 \times 10$  мм. Установка для ИЛН [3] состояла из эксимерного лазера CL7100 (длина волны 248 нм, длительность импульса 15 нс), 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 ( $\text{CuK}\alpha$   $\lambda = 1.54178$ ) проводили при 25 кВ и токе 20 мА методами сканирования  $\theta$ – $2\theta$  по Брэггу — Брентано и качания. По кривым интенсивности дифракции рассчитывали FWHM, а по максимумам — С-параметр решетки и дефицит кислорода  $\delta$  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  $5 \times 10$  мм четырехконтактным методом. После исследований осажденных

пленок их выдерживали в вакууме  $10^{-6}$  Па 24 часа при температуре 300 К, а измерения повторяли.

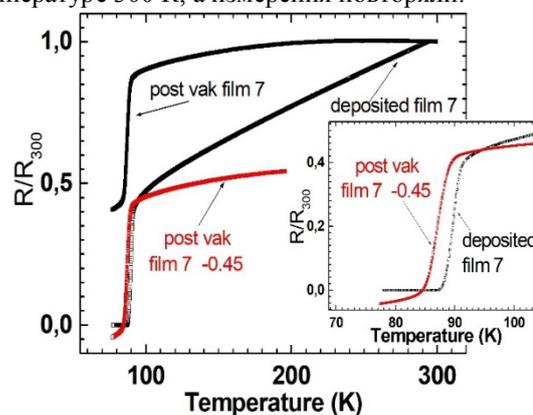
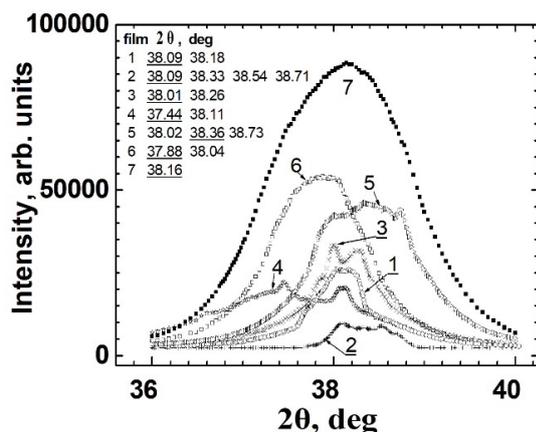


Рис. 1. Зависимости  $R(T)/R_{300}$  пленки 7 с  $T(R=0) = 87$  К до и после хранения в вакууме (для сравнения СП-переходов зависимость  $R(T)/R_{300}$  после вакуума сдвинута на 0.45 вниз и выделена цветом). На вставке крупным планом показана область СП-перехода

## Результаты и обсуждение

Зависимости  $R(T)/R_{300}$  после осаждения были характерны для пленок с кислородным индексом не менее  $y = 6.5$  (рис. 1), т. е. были линейны на большей части температурного интервала от 300 К до СП-перехода. Значения  $R_{300}$  с уменьшением частоты фильтрации и дисперсности монокристаллов уменьшались, что соответствовало представлениям о релаксации структуры, осаждаемой при 720–740 °С. Пленки 7 толщиной 300 нм, полученные без фильтрации эрозионного факела, имели самое низкое  $R_{300}$ , высокое  $T(R=0) = 87$  К, узкий СП-переход с  $\Delta T = 2.4$  К (см. рис. 1) и дефицит кислорода  $\delta = 0.08$ , оцененный по С-параметру. Наиболее вероятными центрами рассеяния тока, изменившими наклон  $R(T)/R_{300}$  в интервале от 300 К до СП-перехода (рис. 1), могли быть атомы кислорода, которых стало меньше на  $\Delta\delta$  (где  $\Delta\delta$  — разница  $\delta$  в пленке до и после хранения в вакууме)  $\sim 0.37$ . СП переход в плен-

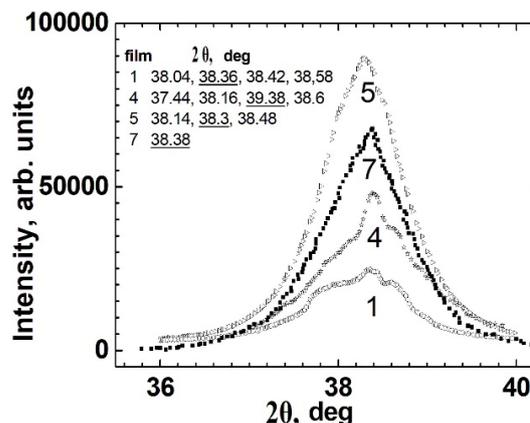
ке 7 после хранения в вакууме закончился при  $\sim 77.2$  К и остаточном сопротивлении  $\sim 57$  Ом. Наличие остаточного сопротивления подтверждает появление высокоомной составляющей сопротивления в плоскости (001). Хранение в вакууме повысило сопротивление пленок при 300 К, так что отношение  $R_{vac}/R_{dep}$  (где  $R_{dep}$  и  $R_{vac}$  — сопротивление  $R_{300}$  до и после хранения в вакууме) составило  $\sim 130$ , 22, 25 и 18 для пленок с размером кристаллитов  $\sim 2$ –10, 200–300, 500, 1000 нм [3, 4] соответственно и могло быть получено только изменением количества кислорода в пленках. Чем меньше дисперсной была структура, тем меньше был рост  $R_{300}$ . Наибольшее увеличение  $\delta$  и  $R_{300}$  произошло в пленках с размерами кристаллитов 2–10 нм, осажденных с частотой фильтрации 28–33 Гц.



**Рис. 2.** Кривые качания пика (005)  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  пленок с разными  $T(R=0)$ : 1, 2 — 85,8; 3, 4 — 84; 5, 6 — 77,4; 7 — 87 К после выдержки в вакууме  $10^{-6}$  Па 24 часа. В таблице подчеркнуты угловые положения пиков с максимальной интенсивностью отражения. Для пленки 7 толщиной 300 нм интенсивность приведена к толщине 175 нм

Высокое сопротивление могут приобретать границы зерен, являющиеся преимущественными местами транспорта и поэтому теряющие кислород в большей мере, чем объем зерна. Таким образом, на рис. 1  $R(T)/R_{300}$  характеризуют не только свойства пленки до и после хранения в вакууме, но и доказывают потерю кислорода через границы зерен и/или другие дефекты структуры. Несомненным представляется различие ориентировок монокристаллов

и интенсивности пиков на кривых качания до и после хранения в вакууме, которые могут быть только результатом диффузии кислорода при 300 К (рис. 2 и рис. 3). Мы полагаем, что внутренние механические напряжения, возникающие в пленках при уменьшении содержания кислорода в вакууме, приводят к изменениям ориентации кристаллитов. Поэтому обнаруженная в [1, 2] температура начала диффузии кислорода при 240 °С, может быть уменьшена до 300 К, по крайней мере для вакуума.



**Рис. 3.** Кривые качания пика (005) пленок  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с разными  $T(R=0)$ : 1 — 85,8; 4 — 84; 5 — 77,4; 7 — 87 К после осаждения. В таблице на рисунке подчеркнуты угловые положения пиков с максимальной интенсивностью отражения. Для пленки 7 толщиной 300 нм интенсивность приведена к толщине 175 нм

## Финансирование

Работа выполнена по государственному заданию №-075-01304-23-00.

## Литература

1. M. Reiner, T. Gigl, R. Jany, G. Hammerl, C. Hugschmidt // *Phys. Rev. B*, 97, 14, 144503 (2018).
2. M. Reiner, T. Gigl, R. Jany, G. Hammerl, and C. Hugschmidt // *Appl. Phys. Lett.*, 106, 111910 (2015).
3. А. И. Ильин, А. А. Иванов // *ФТТ*, 63, 9, 1209 (2021).

# Динамика вихрей Джозефсона в высокочастотных устройствах

Д. С. Калашников<sup>1,2,3,\*</sup>, В. И. Ружицкий<sup>2,3,4</sup>, А. Г. Шишкин<sup>1,2,3</sup>, И. А. Головчанский<sup>1,2,3</sup>, И. И. Соловьев<sup>2,3,4</sup>, В. С. Столяров<sup>1,2,3,\*\*</sup>

<sup>1</sup> Московский физико-технический институт (НИУ), Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701

<sup>2</sup> ФГУП ВНИИА им. Н. Л. Духова, Сущевская ул., д. 22, Москва, 127030

<sup>3</sup> НИТУ МИСИС, Ленинский пр., д. 4, стр. 1, Москва, 119049

<sup>4</sup> МГУ им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, д. 1, Москва, 119991

\* kalashnikov.ds@phystech.edu, \*\*stolyarov.vs@phystech.edu

В данной работе методом микроволновой спектроскопии изучался длинный джозефсоновский переход, встроенный в копланарный резонатор. Были продемонстрированы значительные изменения резонансного пика в присутствии вихря Джозефсона, который возникал в переходе во внешнем магнитном поле. Было показано, что поле выхода вихря Джозефсона оказывается меньше, чем поле входа в переход. На основе этого эффекта была предложена реализация ячейки памяти. Численное моделирование подтвердило существование области гистерезиса при намагничивании длинного джозефсоновского перехода.

## Введение

В последнее десятилетие активно развиваются новые концепции вычислительных систем, которые могут превзойти существующие полупроводниковые технологии. Следуя идее увеличения рабочей частоты и повышения энергоэффективности, часто используют сверхпроводящие схемы из-за их квантовых свойств. В работе [1] была теоретически предложена реализация памяти на основе гистерезиса вихрей Джозефсона. В данной работе мы предлагаем экспериментальную реализацию такой памяти (рис. 1), но используем считывание состояний СВЧ-токами малой амплитуды, что не разрушает хранящееся состояние.

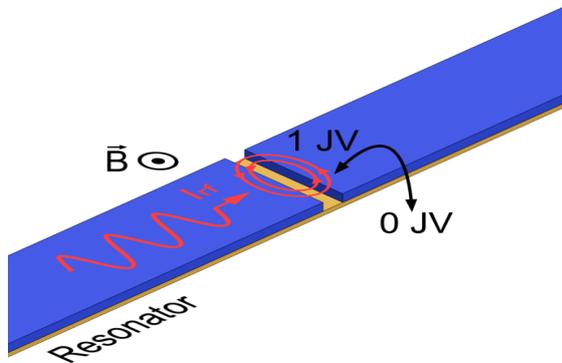


Рис. 1. Схема исследуемой системы: центральная линия резонатора, изготовленная из бислоя медь/ниобий, закорочена на землю через длинный джозефсоновский переход типа SNS

## Методика эксперимента и расчетов

Измеряемая система представляет собой микроволновой копланарный  $\lambda/4$  резонатор, заземленный через длинный джозефсоновский переход. Резонатор емкостным образом связан с измерительным волноводом на чипе, через который пропускается микроволновой сигнал. Образец измерялся в криостате растворения при температуре 36 мК. Переход имеет критический ток  $I_c = 940$  мкА и ширину  $L = 2$  мкм. Вычисленная длина Джозефсона равна  $\lambda_J = 245$  нм, следовательно, длина перехода составляет  $7,6 \lambda_J$ .

В эксперименте измеряется коэффициент пропускания микроволнового сигнала  $S_{21}$  с помощью векторного анализатора цепей. При частотах, близких к резонансной, наблюдается пик поглощения сигнала. В ходе аппроксимации зависимости коэффициента  $S_{21}$  от частоты, согласно методу из работы [2], получаются основные характеристики резонатора: резонансная частота  $f_r$  и внутренняя добротность  $Q_i$ .

Для анализа полученных результатов применялось численное моделирование распределенного джозефсоновского контакта. Контакт состоит из 40 индуктивно связанных ячеек, каждая из которых представляет собой точечный джозефсоновский переход, шунтированный нормальным сопротивлением.

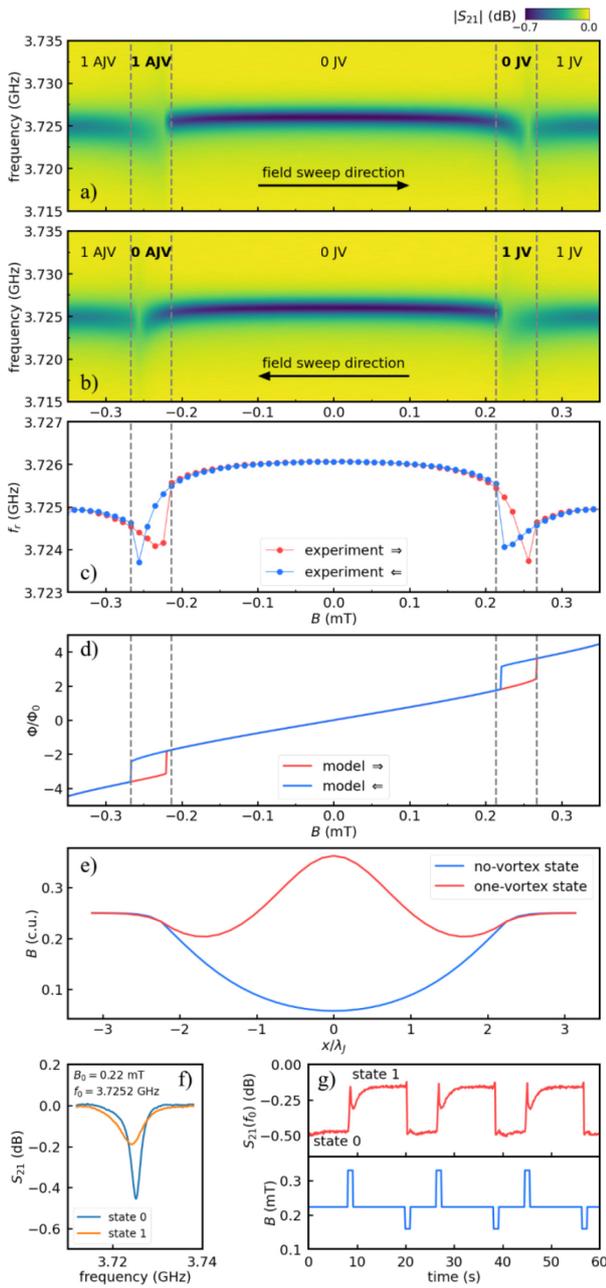
Данный метод более подробно описан в работе [3].

## Результаты и обсуждения

В эксперименте измерялся коэффициент пропускания  $S_{21}$  резонатора с SNS-переходом в зависимости от частоты сигнала и внешнего магнитного поля. Результаты таких измерений представлены на рис. 2, *a* и *b*, которые отличаются направлением развертки магнитного поля.

На рис. 2, *c* изображена зависимость резонансной частоты резонатора с SNS от внешнего магнитного поля. Изменения в резонансной частоте и добротности связаны с проникновением в SNS-переход вихря Джозефсона. Ключевой особенностью является гистерезис входа и выхода вихря, который наблюдается в области полей между 0,21 мТл и 0,27 мТл. Численное моделирование длинного джозефсоновского перехода показывает аналогичное поведение. На рис. 2, *d* представлена зависимость потока через контакт в зависимости от внешнего магнитного поля, при этом область гистерезиса совпадает с измеренными значениями. Рисунок 2, *e* показывает, что гистерезис действительно связан с вихрями Джозефсона.

На основе эффекта гистерезиса между состоянием без вихря и состоянием с одним вихрем может быть создана ячейка памяти. Чтобы перевести систему в рабочую область, применяется постоянное магнитное поле  $B = 0,23$  мТл.



**Рис. 2.** Результаты измерений и моделирования резонатора с длинным SNS в магнитном поле: на графиках *a* и *b* изображена зависимость амплитуды коэффициента пропускания  $S_{21}$ -резонатора от частоты и магнитного поля при развертке поля слева направо (*a*) и справа налево (*b*), области синего цвета соответствуют резонансному поглощению сигнала; *c* — изменение резонансной частоты в магнитном поле; *d* — зависимость потока магнитного поля через переход от внешнего магнитного поля, полученная в результате моделирования; *e* — распределение магнитного поля в гистерезисной области при одинаковом внешнем магнитном поле 0,24 мТл, полученное в результате моделирования; *f* — измеренные резонансные пики в гистерезисной области; *g* — эксперимент по переключению состояний джозефсоновского контакта: сверху — измеряемый отклик системы, снизу — запись состояний с помощью импульсов внешнего магнитного поля

Рисунок 2, *f* показывает два различных состояния резонатора в этом поле. Чтобы переключаться между этими состояниями, систему следует вывести из области гистерезиса, приложив импульс высокого или низкого магнитного поля. Этот процесс проиллюстрирован на рис. 2, *g*. Большое время релаксации в эксперименте связано с релаксацией тока в магните.

### Финансирование

Источники финансовой поддержки работы: государственный заказ, проект №FSMG-2023-0014; Российский научный фонд, грант №21-72-30026; K2 №K2-2022-029.

### Литература

1. C. Guarcello, P. Solinas, M. Di Ventura *et al.* // Sci. Rep., **7**, 46736 (2017)
2. S. Probst, F. B. Song, P. A. Bushev *et al.* // Rev. Sci. Instrum., **86**, 024706 (2015)
3. V. S. Stolyarov, V. Ruzhitskiy, R. A. Hovhannisyan *et al.* // Nano Lett., **22**, 5715–5722 (2022).

# Различные модели конструкций сверхпроводящего спинового клапана

А. А. Камашев<sup>1,\*</sup>, Н. Н. Гарифьянов<sup>1</sup>, А. А. Валидов<sup>1</sup>, Я. В. Фоминов<sup>2,3,4</sup>,  
И. А. Гарифуллин<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup> Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, пр. Ак. Семёнова, д. 1А, Черноголовка, 142432

<sup>3</sup> Московский физико-технический институт, Институтский переулок, д. 9, Долгопрудный, 141700

<sup>4</sup> Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Покровский бульвар, д. 11, Москва, 109028

\* kamandi@mail.ru

В данной работе исследовались две различные модели конструкций сверхпроводящего спинового клапана. Первая модель структур Ф1/Ф2/С, где в качестве обоих ферромагнитных слоев использовался сплав Гейслера  $\text{Co}_2\text{Cr}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Al}_y$ , приготовленный при различных температурах подложки. Для данного типа образцов удалось наблюдать огромный триплетный вклад в эффект сверхпроводящего спинового клапана  $\Delta T_c^{\text{trip}}$  более 1 К. Вторая модель структур Ф1/С/Ф2, где введены изоляционные слои на границах раздела ферромагнетик/сверхпроводник и сверхпроводник/ферромагнетик. Для данного типа образцов удалось наблюдать полный эффект сверхпроводящего спинового клапана величиной  $\Delta T_c \sim 0.2$  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.

В 2015 году Сингх и др. [4] обнаружили гигантский триплетный вклад в эффект ССК  $\Delta T_c^{\text{trip}} \sim 0.6\text{--}0.8$  К (где  $\Delta T_c^{\text{trip}} = T_c^P(\alpha = 0^\circ) - T_c^{PP}(\alpha = 90^\circ)$ ;  $\alpha$  — угол между векторами намагниченностей Ф-слоев) в структуре  $\text{CrO}_2/\text{Cu}/\text{Ni}/\text{MoGe}$ , в которой в качестве Ф1-слоя использовался полуметалл  $\text{CrO}_2$ . Сингх и др. утверждали, что наблюдение гигантской величины  $\Delta T_c^{\text{trip}}$  напрямую связано с использованием полуметаллического слоя  $\text{CrO}_2$ . И действительно, мы наблюдали гигантскую величину эффекта ССК в структурах, где использовали в качестве Ф1-слоя полуметаллический сплав Гейслера  $\text{Co}_2\text{Cr}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Al}_y$  (далее  $HA$ ), приготовленный при температуре подложки  $T_{\text{sub}} \sim 600$  К [5].

Для дальнейшего увеличения производительности ССК в данной работе мы решили использовать сплав  $HA$  в качестве обоих ферромагнитных слоев в структуре ССК. Сплав Гейслера  $\text{Co}_2\text{Cr}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Al}_y$  обладает свойствами слабого ферромагнетика и полуметалла в зависимости от условий приготовления. В наших предыдущих работах мы показали, что пленки  $HA$ , напыленные при температуре подложки  $T_{\text{sub}} \sim 300$  К, являются слабыми ферромагнетиками (далее  $HA^{RT}$ ). При этом, если напылять пленки  $HA$  при тем-

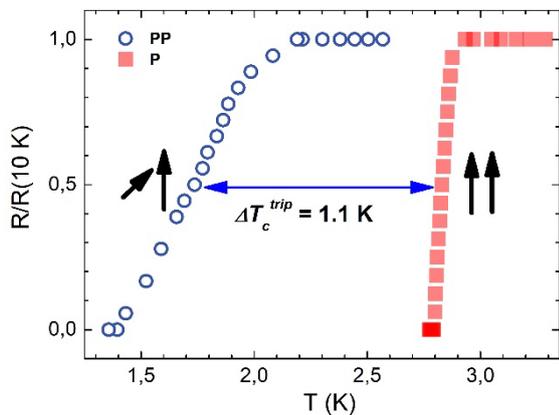
пературе подложки  $T_{\text{sub}} \sim 600$  К, они являются полуметаллами (далее  $HA^{\text{hot}}$ ). В данной работе мы использовали в качестве Ф1-слоя пленки  $HA^{\text{hot}}$ , а в качестве Ф2-слоя пленки  $HA^{RT}$ . Для этих образцов удалось наблюдать величину  $\Delta T_c^{\text{trip}}$  более 1 К.

В данной работе также представлены экспериментальные результаты по структурам ССК Ф1/С/Ф2, где введены изоляционные слои. Это первое экспериментальное подтверждение результатов, полученных в работе Дойчера и Майнера 1969 года [G. Deutscher and F. Meunier, Phys. Rev. Lett. 22, 395 (1969)]. В исследованных структурах были введены изоляционные слои на границах раздела ферромагнетик/сверхпроводник и сверхпроводник/ферромагнетик. Для данных образцов удалось наблюдать полный эффект сверхпроводящего спинового клапана.

## Экспериментальные результаты

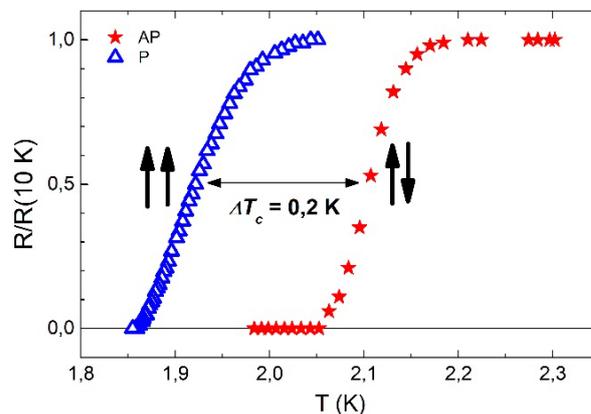
В данной работе были приготовлены 2 серии образцов: серия А —  $HA^{\text{hot}}(20 \text{ нм})/\text{Al}(4 \text{ нм})/HA^{RT}(d_{HA}^{RT})/\text{Al}(1.2 \text{ нм})/\text{Pb}(60 \text{ нм})$  с варьируемой толщиной  $HA^{RT}$ -слоя от 1 до 5 нм; серия В с изоляционными слоями в интерфейсах Ф1/С и С/Ф2 —  $\text{CoO}_x(3.5 \text{ нм})/\text{Co}(3 \text{ нм})/\text{Pb}(d_{Pb})/\text{Co}(3 \text{ нм})$  с варьируемой толщиной Pb-слоя от 60 до 120 нм. Для серии А мы исследовали зависимость  $T_c$  от угла  $\alpha$  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 дальнедействующих триплетных компонент в сверхпроводящем конденсате в структурах Ф1/Ф2/С. Мы обнаружили, что с увеличением магнитного поля триплетный вклад в величину эффекта ССК линейно увеличивается. Стоит отметить, что аналогичное увеличение  $\Delta T_c^{\text{trip}}$  наблюдалось у Сингх и др. [4] и в наших работах ранее [5]. Очевидно, что этот зависимый от поля эффект, по видимому, является характерной особенностью ССК с полуметаллическими слоями. Максимальная разни-

ца в  $T_c$  между P и PP ориентациями намагниченностей Ф1- и Ф2-слоев составляет  $\Delta T_c^{trip} \sim 1.1$  К для образца  $HA^{hot}(20 \text{ нм})/Al(4 \text{ нм})/HA^{RT}(5 \text{ нм})/Al(1.2 \text{ нм})/Pb(60 \text{ нм})$  (см. рис. 1).



**Рис. 1.** Кривые сверхпроводящих переходов, измеренные при параллельной и перпендикулярной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев, во внешнем магнитном поле  $H_0 = 4$  кЭ для образца  $HA^{hot}(20 \text{ нм})/Al(4 \text{ нм})/HA^{RT}(5 \text{ нм})/Al(1.2 \text{ нм})/Pb(60 \text{ нм})$

Для серии В мы исследовали кривые сверхпроводящих переходов при параллельной (P) и антипараллельной (AP) ориентации намагниченностей Ф-слоев. Для всей этой серии наблюдался эффект ССК. Наиболее интересный результат был получен для образца  $CoO_x(3.5 \text{ нм})/Co(3 \text{ нм})/Pb(60 \text{ нм})/Co(3 \text{ нм})$  (см. рис. 2). Величина эффекта ССК составила  $\Delta T_c \sim 0.2$  К. При этом удалось пронаблюдать полный эффект ССК, так как  $\Delta T_c > \partial T_c$  (где  $\partial T_c$  — ширина сверхпроводящего перехода). Стоит подчеркнуть, что для аналогичной серии образцов, но без изоляционных слоев зафиксировать  $T_c$  не удалось.



**Рис. 2.** Кривые сверхпроводящих переходов, измеренные при параллельной и антипараллельной ориентации намагниченностей Ф-слоев для образца  $CoO_x(3.5 \text{ нм})/Co(3 \text{ нм})/Pb(60 \text{ нм})/Co(3 \text{ нм})$  с изоляционными слоями в интерфейсах Co/Pb и Pb/Co. Для изменения взаимной ориентации намагниченностей Ф-слоев прикладывалось внешнее магнитное поле  $H_0 = 1$  кЭ

### 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).
5. Kamashev A.A., Garif'yanov N.N., Validov A.A. *et al.* // *Phys. Rev. B*. V. **100**. 34511 (2019).

# Использование пьезоэлектрической подложки PMN-PT в тонкопленочной структуре Co/Al/Fe/Pb

А. А. Камашев\*, А. А. Валидов, Н. Н. Гарифьянов, Р. Ф. Мамин, И. А. Гарифуллин

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

\* kamandi@mail.ru

В данной работе исследовалось функциональное использование коммерческой пьезоэлектрической подложки PMN-PT в сверхпроводящей тонкопленочной гетероструктуре Co/Al/Fe/Pb. Согласно результатам исследований, с приложением электрического поля к подложке PMN-PT изменяется температура перехода в сверхпроводящее состояние системы Co/Al/Fe/Pb. Величина сдвига равнялась 10 мК при прикладывании электрического поля величиной 1 кВ/см, что составило половину ширины сверхпроводящего перехода. В магнитном поле зарегистрирована величина сдвига температуры перехода в сверхпроводящее состояние равная 45 мК, при этом наблюдался полный эффект сверхпроводящего спинового клапана.

## Введение

В 1997 году группа профессора Бисли из Стэнфордского университета предложила теоретическую модель сверхпроводящего спинового клапана (ССК) Ф1/Ф2/С, основанную на эффекте близости С/Ф [1]. Другой возможный вариант сверхпроводящего спинового клапана Ф1/С/Ф2 был предложен теоретически Тагировым [2] и Буздиным и др. [3, 4] в 1999 г. Принцип работы обеих моделей ССК одинаков и состоит в том, что, изменяя взаимную ориентацию намагниченностей Ф-слоев с параллельной (П) на антипараллельную (АП), можно управлять температурой сверхпроводящего перехода  $T_c$ .

Сверхпроводящий спиновый клапан является перспективным пассивным элементом в сверхпроводящей спинтронике, с помощью которого возможно контролировать сверхпроводящий ток. Главным условием для возможности такого контроля является реализация полного эффекта сверхпроводящего спинового клапана, то есть когда  $\Delta T_c > \partial T_c$  (здесь,  $\Delta T_c = T_c^{AP} - T_c^P$  — эффект сверхпроводящего спинового клапана;  $\partial T_c$  — ширина сверхпроводящего перехода). Последние результаты показывают, что предельные значения величины эффекта ССК уже практически достигнуты. Мы предлагаем исследование структур ССК, выращенных на пьезоэлектрических подложках. Это, возможно, позволит управлять работой ССК с помощью электрического поля. Можно предположить, что взаимное изменение векторов намагниченностей в структуре ССК будет происходить под воздействием внешнего электрического поля на пьезоэлектрическую подложку за счет обратного магнитострикционного эффекта. Обратный магнитострикционный эффект в этой системе возникает вследствие деформации пьезоэлектрической подложки при приложении внешнего электрического поля. Деформации в пьезоэлектрической подложке вызывают напряжения в ферромагнитном слое. Это, в свою очередь, проявляется в появлении дополнительной магнитной анизотропии, которая при определенном построении системы может привести к изменению направления вектора намагниченности ферромагнитного слоя.

Таким образом, если использовать два ферромагнитных материала с различной коэрцитивной силой или зафиксировать направление намагниченности одного из Ф-слоев в структуре ССК, то существует возможность взаимного изменения направления век-

торов намагниченностей под действием внешнего электрического поля на пьезоэлектрическую подложку. Это в свою очередь позволит изменять температуру перехода в сверхпроводящее состояние в структуре ССК, а следовательно, управлять сверхпроводящим током.

Основная цель данной работы — исследовать влияние электрического и магнитного поля на сверхпроводящие характеристики ССК Co/Al/Fe/Pb, приготовленного на пьезоэлектрической подложке PMN-PT. Подложка PMN-PT ( $[\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3]_{1-x} - [\text{PbTiO}_3]_x$ , где  $x = 0.29-0.31$ ) обладает высокими пьезоэлектрическими характеристиками.

## Экспериментальные результаты

Были проведены измерения транспортных свойств серии образцов Co(3 нм)/Al(4 нм)/Fe( $d_{Fe}$ )/Pb(60 нм)/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>(85 нм) с варьируемой толщиной Fe-слоя от 0.9 до 3 нм, приготовленной на пьезоэлектрической подложке PMN-PT. Максимальное влияние электрического поля на пьезоэлектрическую подложку PMN-PT возникает, когда электрическое поле приложено перпендикулярно плоскости образца. В связи с этим подводящие электроды для создания электрического поля располагались на нижней и верхней грани образца.

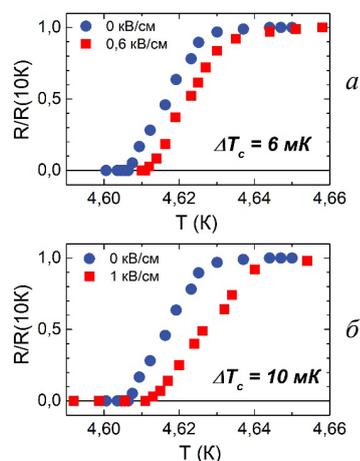
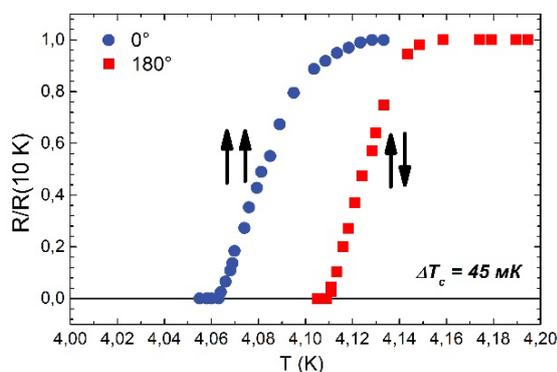


Рис. 1. Кривые сверхпроводящих переходов для образца Co(3 нм)/Al(4 нм)/Fe(1 нм)/Pb(60 нм)/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>(85 нм) при прикладывании электрического поля к пьезоэлектрической подложке PMN-PT: а — электрическое поле 0.6 кВ/см, сдвиг  $T_c$  составляет 6 мК; б — электрическое поле 1 кВ/см, сдвиг  $T_c$  составляет 10 мК

Результаты по сдвигу  $T_c$  при прикладывании электрического поля к пьезоэлектрической подложке представлены на рис. 1. Данный сдвиг увеличивался с увеличением величины электрического поля. На рис. 1, а величина электрического поля составляет 0.6 кВ/см, при этом сдвиг  $T_c$  составляет 6 мК. На рис. 1, б величина электрического поля составляет 1 кВ/см, при этом сдвиг  $T_c$  составляет 10 мК, что по величине примерно равно половине ширины сверхпроводящего перехода.



**Рис. 2.** Кривые сверхпроводящих переходов для образца  $\text{Co}(3 \text{ нм})/\text{Al}(4 \text{ нм})/\text{Fe}(1 \text{ нм})/\text{Pb}(60 \text{ нм})/\text{Si}_3\text{N}_4(85 \text{ нм})$  при параллельной ( $0^\circ$ ) и антипараллельной ( $180^\circ$ ) ориентации намагниченностей Ф-слоев в магнитном поле 100 Э. Величина эффекта ССК составляет 45 мК при  $\delta T_c \sim 20$  мК. Наблюдается полный эффект ССК

Измерения в магнитном поле 100 Э представлены на рис. 2. Согласно рисунку, величина эффекта сверхпроводящего спинового клапана составила

$\Delta T_c = 45$  мК при ширине сверхпроводящего перехода  $\delta T_c \sim 20$  мК. Таким образом, был зарегистрирован полный эффект сверхпроводящего спинового клапана.

### Заключение

В данной работе был проведен анализ влияния электрического и магнитного поля на сверхпроводящие характеристики тонкопленочной структуры  $\text{Co}/\text{Al}/\text{Fe}/\text{Pb}$ , приготовленной на коммерческой подложке PMN-PT.

Полученные результаты позволяют предположить, что в структурах сверхпроводящего спинового клапана на пьезоэлектрической/сегнетоэлектрической подложке возможно наблюдать полный эффект сверхпроводящего спинового клапана.

### Финансирование

Исследования проведены при поддержке гранта РФФИ №21-72-10178 и государственного задания ФИЦ КазНЦ РАН.

### 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. Buzdin A.I., Vedyayev A.V., Ryzhanova N.V. // *Europhys. Lett*. V. **48**, No. 48. P. 686 (1999).
4. Baladi'e I, Buzdin A.I, Ryazhanov N. *et al.* // *Phys. Rev. B*. V. **63**. No. 054518. P. 1. (2001).

# Переход металл – изолятор при изменении химического состава в тонких пленках иридата

Ю. В. Кислинский<sup>1,\*</sup>, И. Е. Москаль<sup>1</sup>, А. М. Петржик<sup>1</sup>, А. В. Шадрин<sup>1,2</sup>, Г. А. Овсянников<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, д. 11, Москва, 125009

<sup>2</sup> МФТИ, Институтский пер., д. 9., г. Долгопрудный, Московская обл., 141701

\*yulii@hitech.cplire.ru

В работе представлена технология получения структурированных тонких плёнок иридата стронция состава  $\text{SrIrO}_3$  и  $\text{Sr}_2\text{IrO}_4$  методом катодного распыления на постоянном токе. Оба состава были синтезированы с использованием одной и той же стехиометрической мишени  $\text{Sr}_2\text{IrO}_4$ , варьировались лишь технологические параметры, главным образом состав получаемых плёнок определяли рабочее давление и температура. Обсуждаются электрофизические и структурные свойства полученных диэлектрических  $\text{Sr}_2\text{IrO}_4$  и металлических  $\text{SrIrO}_3$  плёнок. Диэлектрическая серия сравнивается с ранее полученными методом лазерной абляции  $\text{Sr}_2\text{IrO}_4$  плёнками.

## Введение

Ирилаты стронция с различными химическими составами представляют собой Ruddlesden-Popper серию, в которой  $\text{Sr}_2\text{IrO}_4$  — диэлектрик,  $\text{Sr}_3\text{Ir}_2\text{O}_7$  — прыжковый проводник,  $\text{SrIrO}_3$  — парамагнитный металл. Ирилаты обладают сильным спин-орбитальным взаимодействием (до 0.5 эВ).  $\text{Sr}_2\text{IrO}_4$  схож по кристаллической структуре со сверхпроводящим купратом  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  и демонстрирует антиферромагнитные свойства при температуре ниже 240К. Особенностью синтеза тонких пленок иридат методом лазерной абляции и RF магнетронного распыления является возможность получения различных фаз, а также их смеси, из одной и той же мишени. Так, например, из мишени  $\text{SrIrO}_3$  были получены сразу несколько фаз иридата стронция:  $\text{SrIrO}_3$ ,  $\text{Sr}_2\text{IrO}_4$ ,  $\text{Sr}_3\text{Ir}_2\text{O}_7$  [1], в зависимости от режима напыления. Подобный эксперимент был успешно проведен и для мишени  $\text{Sr}_3\text{Ir}_2\text{O}_7$ . Диэлектрический иридат интересен как материал с сильным спин-орбитальным взаимодействием и антиферромагнитным упорядочением, ряд интересных особенностей был экспериментально зарегистрирован в джозефсоновской гетероструктуре  $\text{Nb/Sr}_2\text{IrO}_4/\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  с прослойкой из такого иридата [2]. Во всех работах, описанных выше, для получения тонких плёнок иридата и гетероструктур на их основе использовался метод лазерной абляции. Авторы не нашли в свободном доступе ни одной экспериментальной работы, в которой бы описывался синтез и характеристика плёнок иридата стронция, полученных методом катодного или магнетронного распыления на постоянном токе. Цель данной работы — заполнить возможный пробел и описать полученную технологию роста иридата стронция состава  $\text{SrIrO}_3$  и  $\text{Sr}_2\text{IrO}_4$  методом DC катодного распыления, и охарактеризовать полученные плёнки.

## Технология

Синтез тонких плёнок проводился методом катодного распыления  $\text{Sr}_2\text{IrO}_4$  мишени на постоянном токе в чистом аргоне на подложки (110) $\text{NdGaO}_3$ . Мишень была изготовлена из смеси порошков  $\text{SrCO}_3$  и  $\text{IrO}_2$  по стандартной керамической технологии. За счет изменения рабочего давления аргона и температуры подложки были получены разные фазы иридата

стронция,  $\text{SrIrO}_3$  и  $\text{Sr}_2\text{IrO}_4$ . На рис. 1 показаны рентгеновские дифрактограммы для двух образцов, полученных методом катодного распыления на постоянном токе, для сравнения приведен образец  $\text{Sr}_2\text{IrO}_4$ , синтезированный ранее методом лазерной абляции.

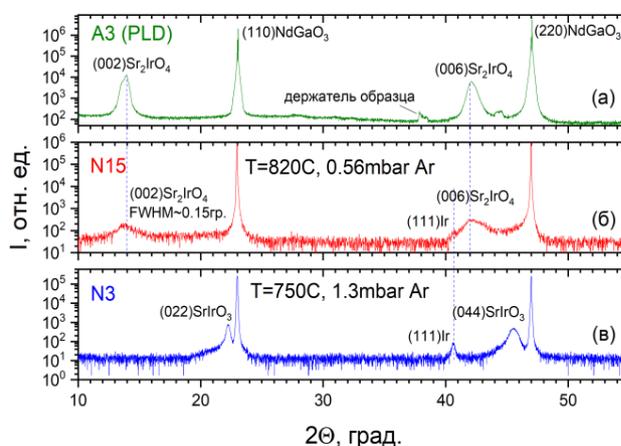


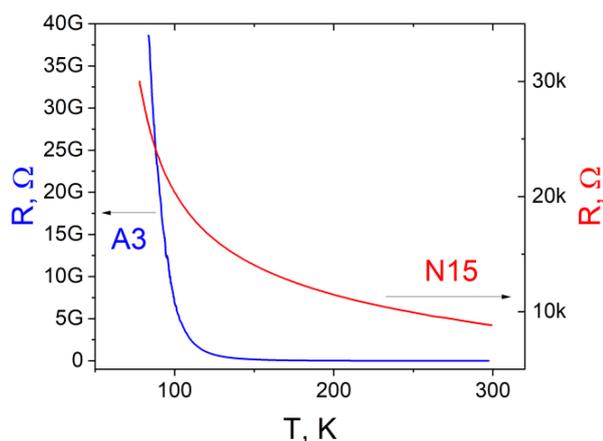
Рис. 1. Рентгеновская дифрактограмма,  $\Theta / 2\Theta$  скан для трех образцов. А3 получен методом лазерной абляции, а N3 и N15 — методом катодного распыления на постоянном токе

Образец А3 был напылен с помощью КгF эксимерного лазера, с частотой импульсов 2 Гц и энергией 1,6 Дж/см<sup>2</sup> при давлении Ar 0.5 мбар,  $T = 800\text{--}760$  °С. Образцы N3 и N15 представляют собой разные фазы иридата стронция, полученные из одной мишени методом катодного распыления на постоянном токе. Различные фазы были получены за счет изменения физических параметров напыления, главным образом давления и температуры. Металлический иридат  $\text{SrIrO}_3$  синтезируется при более высоких давлениях и низких температурах, порядка 1.3 мбар и 770 °С. Для синтеза диэлектрического иридата стронция  $\text{Sr}_2\text{IrO}_4$  требуются более высокая температура и более низкое давление, порядка 0.5 мбар и 820 °С.

## Электрофизические свойства

Для сравнения режимов напыления на рис. 2 приведены температурные зависимости сопротивления двух образцов  $\text{Sr}_2\text{IrO}_4$ . N15 получен методом катодного распыления на постоянном токе при давлении Ar в

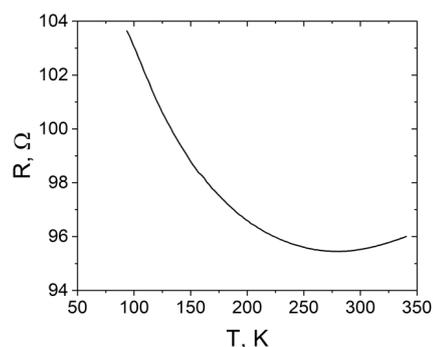
0.5 мбар и при температуре  $T = 820$  °С, а А3 получен методом лазерной абляции при давлении Ar в 0.5 мбар и при температуре  $T = 800-760$  °С.



**Рис. 2.** Зависимость сопротивлений от температуры для образцов  $\text{Sr}_2\text{IrO}_4$ , образец А3 напылен методом лазерной абляции (синий), образец N15 изготовлен методом катодного распыления на постоянном токе (красный)

Видно, что сопротивление образца, полученного методом лазерной абляции, на несколько порядков выше, чем сопротивление образца, синтезированного катодным распылением.

На рис. 3. показана зависимость сопротивления от температуры для металлического иридата стронция  $\text{SrIrO}_3$ , образец N3. Получен методом катодного распыления на постоянном токе при давлении Ar 1.3 мбар и при  $T = 770$  °С.



**Рис. 3.** Зависимость сопротивления от температуры для металлического иридата  $\text{SrIrO}_3$ , образец N3

### Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 23-49-10006, <https://rscf.ru/project/23-49-10006/>.

### Литература

1. Nishio, K.; Hwang, H. Y.; Hikita, Y. Thermodynamic Guiding Principles in Selective Synthesis of Strontium Iridate Ruddlesden-Popper Epitaxial Films. *APL Materials* **2016**, *4* (3), 036102. <https://doi.org/10.1063/1.4943519>.
2. Petrzehik, A. M.; Constantinian, K. Y.; Ovsyannikov, G. A. et al. Superconducting Current and Low-Energy States in a Mesa-Heterostructure Interlayered with a Strontium Iridate Film with Strong Spin-Orbit Interaction. *Phys. Rev. B*, **2019**, *100* (2), 024501. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.100.024501>.

# Influence of the spin-triplet interlayer pairing on the induced superconductivity in two-dimensional electronic systems

A. A. Kopasov<sup>1,2,\*</sup>, A. S. Mel'nikov<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup> Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, 603950

<sup>2</sup> Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, Nizhny Novgorod, 603950

<sup>3</sup> Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudnyi, Moscow Region, 141701

\*koppasov@ipmras.ru

We study the influence of the spin-triplet interlayer electron on the induced superconductivity in 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 gives rise to an additional spin splitting for quasiparticles. It is shown that the manifestations of this phenomenon include the multi-peak structure in the density of states of 2DEG, the suppression of the Meissner response of the induced superconducting correlations in the low-temperature regime or even the appearance of an additional paramagnetic contribution from 2DEG to the screening properties of the hybrid structure.

## Introduction

In the present work we study the influence of the interlayer interlayer pairing [1–3] on the induced superconductivity in superconductor/normal metal (S/N) structures. In particular, we consider the two-dimensional electron gas (2DEG) proximity coupled to a thick superconducting film. We use the tunneling Hamiltonian formalism and the interlayer electron-electron interaction is treated within the mean-field approximation. Our results primarily 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.

## Self-energy part

We consider the case when both the tunneling amplitude  $t$  and the interlayer pairing term

$$[\widehat{\Delta}_{int}(\mathbf{R})]_{\alpha\beta} = -(U_0/2)\langle a_\alpha(\mathbf{X})\Psi_\beta(\mathbf{X}) \rangle, \quad (1)$$

are homogeneous within the plane of the 2D system. Here,  $\Psi_\beta, \Psi_\beta^\dagger$  ( $a_\alpha, a_\alpha^\dagger$ ) is the fermionic annihilation and creation operator in the S layer (2DEG), respectively,  $\mathbf{X} = (\mathbf{R}, \tau)$ ,  $\mathbf{R}$  is the coordinate in 2D system,  $\tau$  is the imaginary time variable in the Matsubara technique,  $\alpha, \beta = \uparrow, \downarrow$  denote spin degrees of freedom. Using the following definitions for the Matsubara Green functions in 2DEG

$$\check{G}_n(\mathbf{X}_1, \mathbf{X}_2) = \langle T_\tau [\check{a}(\mathbf{X}_1)\check{a}^\dagger(\mathbf{X}_2)] \rangle, \quad (2)$$

where

$$\check{a}(\mathbf{X}) = [a_\uparrow(\mathbf{X}), a_\downarrow(\mathbf{X}), a_\uparrow^\dagger(\mathbf{X}), a_\downarrow^\dagger(\mathbf{X})]^T,$$

we derive the Gor'kov equations in 2DEG

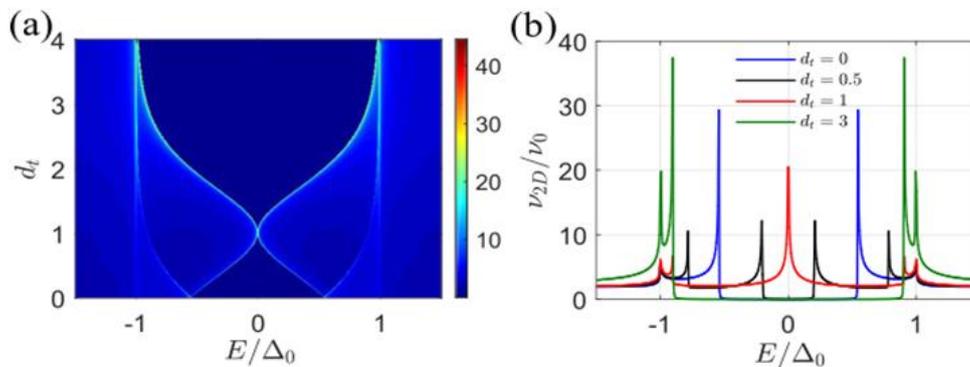
$$[i\omega_n + \check{\tau}_z \xi_n(\mathbf{R}) - \check{\Sigma}(\omega_n)]\check{G}_n(\mathbf{R}, \mathbf{R}', \omega_n) = \delta(\mathbf{R} - \mathbf{R}'), \quad (3a)$$

$$\check{\Sigma}(\omega_n) = \begin{pmatrix} \widehat{\Sigma}_{11} & \widehat{\Sigma}_{12} \\ \widehat{\Sigma}_{21} & \widehat{\Sigma}_{22} \end{pmatrix}, \quad (3b)$$

$$\widehat{\Sigma}_{11} = |t|^2 g_s + t f_s (i\hat{\sigma}_y) \widehat{\Delta}_{int}^\dagger - t f_s \widehat{\Delta}_{int} (i\hat{\sigma}_y) + g_s \widehat{\Delta}_{int} \widehat{\Delta}_{int}^\dagger, \quad (3c)$$

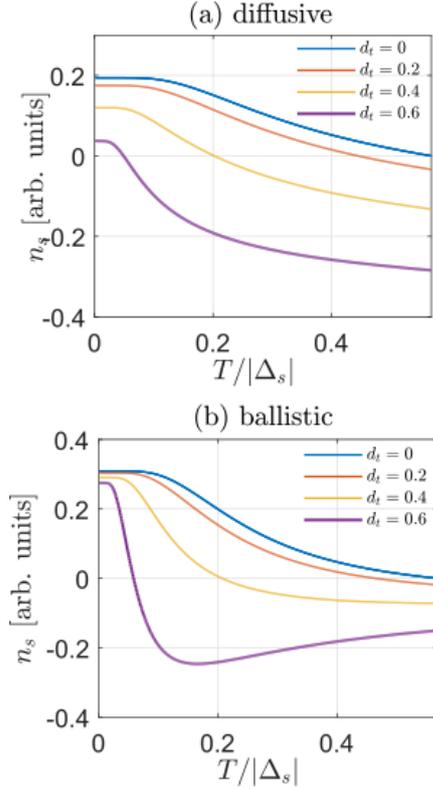
$$\widehat{\Sigma}_{12} = -t^2 f_s (i\hat{\sigma}_y) - t g_s (\widehat{\Delta}_{int}^T + \widehat{\Delta}_{int}) + f_s \widehat{\Delta}_{int} (i\hat{\sigma}_y) \widehat{\Delta}_{int}^T, \quad (3d)$$

$\widehat{\Sigma}_{22}(\omega_n) = -\widehat{\Sigma}_{11}^T(-\omega_n)$ ,  $\widehat{\Sigma}_{21}(\omega_n) = -\widehat{\Sigma}_{12}^\dagger(-\omega_n)$ , and  $g_s(\omega_n) = -g_s(-\omega_n)$  and  $f_s(\omega_n) = f_s(-\omega_n)$  are the normal and anomalous quasiclassical Green functions of the isolated S layer,  $\omega_n = 2\pi T(n + 1/2)$  is the Matsubara frequency,  $T$  is temperature, and  $n$  is an integer. In the present work we restrict ourselves to the case of the spin-triplet interlayer pairing



**Fig. 1.** Typical color plot of the quasiparticle density of states (DOS) in 2DEG for  $t = 1$  (a). Energy dependencies of DOS for  $t = 1$  and  $d_t = 0, 0.5, 1, 3$  (b). Here  $\nu_0$  is the DOS at the Fermi level per one spin projection in 2DEG

$$\hat{\Delta}_{int} = d_t \hat{\sigma}_z (i \hat{\sigma}_y). \quad (4)$$



**Fig. 2.** Typical temperature dependencies of the superfluid density  $n_s$  in the diffusive (a) and ballistic (b) regime. In panel (b) the local relation between  $\mathbf{j}$  and  $\mathbf{A}$  is assumed. We use  $t = 1$  to produce the plots

Hereafter, the factor  $\pi v_s a^2$  is included into the definitions of  $t^2 d_t^2$  and  $td_t$ , which are given in the energy units. Here  $v_s$  is the density of states per spin projection at the Fermi level in the normal-metal state of the superconductor and  $a$  is of the order of interatomic distance in the S film.

### Quasiparticle density of states in 2DEG

The results in fig. 1 demonstrate how energy dependencies of the quasiparticle density of states (DOS) in

2DEG  $v_{2D}(E)$  are modified upon the increase in the inter-layer pairing amplitude  $d_t$ . We take  $t = 1$  to produce the plots. One can see that Fig. 1(a) reveals two pair of peaks at the induced gap ( $E \approx \pm 0.5\Delta_0$ ) and the gap of the parent superconductor ( $E \approx \pm\Delta_0$ ). The increase in the inter-layer pairing amplitude  $d_t$  results in the splitting of the peaks at the induced gap and produces the zero-bias peak at  $d_t = t = 1$ . Further increase in  $d_t$  shifts the low-energy peaks towards  $E \approx \pm\Delta_0$ . Therefore, one of the manifestations of the spin-triplet interlayer pairing is the appearance of multi-peak structure in the quasiparticle density of states of the two-dimensional system.

### Superfluid density

Here we consider the linear response of the current density  $\mathbf{j}$  in 2DEG on the applied magnetic field. The local response is governed by the relation

$$\mathbf{j} = -e^2 n_s \mathbf{A} / mc, \quad (5)$$

where  $n_s$  is the superfluid density and  $\mathbf{A}$  is the vector potential. Temperature dependencies of the superfluid density in 2DEG  $n_s(T)$  in fig. 2 for  $t = 1$  and several  $d_t$ . The results for diffusive (ballistic) 2DEG are shown in fig. 2, a, b. One can clearly see that the spin-triplet inter-layer pairing suppresses the diamagnetic response of the induced superconductivity in 2DEG and can also provide the paramagnetic contribution to the Meissner screening.

### Acknowledgements

*This work was supported by the Russian Science Foundation (Grant No. 20-12-00053). A. S. M. acknowledges support from the Moscow Institute of Physics and Technology under the Priority 2030 Strategic Academic Leadership Program.*

### References

1. K. B. Efetov, A. I. Larkin // JETP, 41(1), 76 (1975).
2. Z. Tesanovic // Physical Review B, 36, 2364(R) (1987).
3. L. N. Bulaevskii and M. V. Zyskin // Physical Review B, 42, 10230 (1990).

# Влияние нематичности на сверхпроводимость в соединениях железа

М. М. Коршунов<sup>1,\*</sup>, Ю. Н. Тогушова<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup> Сибирский федеральный университет, пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041

\* mkog@iph.krasn.ru

Рассмотрено влияние нематического порядка на формирование сверхпроводящего состояния в соединениях железа — пниктидах и халькогенидах.

Сочетание нескольких конкурирующих или существующих дальних порядков разной природы очень часто проявляется в сложных системах. К таким системам относятся соединения железа, пниктиды и халькогениды, являющиеся многозонными сверхпроводниками, где многоорбитальные эффекты обуславливают их необычную сверхпроводимость [1, 2]. Параметр порядка, имеющий противоположные знаки на разных листах поверхности Ферми, получил название «состояние  $s_{\pm}$ », поскольку, так же как и  $s$ -тип щели в обычных сверхпроводниках, относится к  $A_{1g}$ -представлению и является вариантом расширенной  $s$ -симметрии [2]. Многообразию экспериментальных данных по сверхпроводящему состоянию можно объяснить в рамках спин-флуктуационного механизма куперовского спаривания, приводящего, в частности, к решению  $s_{\pm}$ -типа [3]. Помимо ставших уже классическими данных по спин-резонансному пику [4, 5, 6], обнаруженному в неупругом рассеянии нейтронов [7, 8, 9], спиновый экситон, характерный для состояния  $s_{\pm}$ , был найден и в спектрах Андреевского отражения [10].

Экспериментально обнаруженная разница в сопротивлении вдоль взаимно перпендикулярных направлений в плоскости железа  $a$  и  $b$  в тетрагональной фазе ферропниктидов [11] привела к выводу о нарушении симметрии  $C_4$  до  $C_2$  и формировании электронного нематического порядка [12, 13]. Слово «нематический» используется для того, чтобы подчеркнуть, что переход происходит в электронной подсистеме, в отличие от привычного структурного фазового перехода, где ионы смещаются в новые равновесные позиции. Аналогом является переход разупорядоченной системы спинов в изинговский нематический порядок при нарушении симметрии  $Z_2$ . С другой стороны, обычный переход в магнитоупорядоченное состояние возникает при нарушении симметрии  $O(3)$  [12]. Другими словами, в нематической фазе наступает неэквивалентность в направлениях  $a$  и  $b$ , что приводит к различию магнитного отклика (спиновой восприимчивости) во взаимоперпендикулярных направлениях в импульсном пространстве,  $q_x$  и  $q_y$ .

Поскольку нематическое состояние сосуществует со сверхпроводящим [14, 15], оно проявляется в понижении симметрии параметра порядка до  $C_2$  [16]. В данной работе мы проанализировали влияние такого понижения симметрии на решение уравнения на параметр порядка в рамках спин-флуктуационной теории спаривания [1]. В основе лежит гамильтониан пятиорбитальной модели ферропниктидов  $H_{\zeta-orbital}$  [17, 18]. Нематическое состояние симметрии  $B_{2g}$

моделируем как нестабильность Померанчука  $d$ -типа в соответствии с работами [19, 20]. Соответствующий вклад в гамильтониан имеет вид

$$H_{nem} = V_{nem} \sum_{\mathbf{k}, l, \sigma} (\cos k_x - \cos k_y) d_{\mathbf{k}l\sigma}^{\dagger} d_{\mathbf{k}l\sigma},$$

где  $d_{\mathbf{k}l\sigma}^{\dagger}$  и  $d_{\mathbf{k}l\sigma}$  — операторы рождения и уничтожения электрона на  $d$ -орбитали железа с импульсом  $\mathbf{k}$ , спином  $\sigma$  и орбитальным индексом  $l$ . Для оценки качественных эффектов нематичности, константа взаимодействия  $V_{nem}$  взята равной 50 мэВ. Результаты расчёта параметра порядка в спин-флуктуационной теории куперовского спаривания представлены на рис. 1 для  $V_{nem} = 0$  и на рис. 2 для  $V_{nem} = 50$  мэВ. Показаны только решения, соответствующие максимальному значению безразмерного параметра связи  $\lambda$ , т. е. максимальной критической температуре  $T_c$ . Для параметров кулоновского взаимодействия выбраны следующие значения (в эВ): внутриорбитальное хаббардовское отталкивание  $U = 1.4$ , хундовский обмен  $J = 0.15$ , межорбитальное хаббардовское отталкивание  $U' = 1.1$ .

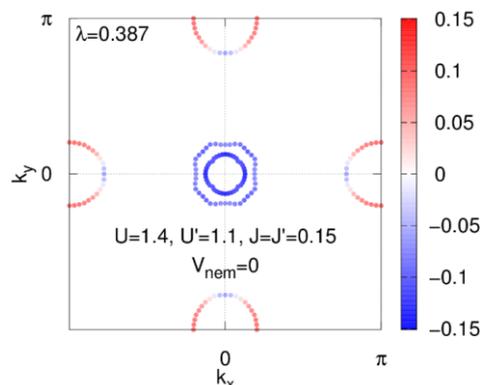


Рис. 1. Величина параметра порядка (шкала справа) на поверхности Ферми в случае симметрии  $C_4$

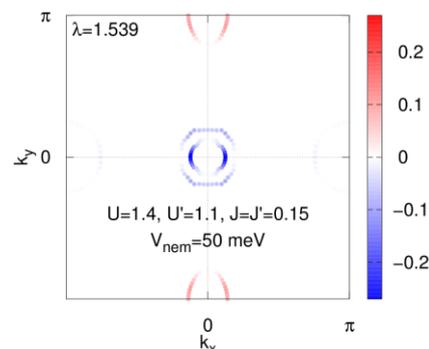


Рис. 2. Величина параметра порядка (шкала справа) на поверхности Ферми при нарушении симметрии  $C_4$  с параметром  $V_{nem} = 50$  мэВ

Видно, что решение  $s_{\pm}$ -типа, показанное на рис. 1, имеет меньшее значение  $\lambda$ , чем решение «нематического  $s_{\pm}$ -типа», показанное на рис. 2, т. е.  $T_c$  сверхпроводящего состояния, сосуществующего с нематическим состоянием, больше, чем  $T_c$  собственно сверхпроводящего состояния. Это свидетельствует в пользу того, что в сверхпроводящей фазе нематическое состояние может оказаться более энергетически выгодным, чем состояние с ненарушенной симметрией  $C_4$ . Анализ всей иерархии решений уравнений на сверхпроводящий параметр порядка даёт полную картину влияния нематичности на сверхпроводящее состояние.

### Литература

1. М. М. Коршунов // Успехи физических наук, **184**, 882 (2014).
2. P. J. Hirschfeld, M. M. Korshunov, I. I. Mazin // Rep. Progr. Phys., **74**, 124508 (2011).
3. S. Maiti, M. M. Korshunov, T. A. Maier, P. J. Hirschfeld, A. V. Chubukov // Phys. Rev. Lett., **107**, 147002 (2011).
4. M. M. Korshunov, I. Eremin // Phys. Rev. B, **78**, 140509 (2008).
5. T. A. Maier, D. J. Scalapino // Phys. Rev. B, **78**, 020514 (2008).
6. M. M. Korshunov // Phys. Rev. B, **98**, 104510 (2018).
7. M. D. Lumsden, A. D. Christianson // J. Phys. Condens. Matter, **22**, 203203 (2010).
8. P. Dai // Rev. Mod. Phys., **87**, 855–896 (2015).
9. D. S. Inosov // Comptes Rendus Phys., **17**, 60–89 (2016).
10. M. M. Korshunov, S. A. Kuzmichev, T. E. Kuzmicheva // Materials, **15**, 6120 (2022).
11. J.-H. Chu *et al.* // Science, **329**, 824 (2010).
12. R. M. Fernandes, A. V. Chubukov, J. Knolle *et al.* // Phys. Rev. B, **85**, 024534 (2012).
13. R. M. Fernandes, A. V. Chubukov, J. Schmalian // Nat. Phys., **10**, 97 (2014).
14. J. Li *et al.* // Nat. Comm., **8**, 1880 (2017).
15. J. Wang *et al.* // Adv. In Phys. X, **6**, 1878931 (2021).
16. P. O. Sprau *et al.* // Science, **357**, 75 (2017).
17. S. Graser *et al.* // New J. Phys., **11**, 025016 (2009).
18. K. Kuroki *et al.* // Phys. Rev. Lett., **101**, 087004 (2008).
19. H. Yamase, V. Oganesyan, W. Metzner // Phys. Rev. B, **72**, 035114 (2005).
20. S. S. Choudhury, S. Peterson, Y. Idzerda // Phys. Rev. B, **105**, 214515 (2022).

# Сверхпроводящий параметр порядка в арсениде железа $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ (семейство 1144) методом создания планарных контактов на микротрещине

С. А. Кузьмичев<sup>1,2,\*</sup>, К. С. Перваков<sup>2</sup>, В. А. Власенко<sup>2</sup>, А. Ю. Дегтяренко<sup>2</sup>,  
С. Ю. Гаврилкин<sup>2</sup>, Т. Е. Кузьмичева<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Физич. факультет, Ленинские горы, д. 1, Москва, 119991

<sup>2</sup> Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., д. 53, Москва, 119991

\* kuzmichev@ft.phys.msu.ru

Выращены крупные монокристаллы пниктида  $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$  с  $T_c \approx 37$  К. Ниже  $T_c$  с помощью спектроскопии многократных андреевских отражений впервые обнаружена многощелевая сверхпроводимость, определены величины сверхпроводящих параметров порядка, их характеристические отношения и температурные зависимости.

## Введение

Кристаллическая структура сверхпроводящих (СП) пниктидов  $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$  представляет собой стопку СП-блоков  $\text{FeAs}$ , попеременно чередующихся вдоль  $c$ -направления с плоскостями  $\text{Eu}$  и  $\text{Cs}$  ( $\text{Eu-FeAs-Cs-FeAs}$ ). Эти удивительные соединения, в отличие от большинства железосодержащих СП, сверхпроводят в стехиометрическом составе с максимальной  $T_c$  до 37 К. При этом ниже  $T_c$ , при  $T_m \approx 15$  К, происходит магнитное упорядочение в плоскостях  $\text{Eu}$ , сосуществующее со СП-фазой (в качестве обзора см. [1]). Уровень Ферми в этих соединениях пересекает около 10 зон, формируя дырочные цилиндры вокруг  $\Gamma$ -точки зоны Бриллюэна и электронные цилиндры вокруг  $M$ -точки, на которых ниже  $T_c$  образуются несколько СП конденсатов.

Сложность работы с пниктидами щелочных металлов обусловлена быстрой (~10–15 минут) деградацией их СП-свойств в присутствии даже следовых количеств воды и кислорода. Это обуславливает крайне малое количество экспериментальных данных о свойствах системы 1144; в частности, данные других групп о структуре СП-параметра порядка в  $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$  на данный момент отсутствуют.

## Детали эксперимента

Мы отработали метод синтеза монокристаллов  $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$  методом «self-flux» [2]. По сравнению с другими группами, нами выращены максимально крупные монокристаллы  $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$  (размером до  $2 \times 2.5$  мм) с минимальным содержанием металлической фазы  $\text{Eu-122}$ . Критическая температура кристаллов составляла  $T_c \approx 36.7$  К с шириной резистивного СП-перехода около 0.8 К (рис. 1).

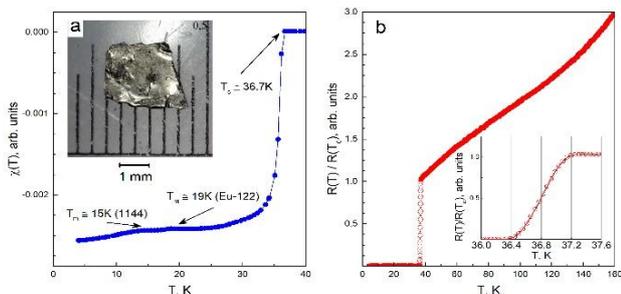


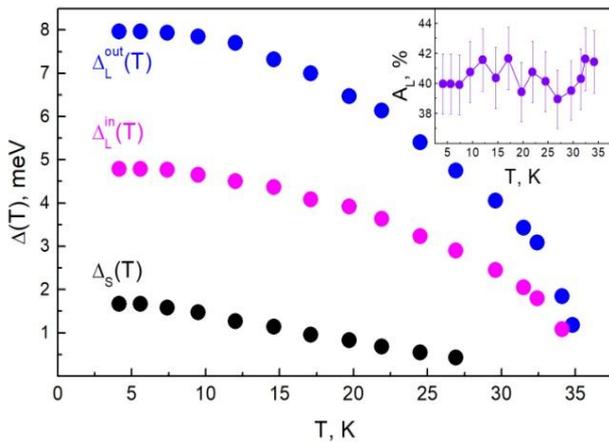
Рис. 1. Температурные зависимости магнитной восприимчивости (a) и сопротивления (b) монокристалла  $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$  определяют объемную  $T_c \approx 36.8$  К

При  $T = 4.2$  К с помощью техники «*break-junction*» [3] в слоистых монокристаллах создавались планарные наноконтакты СП — тонкий нормальный металл — СП ( $\text{SnS}$ ) с направлением протекания тока вдоль оси  $c$ . Эффект *некогерентных* многократных андреевских отражений (МАО), наблюдаемый в  $\text{SnS}$ -контакте *высокой* прозрачности ( $B < 1/4$ ,  $Z < 1/2$ ), вызывает избыточный ток на  $I(V)$  при любых смещениях  $eV$ , в том числе вблизи нулевых смещений. На  $dI(V)/dV$ -спектре появляется субгармоническая щелевая структура (СГС) — серия минимумов, положения которых напрямую определяют величину СП-щели и ее температурную зависимость. Реализация баллистического андреевского транспорта вдоль  $c$ -направления позволяет получать информацию об анизотропии СП-свойств в  $k_x k_y$ -плоскости.

## Результаты и обсуждение

На  $dI(V)/dV$ -спектрах  $\text{SnS}$ -контактов в  $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$  ниже  $T_c$  мы воспроизводим наблюдаем дублетную андреевскую особенность, положение которой напрямую определяет два СП энергетических параметра  $\Delta_L^{\text{in}} \approx 4.8$  мэВ и  $\Delta_L^{\text{out}} \approx 8$  мэВ при  $T = 4.2$  К. С одной стороны, данные величины могут соответствовать двум открывающимся на разных листах поверхности Ферми изотропным СП-щелям. Однако, принимая во внимание схожесть формы дублета с численными расчетами (рис. 4 в [3]), можно предположить реализацию единой анизотропной СП-щели  $\Delta_L$  с расширенным  $s$ -волновым типом симметрии без точек нулей («нодов») и степенью анизотропии  $A_L \equiv 100\% [1 - \Delta_L^{\text{in}}/\Delta_L^{\text{out}}] \approx 40\%$ . В этом случае наблюдаемые значения  $\Delta_L^{\text{in}}$  и  $\Delta_L^{\text{out}}$  являются минимальной и максимальной энергиями связи куперовских пар в зависимости от направления импульса. При малых смещениях на  $dI(V)/dV$ -спектрах обнаружена малая СП-щель  $\Delta_S(0) \approx 1.9$  мэВ. Величины  $\Delta_L^{\text{in}}(0)$ ,  $\Delta_L^{\text{out}}(0)$  и  $\Delta_S(0)$  не зависят от площади и сопротивления  $\text{SnS}$ -контактов.

Измеренные напрямую температурные зависимости  $\Delta_L(T)$  и  $\Delta_S(T)$  (рис. 2) типичны для случая умеренного межзонного взаимодействия. Три наблюдаемых щелевых параметра стремятся к нулю при общей критической температуре  $T_c^{\text{local}}$ , соответствующей температуре перехода *контактной области* в нормальное состояние.



**Рис. 2.** Температурные зависимости энергетических СП-параметров  $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ . Локальная критическая температура данного SnS-контакта составляет  $T_c^{\text{local}} \approx 35$  К. На вставке приведена зависимость предположительной анизотропии большой СП-щели

Температурное поведение  $\Delta_L^{\text{out}}(T)$  и  $\Delta_L^{\text{in}}(T)$  близко к БКШ-образной однозонной зависимости, в то время как малая СП-щель  $\Delta_S$  быстрее уменьшается при малых  $T$  и примерно линейно тянется к  $T_c$ . Степень предположительной анизотропии  $\Delta_L$  практически не меняется с температурой вплоть до  $T_c$  (см. вставку на рис. 2). Дублет сохраняет форму.

Определенная нами щелевая структура  $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$  (наличие дублета от  $\Delta_L$  на  $dI(V)/dV$ -спектрах SnS-контактов и его форма, величина предположительной анизотропии большой СП-щели  $\Delta_L$  и ее температурное поведение  $A_L(T)$ , форма температурных зависимостей  $\Delta_L^{\text{in}}(T)$ ,  $\Delta_L^{\text{out}}(T)$  и  $\Delta_S(T)$ ) оказалась

близка к таковой для пниктидов родственного семейства  $\text{Ba}(\text{Fe,Ni})_2\text{As}_2$  с электронным допированием, исследованной нами ранее [4–6]. Также близкими оказались величины характеристических соотношений для трех наблюдаемых СП-параметров порядка:  $2\Delta_L^{\text{out}}(0) / k_B T_c \approx 5.3$ ,  $2\Delta_L^{\text{in}}(0) / k_B T_c \approx 3.2$  и  $2\Delta_S(0) / k_B T_c \approx 1.3$ . Таким образом, в обоих семействах имеет место скейлинг СП-щелей с  $T_c$  (т. е.  $\Delta_i(0) \sim T_c$ ) при электронном допировании в диапазоне  $T_c = 12$ – $37$  К [2].

### Финансирование

Работа поддержана грантом РНФ № 22-22-00776. Т. Е. Кузьмичева благодарит Министерство науки и высшего образования РФ (проект №075-15-2021-1353). Измерения частично проведены с использованием оборудования Центра коллективного пользования ФИАН.

### Литература

1. К. Kawashima, *et al.* // J. Phys. Soc. Jpn., **85**, 064710 (2016).
2. С. А. Кузьмичев и др. // Письма в ЖЭТФ, **116**, 702 (2022).
3. С. А. Кузьмичев, Т. Е. Кузьмичева // Физ. низк. темп., **42**, 1284 (2016).
4. Т. Е. Kuzmicheva *et al.* // Phys. Rev. B, **97**, 235106 (2018); *ibid.* **104**, 174512 (2021).
5. Т. Е. Кузьмичева и др. // УФН, **187**, 450 (2017); Письма в ЖЭТФ, **112**, 822 (2020).
6. А. В. Садаков и др. // Письма в ЖЭТФ, **116**, 686 (2022).

# Наблюдение спинового экситона в сверхпроводящих оксипниктидах методом андреевской спектроскопии

Т. Е. Кузьмичева<sup>1,\*</sup>, С. А. Кузьмичев<sup>2,1</sup>, М. М. Коршунов<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., д. 53, Москва, 119991

<sup>2</sup> Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, физич. факультет, Ленинские горы, д. 1, Москва, 119991

<sup>3</sup> Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, Академгородок, д. 50, стр. 38, Красноярск, 660036

\* kuzmichevate@lebedev.ru

Впервые с помощью спектроскопии многократных андреевских отражений (MAO) в сверхпроводящих оксипниктидах семейства 1111 обнаружен спиновый экситон, оценена его энергия  $\epsilon_0$  при  $T \ll T_c$  и ее температурная зависимость. Показано, что экспериментальные данные  $\epsilon_0(T)$  описываются 5-орбитальной  $s\pm$ -моделью, что указывает на важность спиновых флуктуаций в процессе образования куперовских пар в оксипниктидах железа.

## Введение

Слоистые сверхпроводящие оксипниктиды (соединение 1111) Gd(O,F)FeAs и (Sm,Th)OFeAs имеют достаточно высокие критические температуры  $T_c$  до 54 К. На поверхности Ферми этих соединений присутствуют дырочные цилиндры вокруг  $\Gamma$ -точки зоны Бриллюэна и электронные цилиндры вокруг M-точки, связанные вектором нестинга  $\mathbf{Q}$ , на котором мнимая часть динамической спиновой восприимчивости  $\text{Im}[\chi(\mathbf{Q}, \omega)]$  демонстрирует спин-резонансный пик [1]. Ниже  $T_c$  на различных листах поверхности Ферми открываются как минимум две сверхпроводящие (СП) щели  $\Delta_L$  и  $\Delta_S$ .

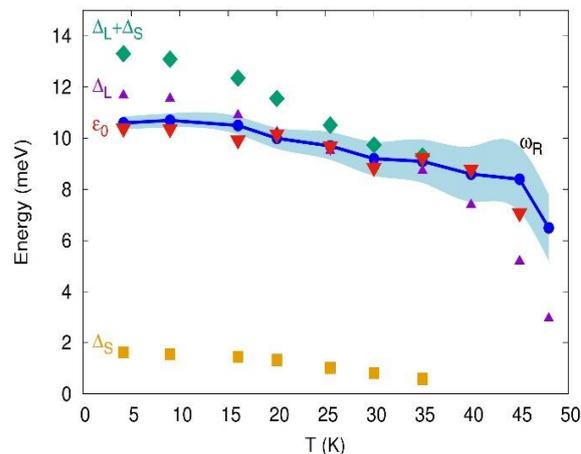
Для описания механизма сверхпроводимости железосодержащих пниктидов была предложена  $s\pm$ -модель, в которой спаривание посредством нестинга в  $\Gamma$ -M-направлении (спинового экситона) приводит к реализации знакопеременного СП параметра порядка [1]. Также разрабатывается  $s^{++}$ -модель спаривания посредством орбитальных флуктуаций, в которой реализуется знакопостоянная СП-щель [2]. Несмотря на интенсивные исследования СП-пниктидов, ни одна из этих моделей до сих пор не получила надежного экспериментального подтверждения.

## Детали эксперимента

Поликристаллы Gd(O,F)FeAs и (Sm,Th)OFeAs с различной степенью замещения были выращены методом синтеза при высоких давлениях (см. ссылки в работе [3]). С помощью техники «break-junction» [4] при  $T = 4.2$  К в образцах создавались туннельные наноконтакты СП — тонкий нормальный металл — СП (SnS). Эффект некогерентных многократных андреевских отражений (MAO), наблюдаемый в SnS-контакте, вызывает избыточный ток при любых смещениях eV на I(V)-характеристике контакта и отсутствие сверхтоковой ветви при eV = 0. На dI(V)/dV-спектре появляется субгармоническая щелевая структура (СГС) — серия минимумов при смещениях  $eV_n(T) = 2\Delta(T)/n$  ( $n = 1, 2, \dots$ ) [5]. Метод MAO-спектроскопии контактов на микротрещине позволяет напрямую определять величины  $\Delta(0)$  и их температурные зависимости исходя из положений СГС, а также разрешать тонкую структуру I(V) и dI(V)/dV-характеристик.

## Результаты и обсуждение

Ранее мы установили двухщелевую СП оксипниктидов с характеристическими отношениями СП параметров порядка  $2\Delta_L(0)/k_B T_c \approx 5.2$  и  $2\Delta_S(0)/k_B T_c \approx 1.3$ , а также показали скейлинг обеих СП щелей с  $T_c$  в различных оксипниктидах при вариации степени электронного допирования в диапазоне  $T_c = 21\text{--}54$  К [3]. Измеренные напрямую температурные зависимости  $\Delta_L(T)$  и  $\Delta_S(T)$  (в качестве примера см. треугольники вверх и квадраты на рис. 1) типичны для случая умеренного межзонного взаимодействия.



**Рис. 1.** Экспериментальные температурные зависимости СП щелей  $\Delta_L(T)$  (треугольники вверх),  $\Delta_S(T)$  (квадраты), их суммы (ромбы), энергии бозона  $\epsilon_0(T)$  (треугольники вниз) в Gd(O,F)FeAs с  $T_c \approx 50$  К. Для сравнения показаны теоретические зависимости положения спин-резонансного пика  $\omega_R(T)$  (кружки) и его неопределенность (обратная высота, синяя область), рассчитанные в рамках 5-орбитальной  $s\pm$ -модели

Помимо основной СГС, на dI(V)/dV-спектрах SnS-контактов нами также наблюдалась тонкая структура при смещениях  $eV_n(T) = [2\Delta_L(T) + k\epsilon_0(T)]/n$ , где  $k = 1, 2, \dots$  [6–8]. Известно, что подобные тонкие структуры на dI(V)/dV-спектрах SnS-контактов появляются в результате испускания андреевскими электронами бозонов с энергией  $\epsilon_0$  в процессе MAO. Наблюдаемая бозонная мода существует только ниже  $T_c$ . На спектрах наиболее качественных SnS-контактов

наблюдался многократный бозонный резонанс с  $k \leq 4$  [7].

Резонансное взаимодействие с характерной бозонной модой воспроизводимо наблюдается в оксипниктидах на основе Sm и Gd с различной степенью замещения и  $T_c$  [6–8]. Определенные нами величины  $\Delta_L$ ,  $\Delta_S$  и  $\varepsilon_0$  при  $T \ll T_c$  не зависят от площади и нормального сопротивления контакта (которые являются случайными величинами в «break-junction» эксперименте), таким образом, данный эффект вызван именно внутренними свойствами оксипниктидов и не может быть объяснен размерными резонансами.

В среднем, оцененная при  $T \ll T_c$  энергия  $\varepsilon_0 < [\Delta_L(0) + \Delta_S(0)]$  и составляет для оксипниктидов с максимальными  $T_c \approx 50$  К около 10–13 мэВ. При вариации степени замещения наблюдается скейлинг  $\varepsilon_0$  и  $T_c$ , что исключает фононную природу наблюдаемой бозонной моды [7].

Впервые измерена температурная зависимость  $\varepsilon_0(T)$ . Показано, что  $\varepsilon_0(T)$  слабо убывает при повышении температуры и не повторяет ход  $[\Delta_L(T) + \Delta_S(T)]$  (треугольники вниз на рис. 1).

Для объяснения природы наблюдаемой бозонной моды мы использовали 5-орбитальный  $s^\pm$ -подход. На основе экспериментальных величин энергетических параметров  $\Delta_L(T)$ ,  $\Delta_S(T)$  и  $\varepsilon_0(T)$  проведены расчеты температурной эволюции  $\text{Im}[\chi(\mathbf{Q}, \omega)]$  и положения спин-резонансного пика  $\omega_R(T)$  (кружки на рис. 1) [8]. Показано, что при  $T \rightarrow 0$  положение  $\omega_R$  не превышает величину непрямой СП щели, при этом с увеличением температуры спин-резонансный пик размывается и слабо сдвигается в сторону меньших энергий. Мы показали, что экспериментальная температурная зависимость энергии бозонной моды  $\varepsilon_0(T)$  (треугольники вниз на рис. 1) отлично согласуется с зависимо-

стью положения спин-резонансного пика  $\omega_R(T)$  с учетом его неопределенности (кружки, синяя область на рис. 1). Таким образом, наблюдаемая ниже  $T_c$  в экспериментах методом МАО-спектроскопии характерная бозонная мода может являться спиновым экситоном, что указывает на важность спиновых флуктуаций в механизме сверхпроводимости оксипниктидов железа.

### Финансирование

*Авторы благодарят Н. Д. Жигадло и Л. Ф. Куликову за предоставленные образцы. Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ (тема государственного задания «Физика высокотемпературных сверхпроводников и новых квантовых материалов» №0023-2019-0005; проект №075-15-2021-1353). Измерения частично проведены с использованием оборудования Центра коллективного пользования ФИАН.*

### Литература

1. M. M. Korshunov, I. Eremin // Phys. Rev. B, **78**, 140509(R) (2008).
2. S. Onari, H. Kontani // Phys. Rev. Lett., **109**, 137001 (2012).
3. Т. Е. Кузьмичева *et al.* // УФН, **184**, 888 (2014).
4. С. А. Кузьмичев, Т. Е. Кузьмичева // Физ. низк. темп., **42**, 1284 (2016).
5. R. Kümmel *et al.* // Phys. Rev. B, **42**, 3992 (1990).
6. С. А. Кузьмичев, Т. Е. Кузьмичева // Письма в ЖЭТФ, **105**, 631 (2017).
7. S. A. Kuzmichev *et al.* // EPL, **119**, 17007 (2017).
8. M. M. Korshunov *et al.* // Materials, **15**, 6120 (2022).

# Электростатически управляемая сверхпроводимость в двумерных системах

А. Ю. Кунцевич

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва, 119991  
alexkun@lebedev.ru

Сверхпроводящий транзистор — прибор, в котором можно включать/выключать сверхпроводимость путем приложения внешнего электрического поля. Такие приборы уже созданы, хотя температуры сверхпроводящих переходов невелики, как правило, меньше 1 К. Поскольку канал такого транзистора — двумерная или квазидвумерная система, наиболее многочисленным классом материалов для реализации являются двумерные материалы (графен, дихалькогениды переходных металлов) и гетероструктуры на их основе. Не управляемая электростатически двумерная сверхпроводимость с гораздо более высокой величиной  $T_c$  также существует, что позволяет ожидать прогресса в данной области. В докладе обзревается современное состояние проблемы получения электрически управляемой сверхпроводимости.

Принципиальных запретов для реализации сверхпроводимости (СП) в двумерных системах нет, более того, купратные сверхпроводники (например, BSCCO), как известно, состоят из двумерных (2D) проводящих плоскостей, слабо связанных друг с другом. Традиционно 2D-системы реализовывались на интерфейсах полупроводников и в полупроводниковых гетероструктурах, для которых свойственны крайне малые концентрации электронов и плотности состояний, а как следствие — сверхпроводимость в двумерных системах не реализовывалась. При малых 2D-концентрациях ( $10^{10}$ – $10^{12}$  см<sup>-2</sup>) преимуществом традиционных двумерных систем является возможность *in-situ* управления концентрацией и, как следствие, свойствами, реализуемая в структурах типа полевого транзистора. Ультратонкие металлические сверхпроводящие пленки, как традиционные объекты с 2D СП, обладают слишком высокой 2D концентрацией ( $10^{14}$ – $10^{15}$  см<sup>-2</sup>) и не могут быть управляемыми. Первой полупроводниковой системой с управляемой квази-2D-сверхпроводимостью можно считать интерфейс SrTiO<sub>3</sub> с электролитическим затвором [1].

Впоследствии также реализовывалась наведенная СП в классических двумерных полупроводниковых материалах [2], а также двумерных слоистых материалах (например, графен [3] или поверхности топологического изолятора) и нанопроволоках [4]. Большинство исследований собственной 2D СП в настоящее время приходится на слоистые материалы, тол-

щиной от одного монослоя. Наиболее ярким примером следует считать взаимозакрученный бислой графена, в котором был реализован такой дизайн зонной структуры, что при определенных значениях концентраций электронов на уровне Ферми реализуется крайне высокая плотность состояний [5].

Можно отметить, что в существенном количестве реализаций 2D СП есть все основания полагать, что БКШ предел слабой СП не выполнен. Тем не менее, существование пусть пока и не управляемой двумерной сверхпроводимости при температурах больше 10 К позволяет ожидать прогресса в создании практически применимых СП-транзисторов.

## Финансирование

*Работа поддержана Президентским грантом МОН РФ МД-1571.2022.1.2.*

## Литература

1. K. Ueno, S. Nakamura, H. Shimotani *et al.* // *Nature Materials* **7**, 855–858 (2008).
2. J. B. Oostinga, L. Maier, *et al.* // *Phys. Rev. X*, **3**, 21007 (2013).
3. Z. Han *et al.* // *Nature Physics*, **10**, 380–386 (2014).
4. V. Mourik *et al.* // *Science*, **336**, 1003–1007 (2012).
5. Y. Cao, V. Fatemi *et al.* // *Nature*, **556**, 43–50 (2018).

# Зависимость спектра излучения активных джозефсоновских антенн от разброса параметров джозефсоновских контактов

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

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
\* kurin@ipmras.ru

Представляются 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. Связь между индивидуальными контактами в таких системах осуществляется через общую моду диэлектрического резонатора. Рассматривается влияние разброса критических токов и нормальных сопротивлений джозефсоновских контактов на характеристики излучения активных джозефсоновских антенн. Показано, что спектр излучения такой системы представляет узкую интенсивную линию, расположенную на широком пьедестале. Разброс параметров определяет соотношение мощностей в линии и пьедестале. Исследуется зависимость ширины линии излучения, обусловленной флуктуациями токов в индивидуальных контактах от разброса параметров.

## Введение

С помощью прямого численного моделирования исследуется динамика 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. Связь между индивидуальными контактами в таких системах, обеспечивающая когерентное излучение, осуществляется через общую моду диэлектрического резонатора. Физика подобных устройств аналогична физике лазеров, где джозефсоновские контакты играют роль искусственных инвертированных атомов.

Рассматривается влияние разброса критических токов и нормальных сопротивлений джозефсоновских контактов на характеристики излучения активных джозефсоновских антенн. Показано, что спектр излучения такой системы представляет узкую интенсивную линию, расположенную на широком пьедестале. Разброс параметров определяет соотношение мощностей в линии и пьедестале.

## Зависимость спектра излучения от разброса параметров

На рис. 1 показаны спектры напряжений и токов на контактах в зависимости от номера контакта. Видны типичные распределения токов и напряжений для моды, представляющей сумму двух встречных волн с близкими амплитудами.

Красной сплошной кривой показано распределение средних напряжений на индивидуальных контактах, определяющих джозефсоновские частоты контактов. Видно, что контакты вблизи пучностей напряжения являются синхронными, а контакты вблизи минимумов находятся в пролетном режиме. Исследование фаз напряжения относительно моды тока показывает, что при максимальной мощности излучения синхронные контакты совершают положительную работу.

Численное моделирование с различной линейной плотностью контактов показывает, что доля синхронных контактов увеличивается с амплитудой моды

тока, а сама амплитуда моды определяется числом синхронных контактов [1]. Пока доля синхронных контактов макроскопична, спектр тока состоит из монохроматической линии на частоте, близкой к собственной частоте моды, и широкого нерезонансного пьедестала, обусловленного вкладом несинхронных контактов. Разброс параметров контактов будет приводить к тому, что некоторая доля контактов будет выпадать из синхронизма с модой тока, что будет приводить к уменьшению интенсивности монохроматического пика.

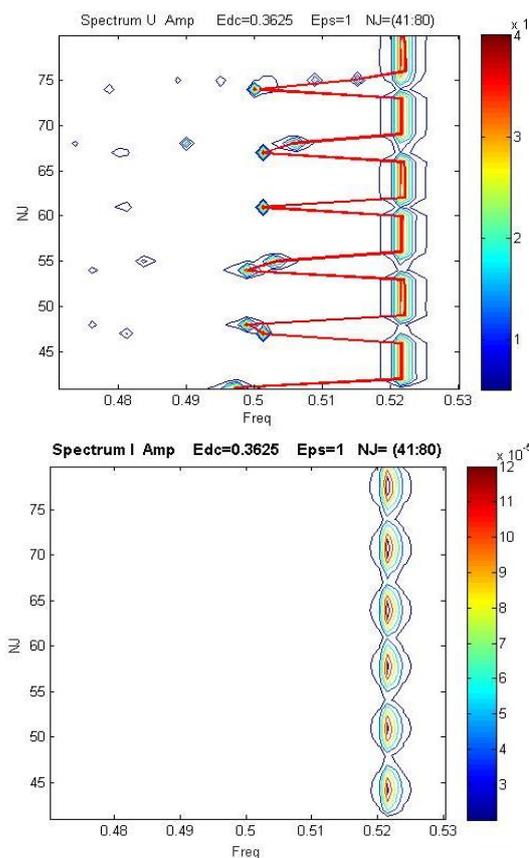
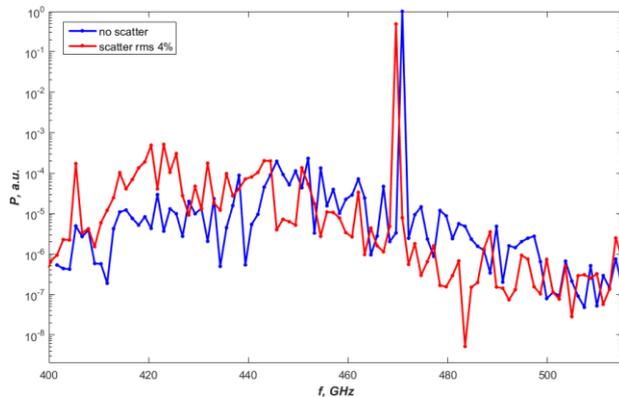


Рис. 1. Спектр напряжений на контактах (вверху) и токов через контакты (внизу) в зависимости от номера джозефсоновского контакта (показаны на оси ординат). Сплошной красной линией показано распределение средних напряжений, определяющих джозефсоновские частоты контактов. Видны группы синхронных и несинхронных контактов

Спектр мощности излучения в дальней зоне, определяемой спектром тока, показан на рис. 2 для двух значений разброса критических токов контактов. Видно, что влияние разброса, как и ожидалось, сводится к небольшому уменьшению амплитуды монохроматического пика. С ростом разброса интенсивность монохроматического пика уменьшается, а мощность, сосредоточенная в пьедестале, растет.



**Рис. 2.** Временной спектр тока в логарифмическом масштабе при различном разбросе критических токов контактов. Синяя кривая — без разброса, красная — среднеквадратический разброс 4%. Видно незначительное уменьшение интенсивности монохроматического пика

Влияние одного и того же относительного разброса критических токов тем слабее, чем больше число контактов в системе. Это связано с ростом амплитуды моды тока при увеличении числа контактов и соответственным ростом ширины области захвата в синхронизм. Приблизительный скейлинг влияния относительного разброса параметров с ростом числа контактов, есть  $D/\sqrt{N_J}$ , где  $D$  — дисперсия распределения критических токов, а  $N_J$  — полное число контактов в системе.

## Влияние разброса на форму линии излучения

В отсутствие флуктуаций ширина линии излучения остается нулевой, что было показано в [2] путем обработки результатов численного моделирования методом сверхразрешения. Учет флуктуаций, очевидно, приведёт к конечной ширине линии излучения. Были выведены укороченные уравнения, описывающие динамику джозефсоновских контактов, встроенных в линию передачи. Для периодических граничных условий были найдены решения в виде бегущей волны тока и синхронных с ней осцилляций тока и напряжения в джозефсоновских контактах. Найдена вольтамперная характеристика и проанализирована устойчивость полученных решений. Для малых широкополосных флуктуаций аналитически была найдена форма спектра излучения и проанализирована зависимость ширины линии от добротности резонатора, образованного линией передачи и концентрации джозефсоновских контактов. Было показано, что ширина линии излучения обратно пропорциональна числу синхронных контактов, и, следовательно, возрастает с ростом разброса параметров.

## Финансирование

*Работа была поддержана НЦМУ «Центр фотоники», контракт 075-15-2022-316.*

## Литература

1. M. A. Galin, V. M. Krasnov, I. A. Shereshevsky, N. K. Vdovicheva, V. V. Kurin // *Beilstein Journal of Nanotechnology*, **13**, 1445–1457 (2022).
2. M. A. Galin, I. A. Shereshevsky, N. K. Vdovicheva, V. V. Kurin // *Supercond. Sci. Technol.*, **34**, 075005 (2021)

# Экспериментальное наблюдение независящего от беспорядка времени электрон-фононного рассеяния в тонких пленках NbN

А. И. Ломакин<sup>1,2,\*</sup>, Э. М. Баева<sup>1,2</sup>, Н. А. Титова<sup>2</sup>, Ф. И. Золотов<sup>2,3</sup>, А. В. Семёнов<sup>2</sup>,  
А. И. Колбатова<sup>1,2</sup>, Г. Н. Гольцман<sup>1,4</sup>

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

<sup>2</sup> Московский педагогический государственный университет, ул. Малая Пироговская, д. 29, Москва, 113435

<sup>3</sup> ООО «Сверхпроводниковые технологии» («Сконтел»), ул. Дербеневская набережная, д. 11А, Москва, 115114

<sup>4</sup> Российский квантовый центр, ул. Новая, Москва, 125635

\* andrey.lomakin.2021@mail.ru

Экспериментально исследована зависимость неупругой релаксации неравновесных электронов в ультратонких плёнках NbN от степени их разупорядоченности методом магнетосопротивления в диапазоне температур от  $T_c$  до  $\approx 3T_c$ . Наблюдается, что неупругая релаксация, которая определяется электрон-фононным (э-ф) рассеянием, нечувствительна к изменению беспорядка в плёнках.

## Введение

Тонкие металлические плёнки являются основой многих электронных приборов, в частности сверхпроводниковых однофотонных детекторов. Известен экспериментальный факт, что характеристики сверхпроводящих детекторов одиночных фотонов (superconducting nanowire single-photon detector or SNSPD), в частности квантовая эффективность, зависят от качества и способа изготовления плёнок, в частности от степени беспорядка.

NbN является типичным материалом для изготовления SNSPD [1], смесителей НЕВ (hot electron bolometers) [2], микроволновых наноиндукторов [3] и т. д. Кроме того, известна возможность регулирования беспорядка в плёнках NbN от умеренного до сильного предела [4].

## Методика эксперимента

Для изучения транспортных свойств NbN мы сформировали пленки в виде структур Холла длиной 1000 мкм и шириной 500 мкм. Настройка беспорядка проводилась различным нагревом подложки плёнки во время её напыления, либо изменением парциального давления азота. Толщина всех плёнок составила 2.5 нм. Сопротивление квадрата плёнки  $R_s$  в нормальном состоянии было измерено в четырёхзондовой конфигурации. Измерения проводились в самодельной криогенной вставке, погруженной в дьюар с жидким гелием 4He, и выполнялись в широком диапазоне температур (от 300 К до 1.7 К). При низких температурах мы измерили магнетосопротивление  $R_c(B)$ , температурные зависимости второго критического магнитного поля  $B_{c2}(T)$  и сопротивление Холла  $R_H^{25K}$ , приложив перпендикулярное магнитное поле  $B$  до 4 Т. Измеряя  $R(T)$ -зависимости при разных значениях  $B$ , мы определили наклон  $dB_{c2}/dT$  при  $T_c$ . Критическая температура  $T_c$  определена нами как температура при  $R_s = R_{max}/2$  (табл. 1).

Таблица 1. Параметры NbN-пленок

	s1	s2	s3	s4	s5	s6
$R_s^{300}$ , Ом/кв	437	509	815	912	1025	1574
$k\ell$	6.3	5.5	3.5	3.2	2.8	2.1
$T_c$ , К	11.54	10.76	8.43	7.02	6.03	3.40

## Результаты и обсуждение

Изменение проводимости образцов, вызванное магнитным полем, мы определили выражением

$$\delta G(B, T) = \frac{2\pi^2\hbar}{e^2} [R_s(B, T)^{-1} - R_s(0, T)^{-1}]. \quad (1)$$

Рисунок 1 демонстрирует типичные зависимости  $\delta G(B, T)$ , полученные в эксперименте. Изменение сопротивления в магнитном поле происходит благодаря сверхпроводящим флуктуациям [5] и слабой локализации. Данные рис. 1 были сопоставлены с

$$\delta G(B, T) = G^{SC}(B, T) - G^{SC}(0, T), \quad (2)$$

где  $G^{SC}(B, T)$  и  $G^{SC}(0, T)$  представляют собой сумму слабой локализации и сверхпроводящих поправок (Асламазова — Ларкина, Маки — Томпсона и вклад от перенормировки состояний) [6] к проводимости образца в магнитном поле  $B$  и в отсутствие магнитного поля соответственно. Так мы определяем член Маки — Томпсона, содержащий время сбоя волновой функции электрона  $\tau_\phi$ .

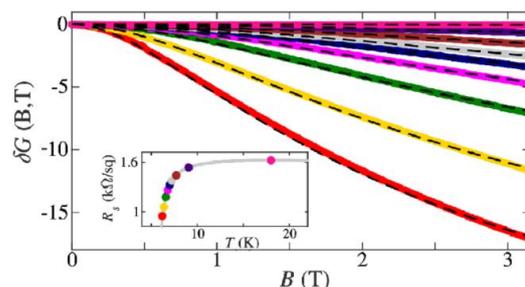
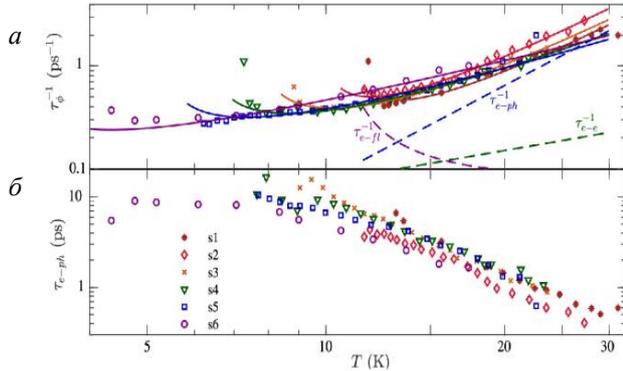


Рис. 1. Экспериментальные зависимости нормированной магнетопроводимости  $\delta G(B, T)$  для репрезентативного образца (s5). Различные цвета кривых соответствуют различным рабочим температурам, обозначенным на  $R_s(T)$ -кривой на вставке. Пунктирные черные кривые представляют подгонки по (2)

Извлечённая таким образом зависимость  $\tau_\phi(T)$  отображена на рис 2, а. Значение времени сбоя фазы определяется суммой влияния механизмов, обусловленных сверхпроводящими флуктуациями  $\tau_{SC}^{-1}$ , скоростью e-e-рассеяния  $\tau_{e-e}^{-1}$ , влиянием поверхностных магнитных моментов  $\tau_S^{-1}$  и скоростью э-ф-рассеяния  $\tau_{e-ph}^{-1}$  [7]:

$$\tau_{\phi}^{-1} = \tau_{SC}^{-1} + \tau_{e-e}^{-1} + \tau_s^{-1} + \tau_{e-ph}^{-1}. \quad (3)$$

Было обнаружено, что защитный Si-слой поверх плёнок NbN предотвращает появление магнитных моментов на поверхности плёнки. Рассчитав  $\tau_{e-e}^{-1}$  и  $\tau_{SC}^{-1}$  и используя экспериментальные значения  $\tau_{\phi}(T)$ , мы получили зависимость э-ф-рассеяния от температуры (рис. 2, b).



**Рис. 2.** Температурные зависимости скорости дефазирования электронов  $\tau_{\phi}^{-1}$  (a), полученной из измерений магнитопроводимости, и времени  $\tau_{e-ph}$ , полученного из  $\tau_{\phi}^{-1}$  (б). Данные отображаются в виде символов в логарифмическом масштабе. На рис. a сплошные кривые показывают наилучшее соответствие  $\tau_{\phi}^{-1}$  по уравнению (3)

Мы наблюдаем независимый от беспорядка характер времени э-ф-рассеяния в ультратонких плёнках NbN. Наблюдаемые результаты не описываются существующими моделями э-ф-рассеяния в неупорядоченных металлах. Значения  $\tau_{e-ph}^{-1}$ , полученные выше

10 К, пропорциональны  $T^3$ , ожидаемому для рассеяния электронов на трехмерных акустических фононах в чистом случае. При более низких температурах  $\tau_{e-ph}^{-1}$  изменяется до  $T^2$  (не показано здесь), что, вероятно, связано с уменьшением размерности фононов, участвующих в э-ф-рассеянии. Наши результаты требуют дальнейших теоретических и экспериментальных исследований э-ф-рассеяния в присутствии сильного беспорядка. Более подробно см. в [8].

### Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 21-79-20084).

### Литература

1. G. N. Gol'tsman, O. Okunev, G. Chulkova et al. // Applied Physics Letters, **79**, 705 (2001).
2. I. Tretyakov, S. Ryabchun, M. Finkel et al. // Applied Physics Letters, **98**, 033507 (2011)
3. A. J. Annunziata, D. F. Santavicca, L. Frunzio et al. // Nanotechnology, **21**, 445202 (2010).
4. S. P. Chockalingam, M. Chand, J. Jesudasan et al. // Phys. Rev. B **77**, 214503 (2008).
5. D. Destraz, K. Ilin, M. Siegel, A. Schilling, and J. Chang // Phys. Rev. B, **95**, 224501 (2017).
6. J. M. B. Lopes dos Santos and E. Abrahams // Phys. Rev. B, **31**, 172 (1985).
7. A. A. Varlamov, A. Galda, and A. Glatz // Rev. Mod. Phys., **90**, 015009 (2018).
8. A. I. Lomakin, E. I. Baeva, A. I. Kolbatova et al. // ArXiv:2207.05012 (2022).

# Коррелированный беспорядок — путь к улучшению характеристик сверхпроводников

А. Е. Лукьянов<sup>1,2,\*</sup>, В. Д. Неверов<sup>1,2</sup>, А. В. Красавин<sup>1,2</sup>, А. Вагов<sup>2,3</sup>, М. Д. Кройтору<sup>2,4</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Каширское шоссе, 31, Москва, 115409, Россия

<sup>2</sup> Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000, Россия

<sup>3</sup> Institut of Theoretical Physics III, University of Bayreuth, Байройт, Германия

<sup>4</sup> Universidade Federal de Pernambuco, Ресифе, Бразилия

\* lukyanov9567@gmail.com

Теоретически обоснован подход, позволяющий существенно улучшить сверхпроводящие характеристики за счет использования материалов с пространственно-коррелированным беспорядком. Этот результат обогащает понимание эффектов, связанных с беспорядком в сверхпроводниках, а также вводит еще один параметр управления для разработки сверхпроводящих материалов с желаемыми свойствами.

## Введение

Недавние достижения в области квазидвумерных материалов открыли новые горизонты и в физике неупорядоченных материалов. Действительно, многие явления, относящиеся к электрическому переносу, такие как перенормировка электрон-электронных взаимодействий, локализация Андерсона и фазовые флуктуации, значительно усиливаются в низкоразмерных структурах. В частности, пагубное влияние пониженной размерности в сочетании с неупорядоченным потенциалом на сверхпроводящие свойства наблюдалось как в аморфных, так и в высококристаллических 2D-сверхпроводниках.

Беспорядок также может привести к значительному улучшению показателей качества сверхпроводимости в материалах. Он управляет взаимодействием сверхпроводящего спаривания и дальнейшей фазовой когерентности. Увеличение потенциала беспорядка приводит к пространственной неоднородности сверхпроводящего состояния, что усиливает локальные парные корреляции и сверхпроводящую щель. С другой стороны, более сильный беспорядок может усилить фазовые флуктуации, тем самым уменьшая сверхтекучую плотность (жесткость) и подавляя сверхпроводимость в глобальном масштабе. Поэтому следует ожидать, что существует оптимальная степень неоднородности, при которой усиление сверхпроводимости и сверхпроводящая критическая температура максимальны.

Таким образом, случайные примеси и дефекты можно рассматривать как инструмент для управления сверхпроводящими характеристиками материалов, или, другими словами, как элемент дизайна для создания сверхпроводников с желаемыми функциональными возможностями. Большинство теоретических исследований ограничиваются моделями, описывающими пространственно-некоррелированный беспорядок, которые, кроме того, анализируются с использованием методов теории возмущений. Однако в реальных системах беспорядок почти никогда не бывает полностью случайным. Неоднородности часто структурированы и характеризуются дальнедействующими пространственными корреляциями.

В данной работе проведено исследование влияния таких дальнедействующих корреляций на сверхпроводящее состояние при нулевой температуре на примере двумерного сверхпроводящего образца

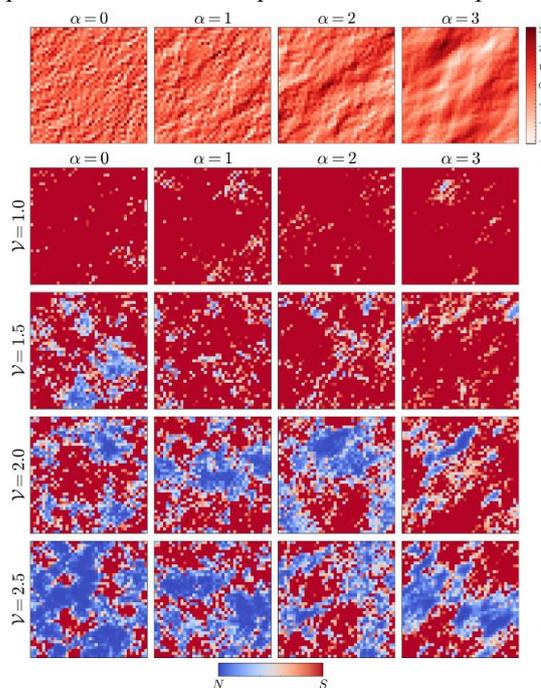
с пространственно-коррелированным беспорядком. Результаты показывают, что глобальная сверхпроводимость становится более устойчивой по отношению к силе беспорядка.

## Результаты

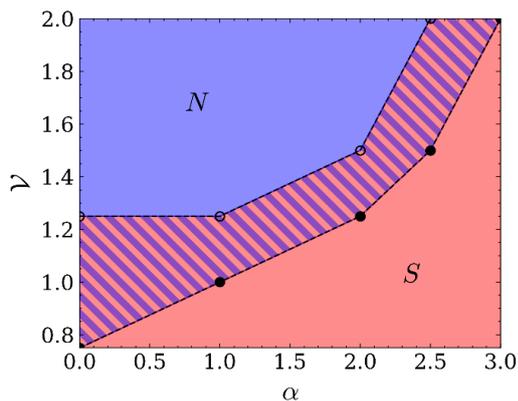
Расчеты выполнены в рамках теории среднего поля Боголюбова — де Жена [1] с использованием модели коррелированного беспорядка, в которой пространственные корреляции потенциала беспорядка в обратном пространстве подчиняются степенному закону

$$S_V(q) \sim q^{-\alpha}$$

в пределе малых  $q$ , где показатель степени  $\alpha$  определяет *степень корреляции*. Для этой модели случайного потенциала без дополнительных приближений были численно решены микроскопические уравнения и получены профили параметра порядка, типичные примеры которых для различных значений степени корреляции и силы беспорядка показаны на рис. 1.



**Рис. 1.** Пространственные профили потенциала беспорядка (верхний ряд) и параметра порядка (ряды со второго по пятый). Красный и синий цвета обозначают соответственно сверхпроводящие и нормальные домены. Каждый рисунок имеет свой масштаб, выбранный для лучшей контрастности и видимости областей со слабой сверхпроводимостью



**Рис. 2.** Фазовая диаграмма для неупорядоченных сверхпроводников в плоскости (Степень корреляции  $\times$  Сила беспорядка). Красные области  $S$  и синие области  $N$  обозначают области ненулевой и нулевой сверхтекучей жесткости, соответственно. Две границы между областями  $S$  и  $N$  найдены с использованием сверхтекучей жесткости с поправкой на флуктуации (сплошные символы) и без этой поправки (открытые символы)

Основные результаты работы представлены на рис. 2, на котором показаны сверхпроводящая ( $S$ ) и нормальная ( $N$ ) фазы в плоскости «Степень корреляции  $\times$  Сила беспорядка». Эта фазовая диаграмма под-

черкивает общую тенденцию, заключающуюся в том, что корреляции препятствуют разрушительному влиянию беспорядка на сверхпроводимость.

Результаты показывают, что пространственные корреляции в потенциале беспорядка являются очень важным фактором, который существенно изменяет сверхпроводящие свойства и поэтому не может игнорироваться для неупорядоченных материалов. Кроме того, манипулирование корреляциями беспорядка, когда это возможно, может использоваться в качестве еще одного параметра проектирования для изменения характеристик сверхпроводимости и разработки материалов с желаемыми функциональными свойствами.

### Финансирование

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных исследований Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики» (НИУ ВШЭ) и при поддержке программы «Приоритет 2030» НИЯУ МИФИ.

### Литература

1. V. D. Neverov, A. E. Lukyanov, A. V. Krasavin *et al.* // *Commun. Phys.*, **5**, 177 (2022).

# Нелинейная сигма-модель для топологической диссипативной динамики

А. А. Люблинская<sup>1,2,\*</sup>, И. С. Бурмистров<sup>2,3,\*\*</sup>

<sup>1</sup> Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701

<sup>2</sup> Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, пр. Ак. Семёнова, 1а, Черноголовка, 142432

<sup>3</sup> Международная лаборатория физики конденсированного состояния ВШЭ, ул. Старая Басманная, 21/4, стр. 5, Москва, 105066

\* lyublinskaya.aa@phystech.edu, \*\* burmi@itp.ac.ru

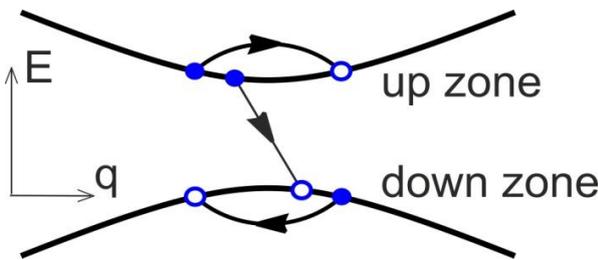
Для двумерной фермионной системы, подверженной действию диссипации, описываемой в рамках уравнения Горини — Косаковски — Сударшан — Линдблада, с помощью подхода келдышевского функционального интеграла показано наличие интервала пространственных и временных масштабов с диффузионным движением квазичастиц и выведена келдышевская нелинейная сигма-модель, имеющая применимость в диффузионном интервале.

## Введение

В последнее время возрос интерес к изучению поведения многочастичных систем в неравновесных состояниях. Развитие экспериментальных платформ, моделирующих такие системы (например, ультрахолодные атомы и экситон-поляритонные системы), влечёт необходимость построения соответствующей теории.

## Постановка задачи

В данной работе рассматривается двухзонная диссипативная фермионная система, предложенная в статье [1]. Это двумерный фермионный газ с квадратичным спектром,  $E = \pm (m^2 + q^2)$ , соответствующим топологическому изолятору, и подверженный действию диссипации, описываемой в рамках уравнения Горини-Косаковски-Сударшан-Линдблада (ГКСЛ). Введённые операторы Линдблада сохраняют число частиц и нацелены на перенос заселённости из верхней зоны спектра гамильтониана в нижнюю.



**Рис. 1.** Действие прыжковых операторов в исследуемой модели. Операторы могут либо поменять состояние частицы в рамках одной зоны, либо перенести её из верхней в нижнюю

Диссипация в системе задумана таким образом, чтобы стабилизировать основное состояние гамильтониана, dark state, соответствующее полному заполнению нижней зоны за счёт опустошения верхней.

В ещё не опубликованной статье [2] показано, что в исследуемой модели есть интервал пространственных и временных масштабов с диффузионным движением квазичастиц. Подчеркнём, что диффузия возникает из-за операторов «квантовых прыжков» в отсутствие какого бы то ни было беспорядка.

Целью нашей работы является вывод келдышевской нелинейной сигма-модели с помощью подхода келдышевского функционального интеграла для уравнения ГКСЛ [3] для более полного описания диффузного режима.

## Обсуждение

Структура прыжковых операторов, участвующих в уравнении ГКСЛ, позволяет частице двигаться вперёд и назад как в импульсном, так и в реальном пространстве. Такое движение напоминает случайное блуждание, что и приводит к диффузионной динамике плотности частиц.

Полученная сигма-модель имеет стандартный вид с градиентным членом и коэффициентом диффузии, обратно пропорциональным силе диссипации, что согласуется с результатом работы [2]. Диссипация приводит к появлению слагаемых, похожих на возникающие из-за взаимодействия электронов друг с другом члены из обычной сигма-модели. По своей форме наш результат напоминает нелинейную сигма-модель Финкельштейна, причём роль взаимодействия играет коэффициент диссипации.

Вывод сигма-модели проведён для состояний с энергиями вблизи  $\pm m^2$ , которые соответствуют дну верхней зоны и потолку нижней. Эта область представляется наиболее интересной для исследования, поскольку устойчивое состояние системы подразумевает малые отклонения энергий от  $\pm m^2$  (малые отклонения плотности частиц от заполнения в dark state), что показано в статье [2].

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект №22-22-00641.

## Литература

1. F. Tonielli, J. C. Budich, A. Altland, S. Diehl // Phys. Rev. Letters, 124, 240404 (2020).
2. P. A. Nosov, D. S. Shapiro, M. Goldstein, I. S. Burmistrov // arXiv:2301.05258 (2023).
3. L. M. Sieberer, M. Buchhold, S. Diehl // Rep. Prog. Phys., 79, 096001 (2016).

# Изготовление и исследование сверхпроводящих пленок диселенида ниобия ( $\text{NbSe}_2$ ) для создания ТГц-боллометров

К. В. Шеин<sup>1,3</sup>, Е. В. Жаркова<sup>2</sup>, А. Н. Любчак<sup>1,3,\*</sup>, Н. А. Титова<sup>1</sup>, И. А. Гайдученко<sup>3</sup>,  
И. А. Чараев<sup>5</sup>, Д. А. Бандурин<sup>4</sup>, Г. Н. Гольцман<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> Московский педагогический государственный университет, ул. Малая Пироговская, 1/1, Москва, 119435, Россия

<sup>2</sup> Лаборатория программир. функциональных материалов, Центр исследований мозга и сознания, Москва, 121205, Россия

<sup>3</sup> Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000, Россия

<sup>4</sup> Факультет материаловедения и инженерии, Национальный университет Сингапура, Сингапур, 117575

<sup>5</sup> Физический институт, Университет Цюриха, Швейцария, 8057

\* anlyubchak@miem.hse.ru

В данной работе представлен метод изготовления образца сверхпроводящей пленки диселенида ниобия  $\text{NbSe}_2$  методом механической эксфолиации с низким контактным сопротивлением, исследованы его характеристики: температура перехода и вольт-амперная характеристика, а также исследованы его болометрические свойства.

## Введение

Тонкие сверхпроводящие пленки используются в качестве основы в различных квантовых детекторах, таких как сверхпроводящие нанопроволочные однофотонные детекторы SSPDs (или SNSPDs) и болометры на горячих электронах НЭВ. Такие устройства востребованы в различных приложениях, например, астрономия и квантовые передачи информации. Важным параметром базового элемента сверхпроводящей пленки является атомарная толщина, которая влияет на быстродействие детектора. Одним из перспективных двумерных сверхпроводников для детекторов является  $\text{NbSe}_2$  с критической температурой 7.3 К, в котором уже продемонстрирован сверхпроводящий переход с пределом в 1 и 2 атомных слоя [1]. Более того, в этом материале наблюдался фотоотклик на длине волны 1500 нм [2], и полученные характеристики для оптического NEP соизмеримы с коммерческими фотодиодами.

## Изготовление структуры

Двумерные кристаллы были получены методом механической эксфолиации на полидиметилсилоксан (PDMS) с клейкой лентой. Для этого были подготовлены образцы PDMS размерами 5×5 мм, которые размещались на предметном стекле. Кристаллы  $\text{NbSe}_2$  переносятся на скотч, с которого будет производиться щепление на полимер. Для отщепления флейков необходимо плотно прижать PDMS к выбранной области на скотче и резко оторвать. Далее производится поиск подходящих двумерных кристаллов на поверхности PDMS. Аналогичным способом подготавливались флейки нитрида бора (hBN).

Для переноса двумерных материалов с PDMS на подложки  $\text{SiO}_2/\text{Si}$  использовалась трансфер машина. Чтобы не повредить кристаллы при транспортировке, необходимо медленно приводить в соприкосновение PDMS с поверхностью подложки, и также медленно отсоединять полимер. Контролирование процесса переноса флейков осуществлялось с помощью микроскопа. Температура вакуумного столика машины во время транспортировки  $\text{NbSe}_2$  поддерживалась на значении 80 °С. После переноса  $\text{NbSe}_2$  на подложку структура прогревается на плите при температуре 150 °С 1 минуту для удаления пузырей. Далее осу-

ществляется покрытие  $\text{NbSe}_2$  нитридом бора на трансфер-машине с температурой вакуумного столика 25 °С.

Контакты к образцу были выполнены из золота. Первая металлизация толщиной 50 нм была нанесена перед выкладкой  $\text{NbSe}_2$ . Вторая металлизация толщиной 120 нм наносилась после вытравливания в плазме гексафторида серы ( $\text{SF}_6$ ) окошек в слое hBN и аргонной чистки. Процесс чистки позволил снизить контактное сопротивление с килоомных значений до 20 Ом, что является критически важным при дальнейшем изготовлении болометров, интегрированных в ТГц антенну. Еще одним технологическим шагом стало травления в  $\text{SF}_6$ , направленного на уменьшение ширины образца. В результате мы смогли изменить данный параметр с 5 мкм до 750 нм. Фотография образца, полученная в оптическом микроскопе, представлена на рис. 1.



Рис. 1. Образец  $\text{NbSe}_2$  в оптическом микроскопе

## Измерение характеристик структуры

Зависимость сопротивления от температуры образца представлена на рис. 2. Критическая температура составила 6.5 К, а ширина перехода порядка 0.1 К. Образец продемонстрировал достаточно узкий переход, что может привести к хорошей вольт-ваттной чувствительности вблизи перехода. На рис. 3 представлена вольт-амперная характеристика, измеренная при температуре 3.5 К.

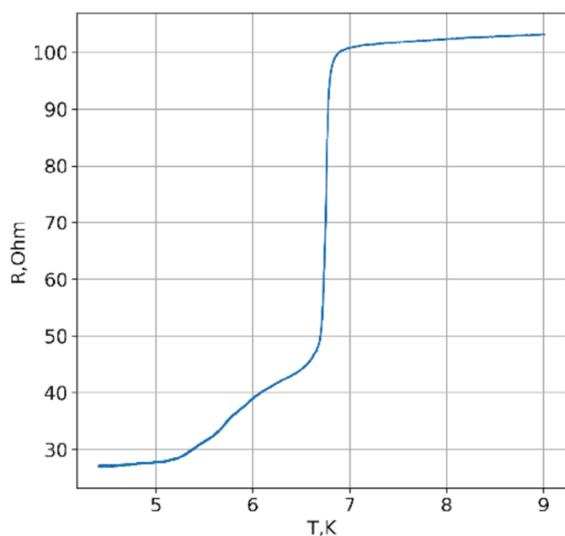


Рис. 2. График зависимости сопротивления NbSe<sub>2</sub> от температуры

Используя полученный образец, мы продемонстрировали как прямое, так и гетеродинное детектирование на частоте 130 ГГц.

### Заключение

В данной работе мы научились создавать устройства на основе NbSe<sub>2</sub>, которые характеризуются низким контактным сопротивлением и резким сверхпроводящим переходом. Были исследованы болометрические свойства материала. Мы считаем, что дальнейшее уменьшение количества слоев NbSe<sub>2</sub> вплоть до однослойного предела может существенно увеличить быстродействие рассматриваемого болометра.

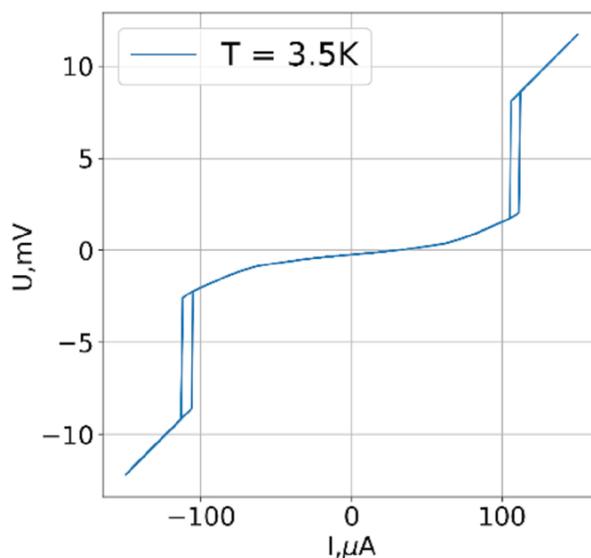


Рис. 3. Вольт-амперная характеристика образца

### Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 21-79-20084.

### Литература

1. M. S. El-Bana, D. Wolverson, S. Russo, G. Balakrishnan, D. M. Paul and S. J. Bending, // Supercond. Sci. Tech., 26, 125020 (2013).
2. J. Gavin et al. Niobium diselenide superconducting photodetectors // Appl. Phys. Lett., 114, 251103 (2019)

# Комнатнотемпературная псевдосверхпроводимость гидридов при сверхвысоких давлениях: теория, расчеты, эксперимент

Л. С. Мазов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
mazov@ipmras.ru

На основе детального анализа резистивных данных и данных по магнитной восприимчивости для соединения С-S-H и других гидридов при сверхвысоких давлениях продемонстрировано, что резистивный переход при  $T \sim 200\text{--}300$  К является несверхпроводящим, «псевдосверхпроводящим». Проведено сопоставление с аналогичными выводами J. Hirsch'a об отсутствии ВТСП (КТСП) в этих соединениях. Показано, что аналогичные явления наблюдались в МГУ (1978 г.) в CuCl при  $T \sim 200$  К (при атмосферном давлении-!), но вывода о ВТСП тогда не было сделано.

## Введение

В литературе в последнее время широко обсуждается вопрос о возможности недавней реализации КТСП (ВТСП) в гидридах при сверхвысоких давлениях. Основная идея явления основана на модели КТСП в металлическом водороде, для которого величина предэкспоненциального множителя в формуле БКШ достаточно велика [1]. Хотя в гидридах эта величина меньше, но СП-переход происходит при более низких давлениях, чем в водороде, предположительно из-за «химического сжатия» [2].

## Расчеты параметров гидридов ( $T_c$ ) с помощью программного кода USPEX

Развитие технологии получения гидридов сопровождалось ростом многочисленных расчетов структуры и свойств этих систем под давлением. Наиболее известным методом расчета благодаря высокому показателю успешности и множеству полезных результатов, полученных этим методом, является программный код USPEX (Universal Structure Predictor: Evolutionary Xtallography... («успех»)) (более подробно см., напр., [3]). На рис. 1 представлен пример характеристик спектра в модели Элиашберга для соединения ThH<sub>10</sub>, рассчитанных с помощью этой программы.

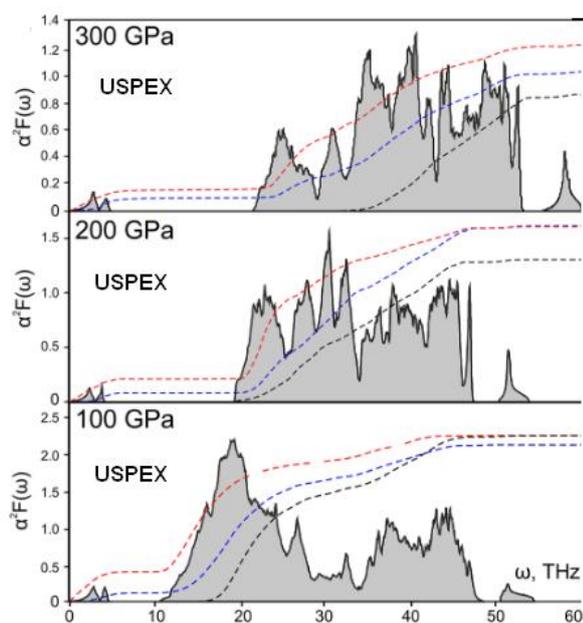


Рис. 1. Спектральная функция Элиашберга ThH<sub>10</sub> [3]

## Резистивные и магнитные данные

### 1. H<sub>3</sub>S («ВТСП»)

Целенаправленное исследование широкого класса гидридов при сверхвысоких давлениях привело в 2015 году к появлению гидрида серы с резким спадом электрического сопротивления (ЭС) при  $T \sim 200$  К. (для  $\sim 170$  ГПа) (см., напр., [3]). Это явление было определено авторами работы как сверхпроводящий переход. Наблюдение изотоп-эффекта и уменьшение « $T_c$ » с магнитным полем рассматривалось авторами как свидетельство обычного фононного механизма этого перехода.

Как дополнительный аргумент для такой картины ими позже был проведен эксперимент по вытеснению внешнего магнитного поля из полости внутри образца из H<sub>3</sub>S (см., напр., [3]).

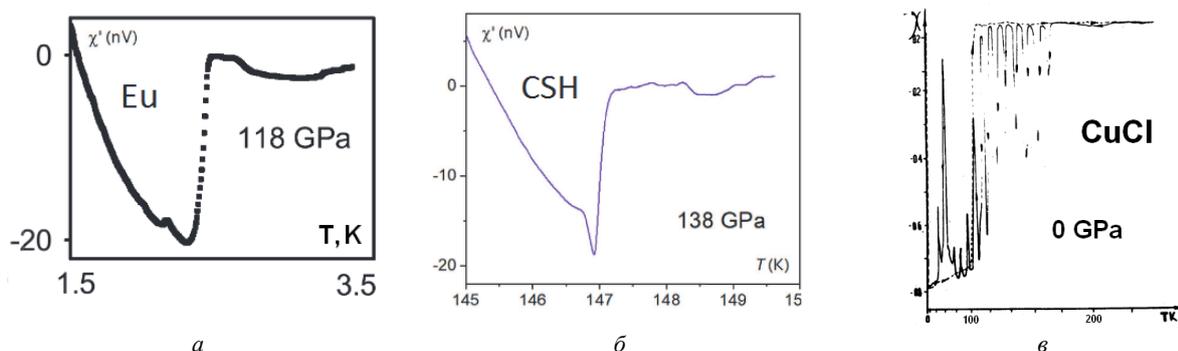
### 2. С-S-H («КТСП»)

Гидридное соединение С-S-H с температурой резистивного перехода, близкой к комнатной (« $T_c$ »  $\sim 290$  К при  $\sim 270$  ГПа) было синтезировано в 2020 году [4]. Формально, заявление авторов о достижении КТСП базировалось на данных по резкому спаду как ЭС, так и магнитной восприимчивости. Работа [4] вызвала большой интерес как в научной литературе, так и в СМИ.

## Обсуждение данных измерений

Большинство работ поддерживало полученные результаты, тем более что они формально соответствовали расчетным данным. Появились работы, которые основываясь на представленных в экспериментальных работах данных, разработали новые теоретические модели. Однако, детальный анализ данных работ [3, 4], показал несоответствие этих данных и заключения авторов. Представленные в работах [3, 4] данные по ЭС не соответствуют стандартному определению СП-характера резистивного перехода. Наблюдающийся резистивный спад не сопровождается достаточным условием СП-перехода — «исчезновением» ЭС. Его величина далека от «неизмеримого значения» и сравнима с фононным вкладом в ЭС при этих  $T$  [5] — резистивный переход в нормальном состоянии (!).

Отсутствие ВТСП в гидридах также отмечено в работе [6].



**Рис. 2.** Температурная зависимость магнитной восприимчивости Eu [7] (а), CSH [4] (б), CuCl [10] (в) при разных давлениях

### Несверхпроводящие модели резистивного перехода в гидридах

В настоящее время имеются две альтернативных модели для несверхпроводящего резистивного перехода в гидридах. Одной из них является модель с двумя фазовыми переходами в гидридной системе: магнитный (типа АФ ВСП) и только затем сверхпроводящий при более низких температурах [5]. Магнетизм в гидридной системе возникает за счет ферромагнетизма металлического водорода при сверхвысоких давлениях, а два последовательных перехода соответствует известной модели диэлектрического перехода в системе с взаимодействием диэлектрического и СП-спаривания (подробнее см. [5]). Вторая модель связана с особенностями технологии синтеза и неоднородностью структуры образцов гидридов [6].

### Решение редакции Nature об отзыве статьи по C-S-H (Snider et al., 2020)

Одним из ключевых факторов некорректности работы [4] является странное совпадение данных по магнитной восприимчивости для C-S-H с данными по «сверхпроводимости» Eu (рис. 2, а) в PRL [7]. Поднятые после публикации статьи [4] вопросы насчет способа обработки и анализа данных [6], привели редак-

цию Nature к отзыву этой статьи [8]. Также, несмотря на то что результаты [7] за эти 12 лет уже оказались в справочниках и WIKI, работа [7] была отозвана авторами из PRL с вынужденной благодарностью J. E. Hirsch'у [9]. Заметим, что спад ЭС и магнитной восприимчивости при  $T \sim 200$  К наблюдался и ранее в CuCl при атмосферном давлении (!) [10] (рис. 2, в), но вывода о ВТСП не было.

### Заключение

Детальный анализ данных по гидридам указывает на несверхпроводящий, «псевдосверхпроводящий», характер резистивного перехода при  $T \sim 200\text{--}300$  К.

### Литература

1. Ashcroft N. W. // PRL, **21**, 1748 (1968).
2. Ashcroft N. W. et al. // PRL, **92**, 187002 (2004).
3. Kvashnin A.G. et al.//ACS AMI, **10**, 43809 (2018),
4. Snider E. et al. // Nature, **586**, 373 (2020).
5. Mazov L.S. // ArXiv: 1510.00123 (2015).
6. Hirsch J.E. et al. // ArXiv: 2010.10307 (2020).
7. Debessai M. et al. // PRL, **102**, 197002 (2009).
8. Editorial Note // Nature, **610**, 804 (2022).
9. Debessai M. et al. // PRL, **127**, 269902 (2021).
10. Брандт Н.Б. и др. //Письма в ЖЭТФ, **27**, 37(1978).

# Эффекты шума и генерации в параллельных цепочках джозефсоновских контактов

Е. А. Матрозова, А. Л. Панкратов\*

Нижегородский государственный технический университет им. П. Е. Алексеева, ул. Минина, 24, Нижний Новгород, 603950  
Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афоново, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
\* alp@ipmras.ru

Рассмотрены взаимные эффекты солитонной динамики и шума в цепочке джозефсоновских контактов в рамках модели Френкеля — Конторовой. Численное моделирование проводилось с учетом омических и поверхностных потерь, неоднородности смещения, а также с учетом плотной цепочки солитонов под действием внешнего магнитного поля. Показано, что увеличение дискретности системы приводит к уменьшению мощности колебаний и увеличению ширины спектральной линии, что свидетельствует об увеличении общего шума в системе. Резкое увеличение ширины линии наблюдается, когда расстояние между элементами становится сравнимым с размером солитона, что объясняется увеличением стохастичности за счет отражений солитонов от краев системы и шумов.

Динамика солитонов важна в широком спектре физических, химических и биологических задач [1]. В данной работе рассматривается переход к дискретному случаю, т. е. от непрерывного длинного джозефсоновского контакта к параллельной цепочке ВТСП точечных джозефсоновских контактов. Исследования выполнялись путем анализа экспериментально значимых величин, таких как мощность колебаний и ширина спектральной линии, которые могут быть получены из спектральной плотности мощности системы как её интеграла и ширины. При этом учитывались омические и поверхностные потери вместе с неоднородностью смещения.

## Метод расчета

В нашей работе исследования проводились с помощью численного моделирования в рамках модифицированного уравнения синус-Гордона (в дискретном случае представляющего модель Френкеля — Конторовой) с учетом омических  $\alpha$  и поверхностных  $\beta$  потерь, согласованной нагрузки и влияния теплового шума:

$$\varphi_{tt} + \alpha\varphi_t - \varphi_{xx} = \beta\varphi_{xx} + \eta(x) - \sin(\varphi) + \eta_f(x,t) \quad (1)$$

Здесь  $\varphi$  — фаза параметра порядка, а индексы  $t$  и  $x$  обозначают производные по времени и по координате. Время и координата нормированы на обратную плазменную частоту  $\omega_p^{-1}$  и джозефсоновскую длину  $\lambda_J$  соответственно,  $\alpha = \omega_p/\omega_c$  — параметр затухания,  $\omega_p = \sqrt{2eI_c/\hbar C}$ ,  $\omega_c = 2eI_c R_N/\hbar$ ,  $I_c$  — критический ток,  $C$  — емкость джозефсоновского перехода,  $R_N$  — нормальное сопротивление,  $\eta$  — плотность постоянного тока смещения, нормированная на критическую плотность тока  $J_c$ ,  $e$  — заряд электрона,  $\hbar$  — постоянная Планка. Плотность флуктуационного тока  $\eta_f(x,t)$  предполагается дельта-коррелированной как по координате, так и по времени, с интенсивностью шума  $\gamma = I_T/(J_c \lambda_J)$ , где  $I_T = 2ekT/\hbar$  — тепловой ток,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура. Вместо простых граничных условий Неймана с  $\varphi(t)_x = \Gamma$ , где  $\Gamma$  — внешнее нормированное магнитное поле, управляющее плотностью цепочки солитонов, мы рассматриваем более реалистичную форму, имитирующую резистивно-емкостные  $RC$ -нагрузки [2–4]:

$$\begin{aligned} \varphi(0,t)_x + r_L c_L \varphi(0,t)_{xt} - c_L \varphi(0,t)_{tt} + \\ + \beta r_L c_L \varphi(0,t)_{xt} + \beta \varphi(0,t)_{xt} = \Gamma, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \varphi(L,t)_x + r_R c_R \varphi(L,t)_{xt} + c_R \varphi(L,t)_{tt} + \\ + \beta r_R c_R \varphi(L,t)_{xt} + \beta \varphi(L,t)_{xt} = \Gamma \end{aligned} \quad (3)$$

где  $L$  — безразмерная длина цепочки джозефсоновских контактов в единицах  $\lambda_J$ . Безразмерные емкости и сопротивления  $c_{L,R}$  и  $r_{L,R}$  описывают  $RC$ -нагрузки, размещенные на левом (выходном) и правом (входном) концах соответственно. Варьируя сопротивления нагрузки  $r_{L,R}$ , можно регулировать условия отражения солитона от краев. В качестве начальных условий принимается один кинк, так как под действием тока смещения  $\eta(x)$  и магнитного поля  $\Gamma$  на больших временах (на которых рассчитывается спектральная плотность мощности) будет формироваться стационарное течение плотной цепочки солитонов.

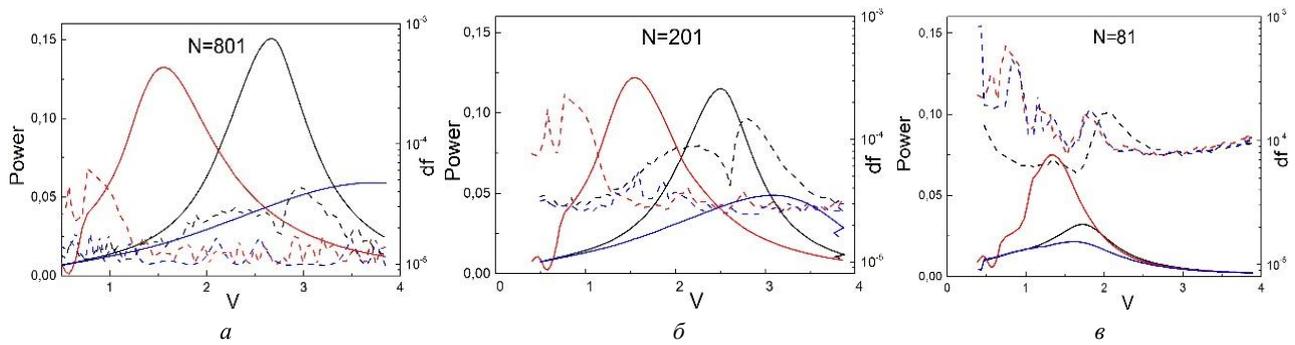
Численное моделирование выполнено при следующих параметрах:  $L = 80$ ,  $\Gamma = 3$ , параметры потерь близки к значениям, соответствующим ВТСП джозефсоновским контактам,  $\alpha = 0,9$  и  $\beta = 0,03$ , интенсивность шума  $\gamma = 0,01$ ,  $c_L = c_R = 100$ ,  $r_L = 2$ ,  $r_R = 100$ , фактор затухания  $p = 0,01$ . Фактор затухания  $p$  определяет профиль тока, который может быть неоднородным из-за бикристаллической границы [4].

## Результаты и обсуждение

Значение  $N$  определяет количество джозефсоновских контактов в цепи. Для цепочки длиной  $L = 80$   $N = 801$  фактически соответствует непрерывному случаю (шаг сетки равен 0,1 джозефсоновской длины), с уменьшением  $N$  дискретность возрастает, достигая джозефсоновской длины при  $N = 81$ .

При равномерной запитке цепочки контактов по всей длине (черные кривые на рис. 1) вдоль цепочки развивается режим бегущей волны (направленное движение плотного массива солитонов). Здесь видно, что с увеличением дискретности, т. е. при переходе от непрерывного длинного джозефсоновского контакта (рис. 1, а) к параллельной цепочке джозефсоновских контактов (рис. 1, б, в), излучаемая мощность на нагрузке падает в 5–7 раз по сравнению с непрерывным пределом.

Запитка контакта также может осуществляться асимметрично. Если максимальный ток смещения прикладывается к выходному краю контакта (красные кривые), солитоны эффективно удаляются из цепочки, а магнитное поле в середине меньше, чем внешнее магнитное поле [5], при этом максимальная мощ-



**Рис. 1.** Мощность излучения (сплошные линии) и ширина линии (пунктирные линии) для разной степени дискретности  $N$  при различных вариантах питания (черные линии — равномерный профиль тока, красные и синие — профиль тока смещен к левому либо правому концу перехода соответственно)

ность в дискретном случае  $N = 81$  даже выше, чем в однородном случае. Если же максимальный ток смещения приложен к входному краю контакта (синие кривые), мощность излучения значительно снижается при любой степени дискретности.

Ширина спектральной линии (пунктирные кривые) значительно возрастает с ростом дискретности. Причем эффект становится более значительным для меньших длин цепочек. Это связано с тем, что для более коротких цепочек большее влияние оказывают отражения солитонов от краев контакта и взаимодействия с соседями, что приводит к усилению общего шума.

### Финансирование

Работа поддержана Российским научным фондом (грант № 21-79-20227).

### Литература

1. O. M. Braun, Yu. S. Kivshar // Springer-Verlag, Berlin (2004).
2. L. Pankratov // Phys. Rev. B, **78**, 024515 (2008).
3. L. Pankratov *et al.* // Appl. Phys. Lett., **110**, 112601(2017).
4. L. S. Revin *et al.* // Supercond. Sci Technol., **31**, 045002 (2018).
5. E. A. Matrozova *et al.* // J. Appl. Phys., **112**, 053905 (2012).

# Switching in the vortex pinning in type-II superconductors with modulated disorder

A. A. Kopasov<sup>1,2,\*</sup>, I. M. Tsar'kov<sup>2</sup>, A. S. Mel'nikov<sup>1,2,3</sup>

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

<sup>2</sup> Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

<sup>3</sup> Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudnyi, Moscow Region 141701, Russia

\*kopasov@ipmras.ru

We study the influence of the modulated disorder on the vortex phases and magnetotransport properties of type-II superconductors. Using the Ginzburg-Landau-type theory with spatially varying diffusion coefficient, we uncover the switching between the vortex-defect attraction and repulsion upon the increase in the external magnetic field. It is shown that for rather weak applied magnetic fields, the regions with increased disorder act as the pinning centers whereas for sufficiently strong magnetic fields the defects can repel vortices. We demonstrate the manifestations of this switching phenomenon by performing numerical simulations of the vortex phases in superconductors with periodic spatial profiles of the diffusion coefficient. We predict that one of the hallmarks of this switching phenomenon is the change in the slope of the critical current density as a function of the applied magnetic field.

## Introduction

The physics of the vortex pinning mechanisms in type-II superconductors is a fundamental problem, which is also of particular importance for a variety of applications of superconducting materials [1]. In the present work we predict the phenomenon of switching from the vortex-defect attraction to the repulsion at sufficiently strong magnetic fields. The appearance of such drastic change in the flux pinning mechanism can occur when the magnetic length  $L_H = (\Phi_0/2\pi H)$  becomes comparable to a typical size  $R$  of the regions with increased disorder. Here  $\Phi_0 = \pi\hbar c/e$  and  $H$  is the applied magnetic field. The enhancement of the superconducting critical temperature can occur at sufficiently strong magnetic fields  $H \gtrsim \gtrsim \Phi_0/2\pi R^2$ , for which the size of the superconducting nucleus is determined by the local value of the diffusion coefficient  $D_m$ . For rather weak magnetic fields, the regions with the increased disorder trap vortices. In the opposite case, even though the vortex core size can be larger outside the defect, it can be energetically more favorable for vortices to escape from the defect and to be pinned by the regions with significantly suppressed superconducting condensation energy density.

Our analysis is based on the Ginzburg-Landau-type theory with spatially varying diffusion coefficient  $D(\mathbf{r})$ . Corresponding expansion of the free energy reads:

$$F = \int [a|\Delta|^2 + \gamma(\mathbf{r})|\mathbf{\Pi}\Delta|^2 + (b/2)|\Delta|^4] , \quad (1)$$

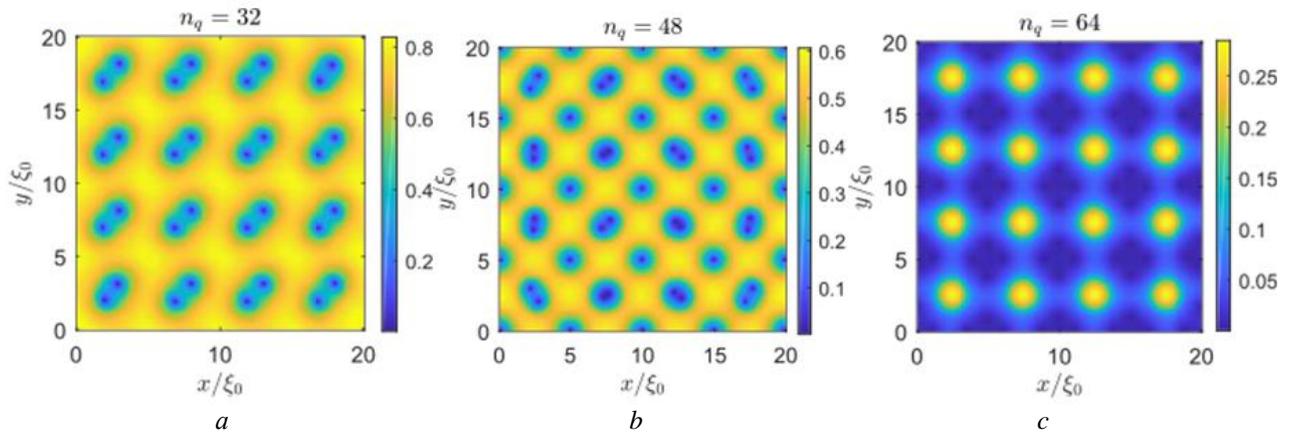
Here  $\Delta(\mathbf{r})$  is the superconducting order parameter,  $a = -\alpha(T_{c0} - T)$ ,  $b$ , and  $\gamma(\mathbf{r})$  are the GL coefficients,  $\mathbf{\Pi} = (i\nabla - 2\pi\mathbf{A}/\Phi_0)$ , and  $\mathbf{A}$  is the vector potential. Minimization of  $F$  with respect to  $\Delta^*$  gives us the GL-type equation

$$\mathbf{\Pi}\xi_0^2(\mathbf{r})\mathbf{\Pi}\Psi - \tau\Psi[1 - |\Psi|^2] = 0 , \quad (2)$$

where  $\Psi(\mathbf{r}) = \Delta(\mathbf{r})/\Delta_\infty$ ,  $\Delta_\infty = (|a|/b)^{1/2}$ ,  $\tau = 1 - T/T_{c0}$ ,  $T_{c0}$  denotes the critical temperature at zero magnetic field, and  $\xi_0(\mathbf{r}) \propto \sqrt{D(\mathbf{r})}$  is the spatial profile of the zero-temperature superconducting coherence length. For numerical solution of Eq. (2) we employ the relaxation method and use the implicit Crank-Nicolson integration scheme with a linearization of the nonlinear  $\Psi|\Psi|^2$ -term for the time integration [2]. The link variable approach [3] is used for the spatial discretization of the GL equation with the periodic boundary conditions [4].

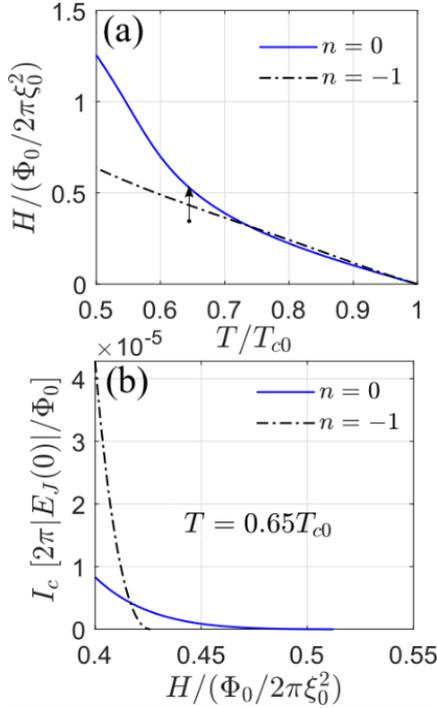
## Vortex phases

Let us briefly discuss the results of numerical simulations of the vortex phases. Here we consider the bulk superconductors with the diffusion coefficient  $D_0$  containing square array of cylindrical defects with the suppressed diffusion constant  $D_m < D_0$ . The defect array is



**Fig 1.** Typical color plots of  $|\Psi(x, y)|$  for superconductor with a square array of cylindrical defects. Panels (a), (b), and (c) correspond to  $n_q = 24, 32, 48$ , and  $64$ , respectively, where  $n_q$  is the number of the magnetic flux quanta in the computational cell. The parameters are:  $T = 0.35T_{c0}$ ,  $D_0/D_m = 3$ ,  $R = 1.5\xi_0$ , and  $d = 2\xi_0$

characterized by the defect radius  $R$  and the inter-defect distance  $d$ . Fig. 1 illustrates the modification of the vortex structure upon the increase in the applied magnetic field. For  $n_a = \Phi/\Phi_0 = 24$  (Fig. 1, *a*), we see that each region with increased disorder hosts a two-vortex molecule. In the case  $n_a = 48$  there also appear singly quantized interstitial vortices. Finally, we observe that at sufficiently strong magnetic fields the vortex-occupation number for all defects becomes zero, thus, the regions with increased disorder repel vortices.



**Fig. 2.** Typical phase transition curves magnetic field (*a*) — temperature for superconducting nuclei with vorticities  $n = 0$  and  $-1$  localized at a single defect. Magnetic-field behavior of the critical Josephson current  $I_c$  for two overlapping nuclei with vorticities  $n = 0$  and  $-1$  (*b*). We take  $D_0/D_m = 3$  and  $R = 2.5\xi_0$ . In panel (*c*) we choose the inter-defect distance  $d = 3\xi_0$  and  $T = 0.65T_{c0}$

## Critical Josephson current for a pair of superconducting droplets

To provide qualitative arguments regarding the behavior of the critical current versus the magnetic field for superconductors with modulated disorder in the vicinity of the switching transition, we consider the simplest case of a pair of identical defects with a circular cross section and estimate the maximum Josephson current, which can be carried by two overlapping superconducting nuclei with the same winding numbers. The resulting magnetic field behavior of the critical Josephson current  $I_c(H)$  for a pair of superconducting droplets with vorticities  $n = 0$  and  $-1$  are shown in Fig. 2, *b*. For clarity, we also show the corresponding phase-transition curves for the superconducting nucleus localized at a single isolated defect region. Black arrow in Fig. 2, *a* highlights the magnetic field range, within which we plot  $I_c(H)$  curves. The obtained results clearly demonstrate that two  $I_c(H)$  curves for droplets with different vorticities cross in the vicinity of the transition into the anti-trapping regime. Therefore, we expect that the predicted switching from the vortex-defect attraction to the repulsion should manifest itself through the change in the slope of the critical current as a function of the applied magnetic field.

## Acknowledgements

This work was supported by the Russian Science Foundation (Grant No. 21-12-00409). A. S. M. acknowledges support from the Moscow Institute of Physics and Technology under the «Priority 2030» Strategic Academic Leadership Program.

## References

1. G. Blatter et al. // *Rev. Mod. Phys.*, **66**, 1125 (1994).
2. I. A. Sadovskii et al. // *J. Comp. Phys.*, **294**, 639 (2015).
3. R. Kato et al. // *Phys. Rev. B*, **47**, 8016 (1993).
4. G. R. Berdiyrov et al. // *Phys. Rev. B*, **74**, 174512 (2006).

# Анти-ян-теллеровское диспропорционирование и перспективы спин-триплетной сверхпроводимости в соединениях d-элементов

А. С. Москвин\*, Ю. Д. Панов\*\*

Уральский федеральный университет, пр. Ленина, 51, Екатеринбург, 620083  
\* alexander.moskvin@urfu.ru, \*\* yuri.panov@urfu.ru

Рассмотрены номинально ян-теллеровские системы на основе 3d- и 4d-элементов, в которых при диспропорционировании возможно формирование системы эффективных спин-триплетных композитных бозонов.

Исследование спин-триплетной сверхпроводимости (STS) имеет фундаментальное научно-практическое значение, прежде всего потому, что, с одной стороны, формирование  $S = 1$  сверхпроводящих носителей принципиально не может быть объяснено в рамках традиционной теории Бардина — Купера — Шриффера (BCS), а с другой стороны, в спин-триплетных сверхпроводниках могут быть реализованы связанные майорановские состояния, которые можно использовать в топологических квантовых вычислениях. Однако на сегодняшний день фактически нет ни единой теории STS, ни твердотельных материалов с достоверно установленной STS. Даже в рутенате стронция  $Sr_2RuO_4$ , многие годы считавшегося образцовым примером первого STS-материала, спиновая природа сверхпроводящих носителей остается предметом горячих дискуссий (см. обзорную статью [1]).

В данной работе мы предлагаем новый не-BCS механизм формирования спин-триплетной сверхпроводимости в соединениях на основе nd (3d, 4d,...)-элементов, который не только объясняет STS в  $Sr_2RuO_4$ , но и дает научно-обоснованные рекомендации к поиску новых STS-материалов. Легко видеть,

что оптимальные условия для сверхпроводимости, вызванной диспропорционированием, ожидаются для родительских  $d^n$ -систем с  $d^{n\pm 1}$ -конфигурациями, которые соответствуют пустым, наполовину или полностью заполненным  $t_{2g}$  и  $e_g$ -орбиталям. К таким материалам можно отнести соединения на основе ян-теллеровских (ЯТ) ионов с основным орбитальным E-дублетом в высокосимметричном октаэдрическом, кубическом или тетраэдрическом окружении, неустойчивые относительно диспропорционирования типа  $d^n + d^n \rightarrow d^{n+1} + d^{n-1}$  [2]. Это соединения на основе тетра-комплексов с конфигурацией  $d^1$  ( $Ti^{3+}$ ,  $V^{4+}$ ) и высокоспиновой (HS) конфигурацией  $d^6$  ( $Fe^{2+}$ ,  $Co^{3+}$ ), окта-комплексы с HS-конфигурацией  $d^4$  ( $Mn^{3+}$ ,  $Fe^{4+}$ ,  $Ru^{4+}$ ), низкоспиновой (LS) конфигурацией  $d^7$  ( $Co^{2+}$ ,  $Ni^{3+}$ ,  $Pd^{3+}$ ), а также окта-комплексы с конфигурацией  $d^9$  ( $Cu^{2+}$ ,  $Ni^{1+}$ ,  $Ag^{2+}$ ). В результате «анти-ян-теллеровского» диспропорционирования мы приходим к системе орбитально невырожденных  $d^{n\pm 1}$ -центров, которая эквивалентна системе локальных дырочных или электронных композитных спин-триплетных бозонов с конфигурацией  $e_g^{2,3}A_{2g}$  в спин-магнитной или немагнитной решетке. Очевидно, что в такой системе может наблюдаться как спин-

Таблица 1. Системы, оптимальные для формирования сверхпроводимости, индуцируемой «анти-ЯТ» диспропорционированием

Электронная конфигурация	Симметрия	LS/HS	Локальный бозон	Спин решетки	Родительское соединение
$3d^1(e_g^1):^2E$ $Ti^{3+}, V^{4+}$	tetra	---	$e_g^{2,3}A_{2g}, s = 1$	$S = 0$	---
$3d^4, 4d^4(t_{2g}^3 e_g^1):^5E$ $Mn^{3+}, Fe^{4+}, Ru^{4+}$	octa	HS	$e_g^{2,3}A_{2g}, s = 1$	$S = 3/2$	(Ca,Sr)FeO <sub>3</sub> RMnO <sub>3</sub> , <b>Sr<sub>2</sub>RuO<sub>4</sub></b>
$3d^6(e_g^3 t_{2g}^3):^5E$ <b>Fe<sup>2+</sup>, Co<sup>3+</sup></b>	<b>tetra</b>	<b>HS</b>	<b><math>e_g^{2,3}A_{2g}, s = 1</math></b>	<b><math>S = 3/2</math></b>	<b>LaFeAsO,...</b> <b>LiFeAs</b>
$3d^7(t_{2g}^6 e_g^1):^2E$ $Co^{II+}, Ni^{III+}$	octa	LS	$e_g^{2,3}A_{2g}, s = 1$	$S = 0$	RNiO <sub>3</sub> AgNiO <sub>2</sub>
$3d^9, 4d^9(t_{2g}^6 e_g^3):^2E$ $Cu^{2+}, Ni^{1+}, Ag^{2+}$	octa	---	$e_g^{2,3}A_{2g}, s = 1$	$S = 0$	KCuF <sub>3</sub> AgO ( $Ag^{1+}Ag^{3+}O_2$ )
$3d^9(t_{2g}^6 e_g^3):^2B_{1g}$ <b>Cu<sup>2+</sup>, Ni<sup>1+</sup></b>	<b>octa → square</b>	---	<b><math>b_{1g}^{2,1}A_{1g}, s = 0</math></b>	<b><math>S = 0</math></b>	<b>T-La<sub>2</sub>CuO<sub>4</sub></b> <b>T'-Nd<sub>2</sub>CuO<sub>4</sub></b> <b>RNiO<sub>2</sub></b>
$4d^9(t_{2g}^6 e_g^3):^2B_{1g}$ $Ag^{2+}$	square	---	$b_{1g}^{2,1}A_{1g}, s = 0$	$S = 0$	AgF <sub>2</sub>

триплетная сверхпроводимость, так и различные варианты нормального спин-зарядового порядка. Упрощенно, локальный композитный бозон — это пара дырок/электронов, связанных локальными корреляциями как между собой, так и с «остовом», то есть электронным/дырочным центром. На самом деле такой эффективный локальный дырочный/электронный бозон является квазичастицей, существующей только как неделимая часть дырочного/электронного центра. Действительно, только в этом случае возможно образование локальных композитных бозонов S-типа с основным орбитально невырожденным состоянием  $A_{1g}$ ,  $A_{2g}$ , движущихся в решетке центров также с основным состоянием S-типа, что позволяет минимизировать эффект вибронной редукции и избежать локализации.

Оптимальные локальные  $3d^n$ , а также и некоторые  $4d^n$  ЯТ-конфигурации приведены в табл. 1, где также указана электронная структура композитного бозона, орбитальное состояние и локальный спин решетки. Реальные ВТСП-системы (рутенаты, купраты, никелаты, ферропниктиды/халькогениды) выделены жирным. Модель анти-ЯТ диспропорционирования объясняет STS в  $Sr_2Ru^{4+}O_4$ , предсказывает STS в ферропниктидах/халькогенидах FePn/Ch [3], а также локальную STS в  $LaMnO_3$  [4,5], хотя в большинстве известных «кандидатов» ( $Ca(Sr)FeO_3$ ,  $RNiO_3$ ,  $AgO$ ) реализуется тот или иной спин-зарядовый порядок. Модель предполагает, что сверхпроводящие носители

в соединениях FePn/Ch состоят из  $e_g$ -дырок, а не из  $t_{2g}$ -электронов, как предсказывает одноэлектронная-мультиорбитальная зонная модель. Наиболее оптимальные условия для ВТСП с бесспиновыми локальными бозонами и бесспиновой решеткой могут быть достигнуты только для низкосимметричных квазидвумерных  $d^9$ -систем, таких как купраты и никелаты, структурное и электронное состояние плоскостей  $CuO_2/NiO_2$  в которых можно рассматривать как результат кооперативного эффекта Яна — Теллера для некоторого «прародителя» с октаэдрической координацией Cu/Ni-центров [6].

### Финансирование

*Работа выполнена в рамках проекта FEUZ-2023-0017 Минобрнауки Российской Федерации.*

### Литература

1. J. Leggett, Y. Liu // J. Supercond Nov. Magn., **34**, 1647 (2021).
2. S. Moskvina // J. Phys. Condens. Matter, **25**, 085601 (2013).
3. J. A. Gifford et al. // AIP Adv., **6**, 115023 (2016).
4. S. Moskvina // Phys. Rev. B, **79**, 115102 (2009).
5. V. N. Krivoruchko // Low Temp. Phys., **47**, 901 (2021).
6. S. Moskvina // Phys. Rev. B, **84**, 075116 (2011).

# Локальная и глобальная сверхпроводимость в разупорядоченных материалах

В. Д. Неверов<sup>1,2,\*</sup>, А. Е. Лукьянов<sup>1,2</sup>, А. В. Красавин<sup>1,2</sup>, А. Вагов<sup>2,3</sup>, М. Д. Кройтору<sup>2,4</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Каширское шоссе, 31, Москва, 115409, Россия

<sup>2</sup> Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000, Россия

<sup>3</sup> Institut of Theoretical Physics III, University of Bayreuth, Байройт, Германия

<sup>4</sup> Universidade Federal de Pernambuco, Ресифе, Бразилия

\* slavesta10@gmail.com

Микроскопическая модель сверхпроводящей пленки в присутствии коррелированного потенциала разупорядочения исследована при конечных температурах. Обнаружены существенные качественные различия между характеристиками сверхпроводимости на локальном и глобальном масштабах. Эти различия отчетливо проявляются в противоположной зависимости плотности конденсата и сверхпроводящего тока от характеристик потенциала беспорядка, что может быть использовано для оптимизации характеристик сверхпроводимости путем регулировки амплитуды и длины корреляций беспорядка.

## Введение

По определению, сверхпроводящее (СП) состояние определяется его способностью поддерживать недиссипативный сверхток, что также связано с эффектом Мейснера. В чистых и слабо неупорядоченных образцах сверхтоковое и конденсатное состояния куперовских пар тесно связаны. Однако эта связь ослабевает в сильно неупорядоченных материалах с неоднородным конденсатным состоянием, где току мешают области подавленного конденсата, когда система находится ниже порога перколяции, и хаотизация конденсатной фазы, индуцированная потенциалом беспорядка. Возможность материала иметь сверхток можно охарактеризовать сверхтекучей жесткостью  $D_c$ . В отличие от параметра  $\Delta$ , который характеризует локальные абсолютные значения сверхпроводящей щели, и которому соответствует критическая температура  $T_c^A$ , определяющая исчезновение этой щели,  $D_c$  является глобальной величиной, показывающей, может ли материал выдержать сверхток, протекающий через весь образец. Ее исчезновение определяет еще одну критическую температуру сверхпроводника —  $T_c^D$ . В чистых и слабо неупорядоченных материалах обе температуры совпадают. Напротив, в сильно неупорядоченных системах наличие ненулевой щели и конденсата в некоторых локальных точках образца не означает, что в системе существует глобальный сверхток, и поэтому  $T_c^A$  и  $T_c^D$  могут различаться, и довольно существенно.

В этой работе мы исследуем, как пространственные корреляции, возникающие в беспорядке, могут влиять на характеристики сверхпроводимости при конечных температурах на локальном и глобальном масштабах.

## Методы

Все характеристики СП-состояния находятся из решения уравнений среднего поля Боголюбова — де Жена (BdG). Для гамильтониана БКШ

$$H = \sum_{(ij)\sigma} t_{ij} c_{i\sigma}^{\dagger} c_{j\sigma} + \sum_i V_i n_{i\sigma} - g \sum_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow},$$

где  $c_i$  — электронный оператор для узла  $i$  решетки,  $t_{ij}$  — амплитуда туннелирования между соседними узлами,  $g > 0$  — локальная константа связи БКШ,  $V_i$  — потенциал беспорядка, эти уравнения имеют вид

$$\begin{pmatrix} H - \mu & \Delta \\ \Delta^{\dagger} & -H^{\dagger} + \mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix},$$

где  $\mu$  — химический потенциал системы,  $u$  и  $v$  — векторы с компонентами  $u_i$  и  $v_i$ ; операторы  $H$  и  $\Delta$  определяются своими матричными элементами

$$H_{ij} = t_{ij} + (U_i + V_i)\delta_{ij}; \quad \Delta_{ij} = \Delta_i \delta_{ij}; \\ \Delta_i = g \langle c_{i\downarrow} c_{i\uparrow} \rangle; \quad U_i = -\frac{g}{2} \sum_{\sigma} \langle c_{i\sigma}^{\dagger} c_{i\sigma} \rangle.$$

Уравнения BdG были решены для двумерной решетки размерами  $N \times N$  с периодическими граничными условиями. Результаты получены для  $N = 24$ , химический потенциал  $\mu$  выбран таким образом, чтобы средняя электронная плотность была равна  $n_e = 0.875$ . Анализ проводился в пределе сильного парного взаимодействия при  $g = 1.5t$  и с очень широким окном Дебая  $\hbar\omega_D = 5t$ . Для потенциала беспорядка была использована модель, в которой коррелятор  $S_V(i, j) = \langle V_i V_j \rangle$  имеет степенную зависимость в обратном пространстве:  $S_V(q) \sim q^{-\alpha}$ , где параметр  $\alpha$  определяет *степень корреляции*. Подробности численной процедуры, используемой для построения потенциала беспорядка, можно найти в [1].

## Результаты

На рис. 1 показана зависимость  $\Delta$  как функция  $V = \sqrt{\langle V_i^2 \rangle}$  и  $T$ , рассчитанная для двух различных значений  $\alpha$ . Красные области соответствуют СП-состоянию, зеленые — нормальному; желтая область может рассматриваться как зависимость критической температуры  $T_c^A$  от силы разупорядочения  $V$ . Примечательно, что зависимость  $\Delta$  от  $\alpha$  противоположна при малых и больших температурах. Эта смена тенденции ясно показывает, что эффект корреляции беспорядка нетривиален и не может быть сведен к простой универсальной зависимости.

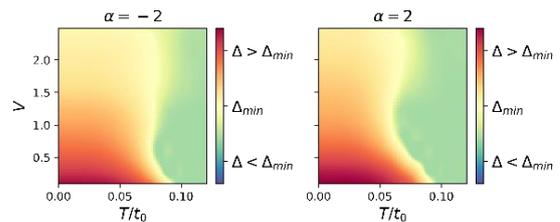
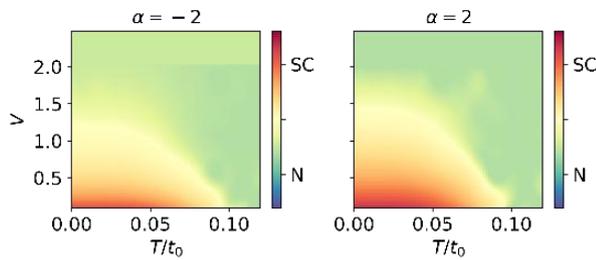
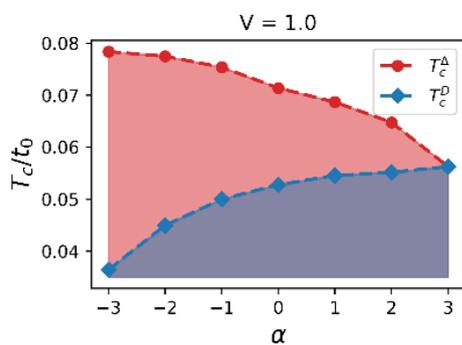


Рис. 1. Параметр порядка  $\Delta$  как функция температуры  $T$ , силы разупорядочения  $V$  и степени корреляции  $\alpha$

Рисунок 2 показывает поведение сверхтекучей жесткости для тех же параметров модели. Красные области обозначают состояние со сверхтоком, а зеленые — состояние без тока. Желтая линия определяет критическую температуру  $T_c^D$ , выше которой ток исчезает.



**Рис. 2.** Сверхтекучая жесткость  $D_s$  как функция температуры  $T$ , силы разупорядочения  $V$  и степени корреляции  $\alpha$



**Рис. 3.** Локальная  $T_c^A$  и глобальная  $T_c^D$  критические температуры как функции степени корреляции  $\alpha$

Основной результат работы показан на рис. 3.  $T_c^A$  и  $T_c^D$  имеют качественно различную зависимость от  $V$  и  $\alpha$ , определяющих потенциал беспорядка. Зависи-

мость этих величин от  $\alpha$  полностью противоположная. Наблюдается значительная разница между двумя критическими температурами, когда корреляции в потенциале беспорядка отсутствуют ( $\alpha = 0$ ). В пределе больших положительных  $\alpha$  две критические температуры становятся близкими, и в конце концов совпадают при  $\alpha \approx 3$ . Эту точку можно считать оптимальной для неупорядоченного материала, при которой через образец может протекать сверхпроводящий ток, а критическая температура максимальна.

Наше исследование показывает, что пространственные корреляции в потенциале беспорядка являются до сих пор слабо изученным параметром, который существенным образом влияет на сверхпроводящие характеристики материала. Это влияние различно и даже противоположно для локальных и глобальных характеристик сверхпроводимости. Таким образом, наши результаты предсказывают, что оптимизация сверхпроводимости путём изменения степени корреляции беспорядка реализуется разными путями в зависимости от того, какие именно характеристики сверхпроводящих образцов требуются – глобальные или локальные.

### Финансирование

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных исследований Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики» (НИУ ВШЭ) и при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект государственного задания № FSWU-2023-0031).

### Литература

1. V. D. Neverov, A. E. Lukyanov, A. V. Krasavin et al. // Commun. Phys., **5**, 177 (2022).

# Исследование плотности состояний в присутствии рассеяния в гетероструктурах сверхпроводник — ферромагнетик

В. Д. Пашковская<sup>1,\*</sup>, Т. Карабасов<sup>1,\*\*</sup>, А. А. Голубов<sup>2</sup>, А. С. Васенко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва, Россия

<sup>2</sup>University of Twente, The Netherlands

\* vdpashkovskaya@edu.hse.ru, \*\* tkarabasov@hse.ru

В данной работе исследовалось влияние спин-орбитального и магнитного времен рассеяния ферромагнетика на плотность состояний в контакте сверхпроводник — ферромагнетик, а также на вольтамперную характеристику. Была построена математическая модель, основанная на уравнениях Узаделя, разработан численный самосогласованный метод решения, а также приведено аналитическое решение для случая тонкого слоя ферромагнетика. Полученные результаты могут быть использованы при проектировании нанозлектронных устройств.

## Введение

В настоящий момент по всему миру активно изучаются различные наноструктуры. Особый интерес представляют гибридные наноструктуры, используемые в различных нанозлектронных устройствах. В структурах типа ферромагнетик — сверхпроводник возникает множество эффектов, например, эффект близости или эффект Джозефсона. Изучение гибридных структур такого типа даёт возможность узнать особенности их поведения и позволяет использовать их в различных устройствах.

Благодаря эффекту близости сверхпроводимость может проникать в металл, не являющийся сверхпроводником. Определение плотности состояний является важной задачей при изучении эффекта близости, например, для изучения (исследования протекания) тока в SIFS-или SFIFS-контактах, а также в туннельных джозефсоновских переходах [1]. При рассмотрении более общего случая, а именно контакта типа нормальный металл — сверхпроводник (NS-бислой), имеет смысл рассмотреть мини-щель при  $E < \Delta$ , величина которой определяется параметрами NS-барьера и толщиной слоя. При построении данного контакта на ферромагнетике вместо нормального металла структура плотности состояний представляется более сложной, так как необходимо учесть больше параметров: обменное поле, спин-орбитальное рассеяние, магнитное рассеяние. Исследование данных структур позволяет понять и предсказать их поведение в различных нанозлектронных устройствах.

## Методы

Для исследования структуры сверхпроводник — ферромагнетик (далее — FS-бислой) была построена квазиклассическая модель. В её основе лежат уравнения Узаделя, описывающие поведение частиц в различных средах в диффузном (грязном) пределе.

Для ферромагнетика уравнение Узаделя может быть записано в виде[1]:

$$\frac{D_f}{2} \frac{\partial^2 \theta_{f\uparrow(\downarrow)}}{\partial x^2} = \left( \omega \pm ih + \frac{1}{\tau_z} \cos \theta_{f\uparrow(\downarrow)} \right) \sin \theta_{f\uparrow(\downarrow)} + \frac{1}{\tau_x} \sin(\theta_{f\uparrow} + \theta_{f\downarrow}) \pm \frac{1}{\tau_{so}} \sin(\theta_{f\uparrow} - \theta_{f\downarrow}). \quad (1)$$

Для сверхпроводника вид уравнения Узаделя будет следующий[2]:

$$\frac{D_s}{2} \frac{\partial^2 \theta_s}{\partial x^2} = \omega \sin \theta_s - \Delta(x) \cos \theta_s. \quad (2)$$

Поясним, что входит в эти уравнения.  $D_{f(s)}$  — коэффициент диффузии в ферромагнетике (сверхпроводнике),  $\omega = 2\pi T \left( n + \frac{1}{2} \right)$  — мацубаровские частоты (под  $T$  понимается температура в системе планковских единиц),  $\Delta(x)$  — парный потенциал в сверхпроводнике,  $h$  — энергия обменного взаимодействия в ферромагнетике,  $\tau_{z(x)}$  — время магнитного рассеяния параллельно (перпендикулярно) оси квантования,  $\tau_{so}$  — время спин-орбитального рассеяния. Эти уравнения дополняются самосогласованным уравнением для координатной зависимости парного потенциала:

$$\Delta(x) \ln \frac{T_c}{T} = \pi T \sum_{\omega > 0} \left( \frac{2\Delta(x)}{\omega} - \sin \theta_{s\uparrow} - \sin \theta_{s\downarrow} \right). \quad (3)$$

где  $T_c$  — критическая температура сверхпроводника.

Для отыскания решения был разработан численный метод, представляющий собой двухэтапный итерационный алгоритм [3]. На первом этапе определяется координатная зависимость парного потенциала в сверхпроводнике с использованием самосогласованного уравнения. На следующем этапе определяется зависимость функций Грина от  $\omega$ , после чего плотность состояний на каждом энергетическом шаге может быть определена как:

$$N_{f\uparrow(\downarrow)}(E) = \text{Re}[\cos \theta_{f\uparrow(\downarrow)}(i\omega \rightarrow E + i0)]. \quad (4)$$

Результирующая плотность состояний:

$$N_f(E) = \frac{N_{f\uparrow}(E) + N_{f\downarrow}(E)}{2}. \quad (5)$$

## Результаты

Моделирование проводилось при  $h = 0.1\Delta$ ,  $d_f = 0.5 \xi_n$ ,  $\gamma = 0.05$  (тонкий слой ферромагнетика с малым обменным взаимодействием). На полученных характеристиках на рис. 1 наблюдается ряд эффектов, которые могут быть объяснены с помощью квантовой теории.

## Заклучение

В результате работы была сформулирована математическая модель в рамках квазиклассического подхода в диффузном пределе с учетом необходимых параметров ферромагнетика; реализован численный метод расчета плотности состояний структуры типа сверхпроводник — ферромагнетик; построены графики плотностей состояний и вольт-амперных характеристик в присутствии магнитного и спин-орбитального времен рассеяний; приведено аналитическое решение для аномальной функции Грина для тонкого слоя ферромагнетика; проведен анализ влияния данных параметров с учетом проницаемости FS-барьера. Было показано, что результат, полученный аналитически, совпадает с численным решением, а также что при увеличении времени спин-орбитального рассеяния мини-щель остается устойчивой, тогда как при увеличении перпендикулярной составляющей магнитного рассеяния мини-щель закрывается.

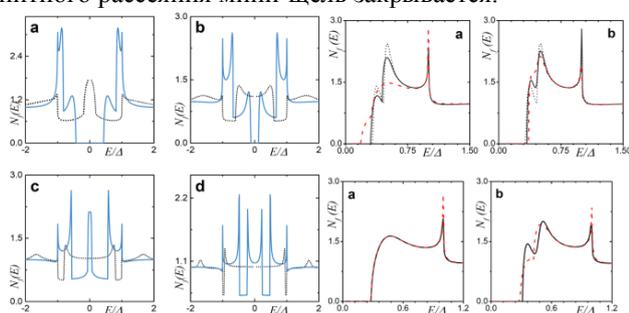


Рис. 1. Зависимость плотности состояний FS-бислоя от безразмерной энергии квазичастиц

Полученные результаты могут быть использованы при разработке различных нанозлектронных устройств, содержащих джозефсоновские переходы: кубиты или криогенные элементы памяти. Например, найденная вольт-амперная характеристика SFIFS контакта, получение которой невозможно без представления о плотности состояния FS-бислоя, может быть полезна при исследовании режимов работы таких устройств.

## Финансирование

Авторы благодарят программу сотрудничества «Зеркальные лаборатории» Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики» и Башкирского государственного педагогического университета им. М. В. Акмуллы.

## Литература

1. A.S. Vasenko et al. Current-voltage characteristics of tunnel Josephson junctions with a ferromagnetic interlayer // Phys. Rev. B. 2011. Vol. 84, № 2. P. 024524.
2. K. D. Usadel. Generalized Diffusion Equation for Superconducting Alloys // Phys. Rev. Lett. 1970. Vol. 25, № 8. P. 507–509.
3. D. Yu. Gusakova et al. Density of states in SF bilayers with arbitrary strength of magnetic scattering // JETP Lett. 2006. Vol. 83, № 8. P. 327–331.

# Исследование ВАХ массивов джозефсоновских контактов из высокотемпературных сверхпроводников при импульсном облучении

Е. Е. Пестов<sup>1,2,\*</sup>, М. Ю. Левичев<sup>1</sup>, Д. В. Мастеров<sup>1</sup>, А. Е. Парафин<sup>1</sup>, С. А. Павлов<sup>1</sup>, С. К. Хоршев<sup>3</sup>, Н. В. Рогожина<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

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

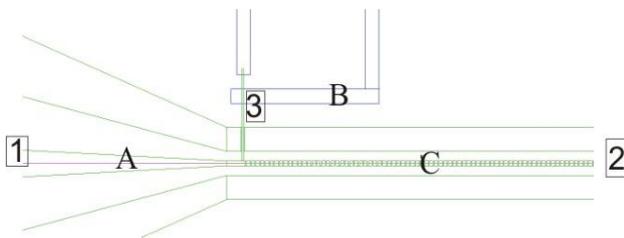
<sup>3</sup> ННПО им. М.В. Фрунзе, пр. Гагарина, 174, Нижний Новгород, 603009

\* pestov@ipmras.ru

В работе исследуются массивы джозефсоновских контактов, встроенных в копланарную линию передач. Изучены условия синхронизации этих контактов с внешним импульсным облучением. Показано, что напряжение первой ступени Шапиро будет содержать только основную гармонику частоты модуляции импульсного сигнала. Полученные результаты могут быть использованы для создания квантового синтезатора 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 построения квантового синтезатора на основе высокотемпературных сверхпроводников необходимо изучить условия синхронизации массивов джозефсоновских контактов при импульсном воздействии.



**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)

## Микросхема

В работе проведен расчет ВАХ массивов джозефсоновских контактов из высокотемпературных сверхпроводников, встроенных в копланарную линию передач при импульсном облучении. На рис. 1 показан фотошаблон такой микросхемы, которая была разработана ранее в [3]. Цепочка джозефсоновских контак-

тов 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 используются фильтры в виде высокоомных электродов NbN. Для изготовления микросхем используются пленки высокотемпературного сверхпроводника YBCO, которые затем покрываются тонким слоем золота для шунтирования джозефсоновских контактов.

## Результаты

Джозефсоновские контакты из высокотемпературных сверхпроводников, показанные на рис. 1, могут быть описаны с помощью резистивно-шунтированной модели [4]. Запишем в безразмерном виде уравнение динамики джозефсоновского контакта в случае частотно-импульсной модуляции тока  $\omega(t) = \omega_0 + \omega_1 \cos \Omega t$ :

$$\dot{\varphi} + \sin \varphi = \bar{i} + a \sum_{k=1}^{\infty} \cos(k\omega_0 t + kM \sin \Omega t), \quad (1)$$

где  $M = \omega_1 / \Omega \sim 1$  и  $\Omega \ll 1$ . Рассмотрим случай «высокочастотного предела»  $\omega_0 a \ll 1$ . Используя метод последовательных приближений, уравнение (1) можно переписать в виде системы уравнений:

$$\begin{aligned} \dot{\varphi}_0 &= \bar{i} + a \sum_{k=1}^{\infty} \cos(k\omega_0 t + kM \sin \Omega t), \\ \dot{\varphi}_1 &= -\sin(\varphi_0) + \bar{i}_1. \end{aligned} \quad (2)$$

Решая первое уравнение этой системы, находим в нулевом приближении выражение для фазы  $\varphi_0$  [5]:

$$\varphi_0 = \bar{i}t - \frac{a}{2\omega_0} (\omega_0 t + M \sin \Omega t) + \chi - \frac{a\pi}{2\omega_0}. \quad (3)$$

Затем, подставляя  $\varphi_0$  во второе уравнение (2), получаем укороченное уравнение для медленно меняющейся фазы  $\chi$ :

$$\dot{\chi} + \sin \left( \bar{i}t - \frac{a}{2\omega_0} (\omega_0 t + M \sin \Omega t) + \chi - \frac{a\pi}{2\omega_0} \right) = \bar{i}_1. \quad (4)$$

Из этого уравнения видно, что синхронизация джозефсоновского контакта внешними импульсами тока возникает при условиях  $\bar{i} = n\omega_0$  и  $a = 2n\omega_0$ . В этом случае уравнение для первой ступени Шапиро  $n = 1$  запишется в следующем виде:

$$\dot{\chi} - \sin(\chi - M \sin \Omega t) = \bar{i}. \quad (5)$$

Делая замену переменной  $\Theta = \chi - M \sin \Omega t$  в уравнении (5), получаем уравнение для медленно меняющейся фазы  $\Theta$ :

$$\dot{\Theta} - \sin \Theta = \bar{i} - M \Omega \cos \Omega t. \quad (6)$$

Из этого уравнения видно, что при  $M\Omega \ll 1$  высшие гармоники основной частоты  $\Omega$  в спектре напряжения  $\dot{\Theta}$  будут малы. Поэтому напряжение первой ступени Шапиро будет содержать только основную гармонику  $\Omega$ :

$$\bar{i} = \omega_0 + M \cos \Omega t = \omega(t). \quad (7)$$

Также следует отметить, что при синхронизации последовательно соединенных  $N$  джозефсоновских контактов с импульсами тока напряжение ступени Шапиро увеличится в  $N$  раз.

Таким образом, на основе резистивно-шунтированной модели джозефсоновского контакта получены условия синхронизации массивов контактов частотно-модулированным импульсным сигналом тока. Показано, что напряжение первой ступени Шапиро

содержит только основную гармонику частоты модуляции сигнала. В дальнейшем планируется экспериментальное изучение ВАХ таких структур при воздействии импульсного сигнала и сопоставление с полученными в данной работе результатами. Эти результаты могут быть использованы для создания квантового синтезатора переменного напряжения на основе джозефсоновских контактов из высокотемпературных сверхпроводников.

### Финансирование

*Работа выполнена в рамках госзадания ИФМ РАН №0030-2021-0020. 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. Е. Е. Пестов, М. Ю. Левичев, Д. В. Мастеров и др. // ФТТ. Т. 64, 1219 (2022).
4. К. К. Лихарев, Б. Т. Ульрих. Москва : Изд-во МГУ, 1978.
5. R. Monaco // J. of Appl. Phys. V. 68, 679 (1990).

# Excitation of Higgs modes in a superconductor by a Zeeman field

V. D. Plastovets<sup>1,2,\*</sup>, A. S. Melnikov<sup>2,3,4</sup>, A. I. Buzdin<sup>1</sup>

<sup>1</sup> University Bordeaux, LOMA UMR-CNRS 5798, F-33405 Talence Cedex, France

<sup>2</sup> Institute for Physics of Microstructures RAS, 607680 Nizhny Novgorod, GSP-105, Russia

<sup>3</sup> Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

<sup>4</sup> Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudnyi, Moscow Region 141701, Russia

\* plastovec26@gmail.com

The coherent dynamics of a superconducting gap excited by an exchange field in the presence of a small Rashba spin-orbit coupling (RSOC) is analyzed within the framework of Bogoliubov-de Gennes theory. It is shown that in a stationary Zeeman field the response function of a superconductor has three natural frequencies that depend on this field. These frequencies determine both the free time evolution of the gap after some initial perturbation in the system and the resonant dynamics when the system is excited by an additional harmonic Zeeman field.

Coherent dynamic pairing of Cooper pairs has been studied for a long time [1], and recently the problem of gap dynamics in superconductor-ferromagnet hybrid systems has become topical [2]. The aim of this work is to consider the perturbative temporal evolution of the superconducting gap in a non-stationary Zeeman field  $h(t) = h_0 + \delta h(t)$ , where  $h_0 < \Delta_0$  and  $\delta h(t) \ll h_0$ . The collisionless dynamics of a superconducting condensate at zero temperature is governed by the time-dependent BdG equations

$$i\hbar\partial\Psi/\partial t = H(t)\Psi$$

$$H(t) = \tau_z \otimes (\xi_k \sigma_n + \alpha[n \times k]\sigma) - \tau_0 \otimes h(t)\sigma_z + \tau_y \otimes \sigma_n \Delta, \quad (1)$$

where  $\xi_k$  is a free particle spectrum,  $\sigma(\tau)$  is a Pauli matrix in spin (electron-hole) space,  $\alpha$  is a strength of RSOC,  $\mathbf{n} \parallel \mathbf{h}$  is a vector defining the RSOC and  $\Delta(t)$  is a pairing potential. Note that the spin-orbit interaction term is introduced here to provide the interaction of different spin subbands of the quasiparticle spectrum, in order to produce a nontrivial gap dynamics [2]. The pairing potential satisfies the self-consistency equation which can be written as follows

$$\Delta(t) = \lambda/8 \sum \Psi_k(t)^\dagger (\tau_1 + i\tau_2) \otimes i\sigma_y \Psi_k(t). \quad (2)$$

Here, the summation is over all possible initial conditions for the dynamics of quasiparticles. The linearized equations (1) and (2) with  $\Delta(t) = \Delta_0 + \delta\Delta(t)$  can be solved using the Laplace transform. In the limit of small RSOC, the solution can be written formally as follows

$$\delta\Delta(s) = [K_0(s) + K_+(s) + K_-(s)]\delta\Delta(s) + h_0\delta h(s)F(s), \quad (3)$$

where  $K_{0,\pm}$  are the kernels of the gap equation which are of the order of  $\alpha^2$  and have peculiarities at three frequen-

cies  $\omega_0 = 2\Delta_0$  and  $\omega_{\pm} = 2(\Delta_0 \pm h_0)$ . The function  $F(s)$  represents the kernel of the external force term  $h_0\delta h(s)$ , which is formally the scalar product of two collinear field components. One can consider a specific scenario for the excitation of  $\delta\Delta(t)$ . If we turn on the harmonic field  $\delta h(t)$  with frequency  $\omega_h$  at  $t = 0$ , then there will be steady driven oscillations with  $\omega = \omega_h$  which will exhibit the resonance behavior in the vicinity of the natural frequencies. In addition, there will be three independent free oscillations of the gap at  $\omega = \omega_{0,\pm}$  damping law at large times  $\sim \cos(\omega_{0,\pm}t)/t^{1/2}$ . The last terms provide the well-known asymptotic behavior of the Higgs modes in a standard BCS superconductor [1]. The appearance of three natural frequencies in the response of a superconductor can be understood qualitatively. Usually, the natural frequency is determined by the minimum energy of the quasiparticles into which the Cooper pair can decay. In the presence of an exchange field and RSOC such a decay can occur into different spin subbands of the quasiparticle spectrum due to spin flip.

*The work has been supported by the Russian Science Foundation Grant No. 21-72-10161 and "ANR OPTOFLUXONICS" the LIGHT S&T Graduate Program. A.S.M. acknowledges support from the Moscow Institute of Physics and Technology under the Priority 2030 Strategic Academic Leadership Program.*

## References

1. A. F. Volkov and Sh. M. Kogan // Zh. Eksp. Teor. Fiz., 65, 2038–2046 (1973).
2. Y. Lu, R. Ojajärvi, P. Virtanen, M. A. Silaev, T. T. Heikkilä // Phys Rev B, 106, 024514 (2022).

# Многократные андреевские отражения в диффузных SINIS- и SIFIS-контактах

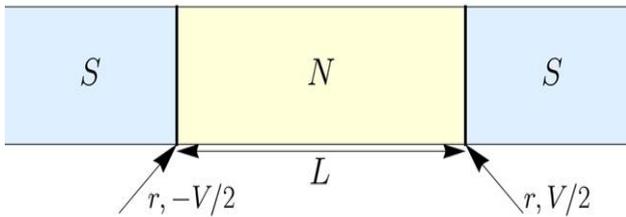
А. В. Польшкин\*, П. А. Иоселевич

Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, пр. Ак. Семенова, 1А, Черноголовка, Московская обл., 142432  
Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва, 101000  
\*apolkin@gmail.com

Мы изучаем многократные андреевские отражения (MAR) в длинных диффузных контактах «Сверхпроводник(S) — Нормальный металл(N) — Сверхпроводник с туннельными границами». Полагая, что в нормальной области имеется сильная термализация, мы вычисляем ВАХ  $I(V)$  такой системы. При промежуточных температурах  $\varepsilon_{\text{Th}} \ll T \ll \Delta$  ток определяется некогерентными андреевскими отражениями. Результаты обобщаются на случай наличия слабого обменного поля в несверхпроводящей области. В таких системах особенности в ВАХ, вызванные андреевскими отражениями расщепляются. Это расщепление вызвано термализацией и исчезает в SFS-контактах без неё. Доклад основан на работе [1].

## Постановка задачи

Рассматриваются длинные диффузные контакты, состоящие из двух одинаковых сверхпроводников, которым через две тонкие малопрозрачные прослойки подсоединены нормальный металл (SINIS) или слабый ферромагнетик (SIFIS). К сверхпроводникам приложено напряжение  $\pm V$  (см. рис. 1). Несверхпроводящая область при этом находится на подложке, которая посредством электрон-фононного взаимодействия, описываемого при помощи  $\tau$ -приближения, обеспечивает термализацию. Как известно, в SINIS-контактах без взаимодействия с подложкой [2, 3] ток на напряжениях  $eV < 2\Delta$  ( $\Delta$  — параметр порядка) является определяющим. Наша задача заключалась в том, чтобы определить поведение тока при таких напряжениях в термализованных системах без обменного поля, какой вклад в ток вносят андреевские отражения, а также установить, происходит ли расщепление особенностей, вызванных MAR при наличии слабого обменного поля.



**Рис. 1.** Схематическое изображение контакта. Длина контакта  $L \gg \sqrt{\hbar D/\Delta}$ , ( $D$  — коэффициент диффузии в  $N(F)$ -области), с большим безразмерным сопротивлением границ ( $r \equiv R_{\text{SN}}/R_N \gg 1$ ,  $R_{\text{SN}}$  — сопротивление границ,  $R_N$  — сопротивление  $N(F)$ -области)

## Основное содержание

Для решения поставленной задачи система описывалась в формализме уравнения Узаделя в келдышевском формализме в терминах матричной функции Грина  $\check{G}(x, \varepsilon)$ , которая в нормальной области имела следующую параметризацию:

$$\hat{G}^{R(A)} = \begin{pmatrix} \pm(1 - g_1^{R(A)}) & f_1^{R(A)} \\ f_2^{R(A)} & \mp(1 - g_2^{R(A)}) \end{pmatrix} \quad (1)$$

$$\hat{G}^K = \hat{G}^R \circ \hat{h} - \hat{h} \circ \hat{G}^A \quad (2)$$

Сами уравнения принимали следующий вид:

$$-\varepsilon_{\text{Th}} \partial_x [\check{G} \circ \partial_x \check{G}] - i\varepsilon [\hat{\sigma}_3, \check{G}] + \frac{1}{2} \partial_T \{\hat{\sigma}_3, \check{G}\} + i\varphi_- \check{G} = \hat{I}^{St}, \quad (3)$$

где  $\varphi_-$  — электрический потенциал,  $\varepsilon_{\text{Th}}$  — энергия Таулесса,  $\hat{I}^{St}$  — интеграл столкновений, а знак « $\circ$ » обозначает свёртку. К этим уравнениям необходимо поставить граничные условия, которые в силу туннельных границ выбираются в форме Куприянова — Лукичёва:

$$\check{G} \partial_x \check{G}|_{x=1/2} = \frac{1}{2r} [\check{G} \circ, \check{G}_{\text{right}}]|_{x=1/2}, \quad (4)$$

$$-\check{G} \partial_x \check{G}|_{x=-1/2} = \frac{1}{2r} [\check{G} \circ, \check{G}_{\text{left}}]|_{x=-1/2}. \quad (5)$$

Здесь  $\check{G}_{\text{right/left}}$  соответствуют матричной функции Грина правого/левого сверхпроводника соответственно.

Выписанные уравнения (3)–(5) решаются аналитически для аномальной компоненты запаздывающих и опережающих функций Грина методом последовательных приближений по большому сопротивлению SN-границ  $r$  до третьего порядка. Для келдышевской компоненты уравнение решалось в терминах матричной функции распределения  $\hat{h}$ , в качестве начального приближения для которой берётся термализованное выражение с некоторой температурой  $T_N \approx T_S$  (здесь  $T_S$  — температура сверхпроводников).

Для вычисления тока использовалось стандартное для келдышевской техники выражение:

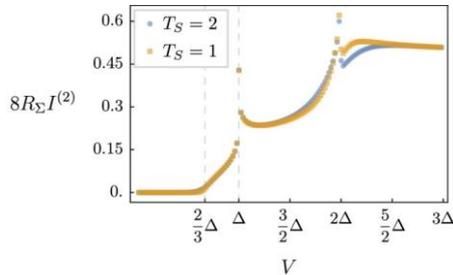
$$I(t) = \frac{\pi \sigma_N}{4} \text{Tr}[\hat{\tau}_3 j^K(t, t)], \quad (6)$$

$$j^K = L^{-1}(\check{G} \circ \partial_x \check{G})^K, \quad (7)$$

где  $\hat{\tau}_3$  — матрица Паули в пространстве Намбу,  $\sigma_N$  — проводимость в нормальной области. С подробным решением можно ознакомиться в работе [1].

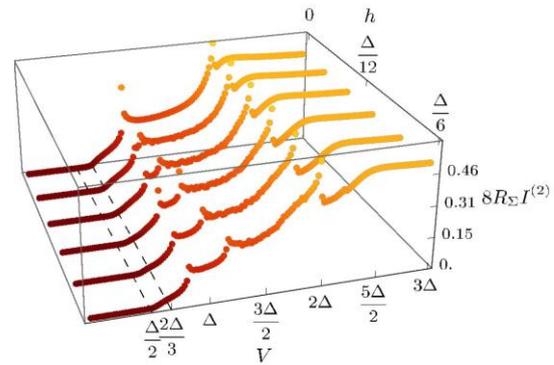
Интересные результаты впервые возникают во втором порядке теории возмущений (ТВ) по сопротивлению границ  $r$ . В частности, во втором порядке появляются поправки к функции распределения, что приводит к появлению нетривиальных вкладов в ток, имеющих особенности на  $eV = \frac{2}{3}\Delta, \Delta$ , которые, как мы полагаем, соответствуют андреевским отражениям. Для низких температур возможно получить

асимптотическое выражение для поведения тока вблизи описанных особенностей, которое оказывается корневым для  $eV = \frac{2}{3}\Delta$  и логарифмическим для  $eV = \Delta$ . В случае ненулевых температур возможно получить численные результаты (рис. 2).



**Рис. 2.** Вклад в ток во втором порядке по  $r^{-1}$  при различных температурах. Ток появляется корневым образом при  $eV = \frac{2}{3}\Delta$ , при  $eV = \Delta$  испытывает особенность, что соответствует двум и одному андреевским отражениям соответственно, особенность на  $eV = 2\Delta$  соответствует переходу на квазичастичный режим.  $R_{\Sigma} \approx 2R_{SN}$  — полное сопротивление контакта

При включении в рассмотрение слабого обменного поля  $h_{ex}$  оказывается, что особенности в токе не меняют форму, но линейно расщепляются с различными коэффициентами, соответствующими количеству отражений (на  $2/3h_{ex}$  для двух андреевских отражений, на  $h_{ex}$  для одного отражения). Мы полагаем, что обычный способ подсчёта положений андреевских отражений [4] неприменим, так как он не учитывает термализованные частицы в нормальной области, вклад от которых и приводит к расщеплению (рис. 3).



**Рис. 3.** Вклад в ток во втором порядке по  $r^{-1}$  при наличии обменного поля. Особенности, соответствующие андреевским отражениям расщепляются: на  $eV = \frac{2}{3}\Delta$  смещается, а при  $eV = \Delta$  происходит расщепление, когда с особенностью, соответствующей переходу к квазичастицам  $eV = 2\Delta$  ничего не происходит.  $R_{\Sigma} \approx 2R_{SN}$  — полное сопротивление контакта

### Финансирование

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект №19-72-00125) и программы фундаментальных исследований НИУ ВШЭ.

### Литература

1. V. Polkin, P. A. Ioselevich // ArXiv:2209.07343.
2. J. C. Cuevas, J. Hammer *et al.* // Phys. Rev. B, **73**, 184505 (2006).
3. E. V. Bezuglyi, E. N. Bratus' *et al.* // Phys. Rev. B, **62**, 14439 (2000)
4. T. M. Klapwijk, G. E. Blonder *et al.* // Physica B+C, **109–110** (1982).

# Влияние ионного облучения на свойства тонких сверхпроводящих пленок NbN

Б. А. Гурович<sup>1</sup>, К. Е. Приходько<sup>1,2,\*</sup>, Б. В. Гончаров<sup>1</sup>, Л. В. Кутузов<sup>1</sup>, Е. М. Малиева<sup>1</sup>, Д. А. Комаров<sup>1</sup>, Г. Ю. Голубев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», ул. Ак. Курчатова, 1, Москва, 123182

<sup>2</sup> Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Каширское шоссе, 31, Москва, 115409

\* prihodko\_ke@nrcki.ru

Показано, что ионное облучение до доз несколько меньших, чем оптимальные, может быть использовано при создании криогенных интегрированных сопротивлений в том случае, если значения рабочих токов устройства больше, чем все характерные токи переходов для облученных и стабилизированных отжигом пленок. При этом реализуются меньшие значения сопротивления на квадрат, что позволяет создавать меньшие значения номиналов интегрированных сопротивлений. Продемонстрирована эволюция фазового состава облученных пленок при температуре отжига до 600 °С, сопровождающаяся образованием двух сверхпроводящих фаз с разными параметрами сверхпроводящего перехода.

## Введение

В НИЦ «Курчатовский институт» в последние годы проводятся работы по созданию основных логических элементов для разрабатываемых классических криогенных компьютеров [1].

Основу логических элементов составляют нанопровода из NbN с интегрированными участками нормального металла, которые формируются под действием ионного облучения соответствующих сегментов нанопроводников через окна в маске, созданные методами электронной литографии. Режимы облучения (энергия ионов, доза облучения, состав пучка) для создания интегрированных сопротивлений выбираются экспериментально так, чтобы после облучения и проведения стабилизирующего отжига вольт-амперная характеристика пленки при рабочей температуре устройства имела линейный вид и была стабильной во времени [2].

Ранее нами было показано, что под действием облучения до определенных доз образуется новая кристаллическая фаза NbNO за счет частичной замены атомов азота на атомы кислорода в NbN в ходе облучения [3]. У этой кристаллической фазы после проведения стабилизирующего отжига увеличивается сопротивление на квадрат (примерно на 20%), что мы связываем с термической активацией процесса замены атомов азота на атомы кислорода в тех участках микроструктуры, где это не до конца произошло в процессе облучения. Как известно, протекание процесса селективного замещения атомов азота на атомы кислорода под действием смешанного ионного облучения требует определенной термической активации как выхода выбитых атомов азота на стоки с последующим удалением в вакуум, так и для движения вглубь пленки атомов кислорода, замещающих выбитые атомы азота [4]. Несмотря на увеличение величины сопротивления на квадрат, линейная вольт-амперная характеристика сохраняется после отжига, и созданное таким образом интегрированное сопротивление не изменяется со временем.

Поэтому использование облучения до определенной дозы в сочетании со стабилизирующим отжигом при умеренной температуре (200 °С), которая не превышает характерные значения, используемые в технологическом цикле при изготовлении многослойных структур, дает хороший результат при изготовлении интегрированных сопротивлений. Такой отжиг назы-

вается стабилизирующим и используется однократно для всех интегрированных сопротивлений в разных слоях.

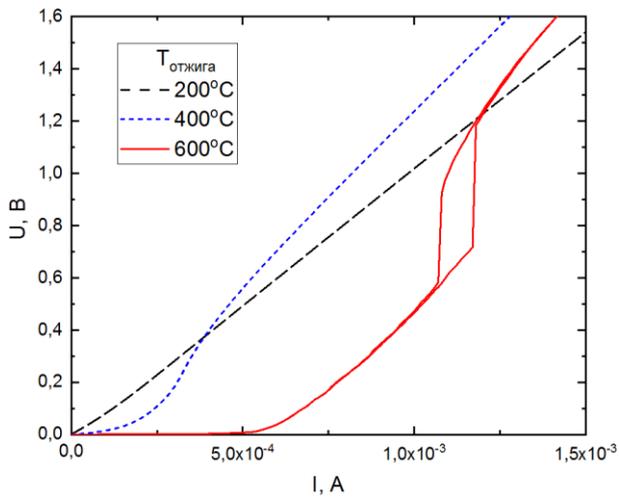
Для криогенных схем, работающих на больших частотах, часто требуется создать резистор малого номинала, например 50 Ом для согласования сигнала. Для этой цели требуется, чтобы материал после облучения обладал как можно меньшим значением сопротивления на квадрат для минимизации геометрических размеров резисторов малого номинала. Это означает, что нужно использовать несколько меньшие дозы, поскольку сопротивление облученных пленок на квадрат растет с ростом дозы. Даже при использовании стандартных параметров создания интегрированных сопротивлений под действием облучения, всегда присутствует переходная зона между открытым участком нанопровода (где и формируется резистор) и сверхпроводящим нанопроводом из-за наличия профиля резиста (невертикальности стенок резистивной маски).

## Методика эксперимента

В качестве объекта исследования были использованы пленки NbN толщиной 5.5 нм с размерами 20x20 мкм<sup>2</sup> на подложке из монокристаллического сапфира. Облучение проводилось смешанным ионным пучком из протонов и ионов кислорода. В данной работе исследованы свойства пленок NbN после облучения до дозы, немного меньшей, чем требуется для создания полноценного металлического состояния, в связи с чем их вольт-амперная характеристика не является прямой и имеет небольшой перегиб при малых токах, которые существенно меньше, чем рабочие токи устройств. Такие интегрированные сопротивления могут быть использованы, если при рабочих токах устройства ВАХ является линейной, несмотря на наличие размытого перехода при меньших токах. Это позволяет сформировать под действием облучения материал интегрированного резистора с меньшим удельным сопротивлением.

## Результаты и обсуждение

На рис. 1 показаны ВАХ образцов после облучения и отжигов при различных температурах. После облучения и стандартного стабилизирующего отжига при 200 °С на рис. 1 виден слабозаметный перегиб.



**Рис. 1.** Вольт-амперные характеристики после облучения и отжига при различных температурах

Увеличение температуры отжига приводит к следующим эффектам. Во-первых, отжиг при высокой температуре инициирует частичное восстановление сверхпроводящих свойств, что выражается в появлении низких (нулевых) значений сопротивлений, наблюдается размытый переход некоторой области материала в нормальное состояние, а затем — резкий переход в нормальное состояние с характерной петлей гистерезиса. Во-вторых, из рис. 1 виден рост величины сопротивления на квадрат пленки в нормальном состоянии после отжига, которое растет с увеличением температуры отжига. Из полученной после отжига при высокой температуре ВАХ очевидно, что внутренняя структура пленки после облучения и отжига представляет собой последовательное соединение двух фаз: сверхпроводящей фазы с сильно размытым переходом в области малых токов и сверхпроводящей фазы, характеризующейся резким пере-

ходом в сверхпроводящее состояние и петлей гистерезиса прямого и обратного перехода. Как мы видим, первая (основная) фаза представляет собой недооблученный оксинитрид ниобия, в котором еще не вся половина атомов азота заменена на атомы кислорода, а вторая фаза близка по составу к исходной, в которой радиационные дефекты, образующиеся в процессе облучения, отжигаются при высокой температуре. Полученный характер ВАХ показывает, что вторая сверхпроводящая фаза находится в пленке в виде отдельных изолированных друг от друга гранул (зерен), в то время как первая фаза занимает всю остальную пленку (модель пудинга). Изолированный характер локализации второй фазы и непрерывность первой фазы подтверждается тем, что до значения токов, когда вторая фаза является сверхпроводником и обладает нулевым сопротивлением, на характеристике проявляется затянутый переход первой фазы в нормальное состояние. Суммарное сопротивление всей пленки после перехода увеличивается с ростом температуры отжига, что обусловлено протеканием активированного отжигом процесса дополнительного окисления поврежденных под облучением областей, где присутствует имплантированные атомы кислорода.

#### Литература

1. Б. А. Гурович, К. Е. Приходько, Б. В. Гончаров и др. // ФТТ, **64**, 1390 (2022).
2. В. А. Gurovich, К. Е. Prikhodko, М. А. Tarkhov et al. // Micro and Nanosystems, **7**, 172 (2015).
3. К. Е. Prikhodko, В. А. Gurovich, М. М. Dement'eva // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering, **130**, 012046 (2016).
4. Б. А. Гурович, К. Е. Приходько, Е. А. Кулешова и др. // ЖЭТФ, **143**, 1062 (2013).

# Слоистые сверхпроводники и топологические полуметаллы с магнитным упорядочением атомов

В. М. Пудалов<sup>1,\*</sup>, К. С. Перваков<sup>1</sup>, А. В. Садаков<sup>1</sup>, О. А. Соболевский<sup>1</sup>,  
В. А. Власенко<sup>1</sup>, В. П. Мартовицкий<sup>1</sup>, А. С. Усольцев<sup>1</sup>, П. Д. Григорьев<sup>2</sup>,  
Н. С. Павлов<sup>3</sup>, И. А. Некрасов<sup>3</sup>, О. Е. Терещенко<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Центр им. В. Л. Гинзбурга, Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

<sup>2</sup> Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, Черноголовка

<sup>3</sup> Институт электрофизики, УрО РАН, Екатеринбург

<sup>4</sup> Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск

\* pudalov@lebedev.ru

Изучен ряд стехиометрических соединений с вандерваальсовской межслоевой связью, в которых слои делокализованных электронов разделены атомами Eu с большим магнитным моментом. Получено прямое экспериментальное свидетельство влияния АФМ-упорядочения в подрешетке Eu на плотность сверхпроводящего конденсата в  $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ . Для родственного соединения — АФМ топологически нетривиального магнитного полуметалла  $\text{EuSn}_2\text{As}_2$  на основе ARPES измерений и DFT расчетов зонной структуры предложено теоретическое объяснение наблюдаемого эффекта квадратичного отрицательного магнитосопротивления.

## Введение

Слоистые соединения с вандерваальсовской связью и разделяющими слои редкоземельными (РЗ) атомами с большими магнитными моментами (Eu, Gd, Sm и т.п.) являются замечательными объектами для изучения фундаментальной проблемы физики конденсированного состояния — взаимной игры сверхпроводящего спаривания и магнитного упорядочения. Помимо того, что в одном соединении сочетаются два фундаментально антагонистических явления, эти материалы имеют стехиометрический состав, позволяющий в чистом виде изучать физику взаимодействия сверхпроводимости и магнетизма.

## Сверхпроводники с магнитным упорядочением

В соединении  $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$  еще в первых экспериментах [1, 2] было установлено, что АФМ упорядочение атомов Eu при  $T_M = 19$  К не влияет на амплитуду параметра порядка в сверхпроводящем состоянии, которое устанавливается при 34 К. В данной работе этот результат подтвержден для всех 3х наблюдавшихся конденсатов. Такая «независимость» сверхпроводящих и магнитных свойств, на первый взгляд, кажется вполне естественной, поскольку электроны 4f орбиталей Eu имеют энергию на 2 эВ ниже уровня Ферми [1]. Однако из измерений температурной зависимости первого критического магнитного поля  $H_{c1}(T)$  и критического тока  $J_c(T)$  мы обнаружили особенности при температуре  $T_M$ , которые являются прямым свидетельством теоретически предсказанного влияния магнитного упорядочения на плотность сверхпроводящего конденсата.

## Топологические полуметаллы с магнитным упорядочением

Новый всплеск интереса к слоистым вандерваальсовским материалам с магнитным упорядочением РЗ атомов вызвало открытие соединений с топологически нетривиальным спектром (изоляторов и полуметаллов). Эти материалы предоставляют платформу для изучения топологических квантовых явлений, таких как квантовый аномальный эффект Холла, состояния аксионного изолятора и киральных майора-

новских фермионов. Одним из стехиометрических материалов этого класса является топологический полуметалл  $\text{EuSn}_2\text{As}_2$ , в котором спины Eu ферромагнитно поляризованы внутри слоя, а при температуре ниже 24 К между соседними слоями, параллельными базисной плоскости, устанавливается антиферромагнитное упорядочение с шагом  $\pi$  (АФМ типа А).

Известно, что этот слоистый топологически нетривиальный полуметалл с АФМ упорядочением типа А обладает характерным отрицательным параболическим магнитосопротивлением  $R = R_0 - \alpha B^2$ , которое коррелирует с изменениями намагниченности во внешнем поле  $M(B)$  и резко обрывается при индуцированном полем спин-флип переходе. Этот яркий эффект наблюдался в ряде экспериментальных работ [3–5], где сопротивление изменялось на ~ 6–8% в зависимости от магнитного поля. Несмотря на то, что этот эффект хорошо документирован экспериментально, его теоретическое объяснение на сегодняшний день отсутствует.

Для объяснения наблюдаемого магнитосопротивления мы предложили теоретический механизм, не связанный с потенциальными структурными или магнитными дефектами в кристаллах, и присущий слоистым АФМ-материалам со спин-орбитальным расщеплением зоны вблизи энергии Ферми. Теоретическая интерпретация подтверждается проведенными прецизионными ARPES измерениями и DFT расчетами зонной структуры. Мы полагаем, что предложенный механизм магнитосопротивления применим к широкому классу слоистых АФМ-упорядоченных полуметаллов.

## Финансирование

Измерения в ФИАН выполнены при поддержке гранта РФФИ № 21-52-12043.

## Литература

1. T. K. Kim *et al.* // Phys. Rev. B, **103**, 174517 (2021).
2. T. K. Kim *et al.* // УФН, **192** (7), 790 (2022).
3. Huan-Cheng Chen *et al.* // Chin. Phys. Lett., **37**(4), 047201 (2020).
4. Huijie Li, Wenshuai Gao, Zheng Chen *et al.* // Phys. Rev. B, **104**, 054435 (2021).
5. Hualei Sun *et al.* // Science China, **64** (11): 118211 (2021).

# Локализованная сверхпроводимость и диодный эффект в системах сверхпроводник — ферромагнетик со спин-орбитальным взаимодействием

А. В. Путилов<sup>1,\*</sup>, С. В. Миронов<sup>1</sup>, А. И. Буздин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегород. обл., 603087, Россия

<sup>2</sup> University of Bordeaux, LOMA UMR-CNRS 5798, F-33405 Talence Cedex, France

\* alputilov@ipmras.ru

В работе изучены транспортные свойства одномерных сверхпроводящих каналов, локализованных вблизи края полубесконечного слоя сверхпроводника (S), расположенного на подложке из ферромагнитного изолятора (F). Такие каналы могут формироваться за счет локального усиления сверхпроводящих свойств, обусловленного неоднородностью толщины S-слоя или электронной прозрачности между S- и F-слоями. Показано, что при наличии спин-орбитального взаимодействия на S/F-границе критическая температура, при которой возникают локализованные сверхпроводящие состояния, зависит от угла между направлением обменного поля и краем S-слоя. Также для таких локализованных состояний предсказан диодный эффект — различие в величине критического тока, текущего в двух противоположных направлениях вдоль канала

В последнее время значительный интерес вызывает изучение мезоскопических структур сверхпроводник (S) — ферромагнетик (F) со спин-орбитальным взаимодействием, в которых возникают киральные сверхпроводящие состояния. При этом наличие выделенного направления, обусловленного векторным произведением нормали  $\mathbf{n}$  к S/F-границе и обменного поля  $\mathbf{h}$  в ферромагнетике, приводит к целому ряду физических эффектов, среди которых — возникновение спонтанных токов и магнитных полей, а также анизотропия термодинамических и транспортных свойств.

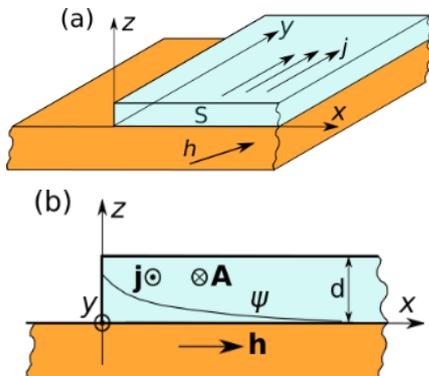


Рис. 1. Схематичное изображение структуры сверхпроводник — ферромагнетик

В недавних экспериментах [1] было обнаружено, что в узкой сверхпроводящей полоске, размещенной на подложке из ферромагнитного изолятора, критическая температура существенно зависит от взаимной ориентации обменного поля в ферромагнетике и краев полоски. Данное наблюдение показывает, что появление в системе дополнительного выделенного направления (края сверхпроводника) способно существенно модифицировать свойства сверхпроводящего состояния системы.

В данной работе изучена анизотропия критической температуры и транспортных свойств краевых сверхпроводящих состояний в полубесконечной S-пленке на подложке ферромагнитного изолятора (рис. 1). Рассмотрен случай, когда вследствие неоднородности толщины S-слоя или электронной про-

зрачности между S- и F-слоями критическая температура сверхпроводящего фазового перехода локально повышается в узкой области вблизи края S-пленки вместе с локальной перенормировкой константы спин-орбитальной связи. При таких условиях в системе формируется локализованные вблизи края сверхпроводящие состояния, существующие при температурах выше критической температуры бесконечной S/F-структуры [2]. Мы показали, что критическая температура формирования таких локализованных состояний (квазиодномерных сверхпроводящих каналов) различна для различных ориентаций обменного поля ферромагнетика относительно края, а критический ток распаривания различается для двух противоположных направлений протекания тока вдоль канала.

## Теоретическая модель

Расчет критической температуры и критического тока проводился в рамках модели Гинзбурга — Ландау, модифицированной с учетом наличия спин-орбитального взаимодействия. В данной модели свободная энергия сверхпроводящей пленки имеет вид:

$$F = -[\alpha(T) + \gamma_0 \delta(x)] |\psi|^2 + \beta |\psi|^4 + \alpha_0 \xi_0^2 |\nabla \psi|^2 - i[\boldsymbol{\varepsilon} + \boldsymbol{\varepsilon}_1 \delta(x)] (\psi^* \mathbf{n} \times \nabla \psi - \text{c.c.}), \quad (1)$$

где  $\alpha(T)$  и  $\beta$  — стандартные параметры теории Гинзбурга — Ландау,  $\alpha_0 = \alpha(T = 0)$ ,  $\xi_0$  — интерполированная к нулевой температуре длина когерентности,  $\nabla$  — оператор градиента в плоскости S-пленки,  $\boldsymbol{\varepsilon} = [\mathbf{n} \times \mathbf{h}]$  — вектор, пропорциональный константе спин-орбитального взаимодействия и обменному полю ферромагнетика. Наличие спин-орбитального взаимодействия на S/F-границе учитывается в (1) путем добавления членов, содержащих комбинацию  $\psi^* \mathbf{n} \times \nabla \psi$ , локальное усиление сверхпроводимости вблизи края S-пленки описывается  $\delta$ -функциональной поправкой  $\gamma_0 \delta(x)$ , а возникающая при этом поправка к величине спин-орбитального взаимодействия описывается слагаемым  $\boldsymbol{\varepsilon}_1 \delta(x)$ .

## Основные результаты

Локализованная волновая функция, минимизирующая функционал (1) при температуре, близкой к

критической, имеет вид  $\psi = \exp(iqy - px)$ , где  $q$  — действительное, а  $p$  — комплексное волновое число. Критическая температура определялась как максимальная температура, при которой существует нетривиальное решение для  $\psi(x, y)$ , соответствующее  $F \leq 0$ . Расчеты показывают, что параметры  $p, q$  и критическая температура зависят от взаимной ориентации полубесконечного края структуры и обменного поля ферромагнетика. Расчеты показали, что разность значений критической температуры для случая, когда обменное поле перпендикулярно и параллельно краю, положительна и составляет  $\Delta T = 4\epsilon_1^2 \gamma_0^2 \alpha_0^{-3} \xi_0^{-6}$ .

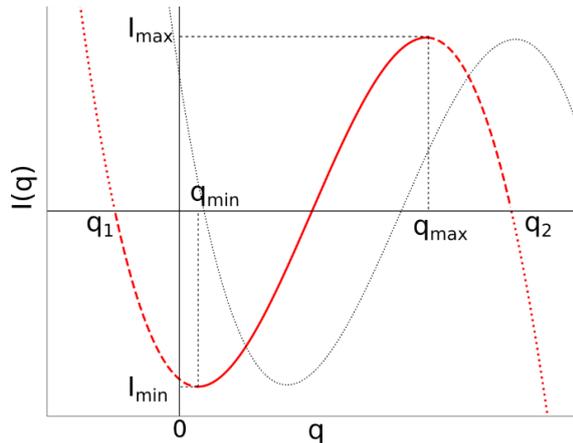


Рис. 2. Типичная зависимость тока  $I(q)$  для двух различных значений магнитного поля

Также показано, что в случае, когда обменное поле перпендикулярно краю сверхпроводника, может наблюдаться диодный эффект в локализованном сверхпроводящем состоянии: на зависимости сверхпроводящего тока от волнового вектора  $q$  значения тока распаривания для двух возможных направлений его протекания (вдоль и против оси  $y$ ) оказываются различными (рис. 2). Расчет показывает, что разность

значений критического тока распаривания составляет  $(I_{\max} - |I_{\min}|) / (I_{\max} + |I_{\min}|) = 2 / \sqrt{6 \cdot \epsilon_1 (T_c^* - T)^{1/2} T_c^{-1/2} \gamma_0^{-1} \xi_0^{-1}}$ , где  $T_c^*$  — температура зарождения локализованного сверхпроводящего состояния для данной ориентации обменного поля. Зависимости величины диодного эффекта от температуры для двух значений параметра  $\gamma_1 = \epsilon_1 / (\alpha_0 \xi_0^2)$  показаны на рис. 3.

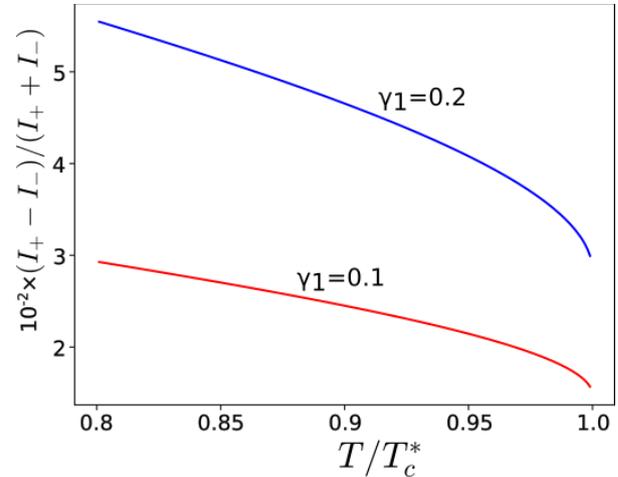


Рис. 3. Типичная зависимость величины диодного эффекта от температуры

### Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФ № 20-12-00053.

### Литература

1. O. A. Tikhomirov, O. V. Skryabina, L. S. Uspenskaya // J. Magn. Magn. Mat., **535**, 168071 (2021).
2. V. V. Averin, A. I. Buzdin, L. N. Bulaevskii // Sov. Phys. JETP, **57**, 426 (1983).

# Диссипативные и температурные эффекты в квантовом сверхпроводниковом нейроне

Д. А. Рыбин<sup>1,\*</sup>, М. В. Бастрасова<sup>1</sup>, Д. С. Пашин<sup>1</sup>, П. В. Пикунов<sup>1</sup>, А. Е. Щеголев<sup>1-3</sup>,  
Н. В. Кленов<sup>1,4</sup>, И. И. Соловьев<sup>1</sup>, А. М. Сатанин<sup>5</sup>

<sup>1</sup> Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, к. 3, Нижний Новгород, 603022

<sup>2</sup> НИИ ядерной физики им. Д. В. Скобельцына МГУ им. М. В. Ломоносова, м-н Ленинские Горы, 1с2, Москва, 119991.

<sup>3</sup> Московский технический университет связи и информатики, ул. Народного ополчения, 32, Москва, 111024

<sup>4</sup> Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, м-н Ленинские Горы, 1с2, Москва, 119991

<sup>5</sup> Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000

\*rybin@asgar.ru

Изучено влияние диссипации на схему модифицированного rf-СКВИДА, способного выдавать требуемую выходную характеристику для использования в качестве нейрона искусственной нейронной сети. Произведен анализ температурной зависимости системы, и построены плоскости параметров, оптимальных для дальнейшего использования схемы в качестве персептрона.

## Введение

Квантовые и сверхпроводниковые технологии уже в настоящее время демонстрируют потенциал их применения в создании квантовых искусственных нейронных сетей (ИНС) и элементов цифровой электроники [1, 2]. Главным преимуществом сверхпроводниковой технологии по сравнению с CMOS является низкое энергопотребление и быстродействие. В работе предлагается реализации квантового сверхпроводникового нейрона в составе многослойного персептрона на основе джозефсоновских контактов без резистивного шунтирования и изучается влияние диссипативных и температурных процессов на выходные характеристики.

## Схема

Нейрон на рис. 1 представляет собой модифицированную схему одноконтактного СКВИДа с индуктивностью  $l$  без резистивного шунтирования с дополнительной индуктивностью  $l_a$  и выходной индуктивностью  $l_{out}$ . Генерация нужного входного магнитного потока (типа флаксон,  $\phi_{in}(t)$ , см. рис. 1) происходит посредством джозефсоновской передающей линии (ДПЛ). Данная схема ранее успешно зарекомендовала себя как классический сверхпроводящий нейрон для персептрона [2].

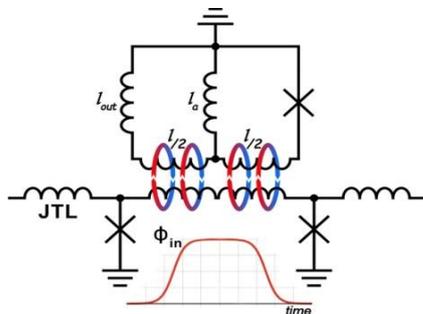


Рис. 1. Схема модифицированного rf-СКВИДа и типичный вид управляющего импульса (типа флаксон)

Согласно [3] гамильтониан нейрона имеет вид:

$$\hat{H} = \frac{E_C \hat{p}^2}{\hbar} + E_J \left[ \frac{(b\phi_{in}(t) - a\hat{\phi})^2}{2a} - \cos(\hat{\phi}) \right], \quad (1)$$

где  $a = \frac{l_a + l_{out}}{l_a + l_{out} + (l + l_n)}$ ,  $b = \frac{l_a + 2l_{out}}{2(l_a + l_{out} + (l + l_n))}$ ,  $l_a = l + 1$ ,  $E_J = \phi_0 I_c / 2\pi$ ,  $E_C = (2e)^2 / 2C$ ,  $\phi_0 = \hbar / 2e$ ,  $I_c$  — критический ток,  $[\hat{\phi}, \hat{p}] = i\hbar$ . Активационная функция такого нейрона определяется зависимостью среднего значения тока  $i_{out}$  от входного магнитного потока  $\phi_{in}(t)$ :

$$i_{out} = \langle i(t) \rangle = b\phi_{in} - a\langle \hat{\phi}(t) \rangle.$$

## Учет диссипации в системе

Для учета диссипации в системе мы помещаем ее в тепловой резервуар, используя линейную модель взаимодействия квантового нейрона и термостата:  $\hat{H}_{int} = k\hat{\phi} \sum_i (\hat{b}_i^\dagger + \hat{b}_i)$ , где  $\hat{b}_i^\dagger$  и  $\hat{b}_i$  — операторы рождения и уничтожения  $i$ -й бозонной моды,  $k$  — константа связи. Для описания состояния нейрона удобно использовать матрицу плотности в мгновенном собственном базисе  $|\psi_n(\phi, t)\rangle$ , задаваемом уравнением  $\hat{H}|\psi_n\rangle = E_n \psi_n$ :

$$\rho(t) = \sum_{m,n} \rho_{mn}(\phi, t) |\psi_m(\phi, t)\rangle \langle \psi_n(\phi, t)|.$$

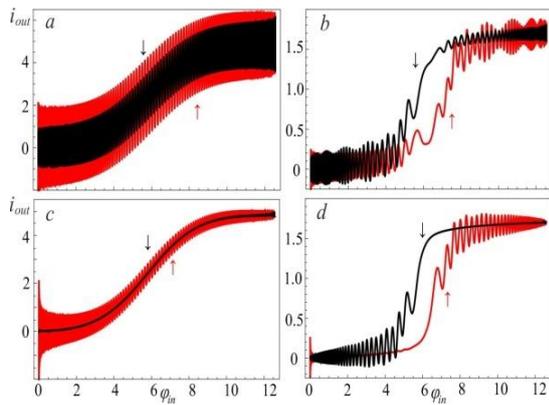
При адиабатическом изменении входного потока и в приближении Борна — Маркова обобщенное основное кинетическое уравнение [4] для матрицы плотности может быть записано следующим образом:

$$\dot{\rho}_{mn} = i \frac{E_n(t) - E_m(t)}{\hbar} \rho_{mn} - \sum_{a,b} \rho_{bn} W_{bana} - \sum_{c,d} \rho_{md} W_{dccn} + \sum_{e,f} (\rho_{ef} W_{emfn} + \rho_{fe} W_{enmf}),$$

где матричные элементы  $W_{abcd}$ :

$$W_{abcd} = \frac{\lambda}{2} \langle \psi_a | \hat{\phi} | \psi_b \rangle \langle \psi_c | \hat{\phi} | \psi_d \rangle [\theta(\omega_{ab}) (\bar{n}(\omega_{ab}) + 1) + \theta(\omega_{ba}) \bar{n}(\omega_{ba})].$$

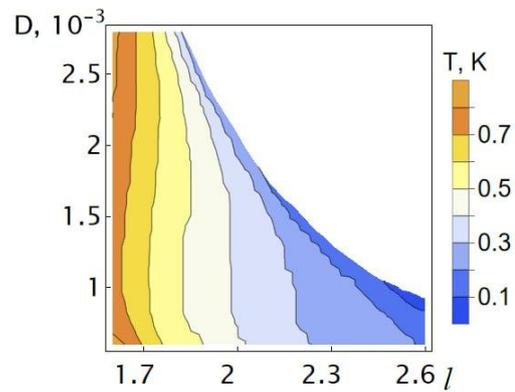
Здесь  $\lambda = 2\pi g k^2 / \hbar^2$  — перенормированная константа связи,  $\theta$  — функция Хевисайда,  $\bar{n}(\omega) = (e^{\omega\hbar/kT} - 1)^{-1}$  — распределение Планка,  $g$  — плотность бозонных мод, которая предполагается постоянной. На рис. 2,  $a-d$  представлены функции активации, полученные путем решения обобщенного основного кинетического уравнения. Начальные условия представляют собой суперпозицию состояний:  $(\psi_n(\phi, 0) + \psi_1(\phi, 0)) / \sqrt{2}$ . Как и следовало ожидать, осцилляции возникают из-за интерференции между уровнями, которые уменьшаются с ростом константы связи.



**Рис. 2.** Функции активации нейрона при  $l = 0.1$  (*a, c*) и  $l = 2.5$  (*b, d*) для различных перенормированных констант связи:  $\lambda = 0.005$  (*a, b*) и  $\lambda = 0.035$  (*c, d*)

### Влияние температуры

Обычно рабочая температура квантовых цепей с джозефсоновскими переходами выбирается много меньше характерного температурного масштаба  $\Delta E_{10} \gg kT$ . Предполагаем, что квантовый нейрон инициализирован в основном состоянии  $|\psi_0(\phi, 0)\rangle$ . При наличии внешнего поля  $\phi_{in}(t)$  расстояние между состояниями системы будет зависеть от времени и будет происходить сближение основного и первого возбужденного уровня в моменты нарастания и спада внешнего поля. При сильном сближении уровней  $\Delta E_{10} \sim kT$  наличие ненулевой температуры будет приводить к тепловому возбуждению, что выражается в нарушении сигмоидального характера функции активации. На рис. 3 представлена температурная карта, где допустимое среднеквадратичное отклонение  $i_{out}(\phi_{in})$  от математической сигмоиды не должно превышать  $< 10^{-4}$  в зависимости от параметров  $l$  (рис. 1) и характерной скорости изменения входного магнитного потока  $D$ .



**Рис. 3.** Область параметров с максимально допустимой температурой, при которой функция  $i_{out}(\phi_{in})$  слабо отличается от математической сигмоиды

Таким образом, изучен процесс переключения «квантового нейрона» при конечной температуре термостата и эффектах диссипации, приводящих к разрушению когерентности состояний. Выработаны рекомендации по функционированию схемы с учетом данных эффектов.

### Финансирование

Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 22-72-10075.

### Литература

1. M. Schneider, E. Toomey, G. Rowlands *et al.* // *Supercond. Sci. Technol.*, **35**, 053001(2022).
2. M. V. Bastrakova, A. A. Gorchavkina, A. E. Schegolev *et al.* // *Symmetry*, **13(9)**, 1735(2021).
3. M. V. Bastrakova, D. S. Pashin, D. A. Rybin *et al.* // *Beilstein J. Nanotechnol.*, **13**, 653(2021).
4. T. Albash, S. Boixo, D. Lidar *et al.* // *New Journal of Physics*, **14**, 123016(2012).

# Исследование двумерной модели локальных бозонов квантовым методом Монте-Карло

В. С. Рюмшин\*, В. А. Улитко, Ю. Д. Панов

Уральский федеральный университет, Екатеринбург  
\* vitaliy.riumshin@urfu.ru

Проведено исследование спиновых систем квантовым методом Монте-Карло. Проведена апробация расчетной программы путем сравнения результатов моделирования с результатами, полученными методом точной диагонализации для модели Гейзенберга  $S = \frac{1}{2}$ . Реализован алгоритм операторно-петлевого обновления для возможности исследования XXZ модели и модели локальных бозонов. Моделирование проводилось для систем размером до  $96 \times 96$

## Введение

В рамках данной работы проводится исследование спиновых моделей квантовым методом Монте-Карло. В работе рассматриваются антиферромагнитная модель Гейзенберга  $S = \frac{1}{2}$ , XXZ-модель  $S = \frac{1}{2}$  с анизотропией и внешним магнитным полем и эквивалентная ей модель hard-core (жестких или локальных) бозонов. Наибольший интерес представляет собой именно модель локальных бозонов. Бозонные модели широко используются для описания систем, демонстрирующих нетривиальную фазовую диаграмму с конкурирующими или смешанными состояниями. Различные варианты этих моделей в настоящее время используются для описания характеристик большого числа физических систем, включая высокотемпературные сверхпроводники [1], магнитные изоляторы во внешнем поле [2] и многие другие. Интерес к этим моделям возрос в последние годы после открытия сосуществования зарядового упорядочения и сверхпроводимости в купратах [3].

## Методика расчета

Исследование проводилось с использованием квантового метода Монте-Карло (SSE — Stochastic Series Expansion) с операторно-петлевым алгоритмом. Данный метод основан на разложении в ряд Тейлора гиббсовской экспоненты:

$$e^{-\beta H} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-\beta)^n}{n!} H^n, \quad (1)$$

$$Z = Tr(e^{-\beta H}) = \sum_n \sum_{s_n} \frac{(-\beta)^n}{n!} Tr\left(\prod_j^n H_{l_j}\right), \quad (2)$$

где  $Z$  — статистическая сумма,  $\beta$  — обратная температура,  $n$  — степень разложения,  $S_n$  — совокупность индексов  $l_j$ .

Статистика собирается по неединичным операторам  $H_{l_j}$  в так называемых «операторных строках». В данном исследовании рассматриваются модели со следующими гамильтонианами:

$$H = -J \sum_{b=1}^{N_b} \left( \frac{1}{4} - S_{i(b)}^z S_{j(b)}^z - \frac{1}{2} (S_{i(b)}^+ S_{j(b)}^- + S_{i(b)}^- S_{j(b)}^+) \right) + \frac{J N_b}{4}, \quad (3)$$

где  $S_i^+, S_i^-, S_i^z$  — операторы повышения, понижения спина и проекции спина на ось  $z$  на  $i$ -м узле соответственно,  $b$  — номер связи между узлами  $i(b)$  и  $j(b)$ ,  $N_b$  — число связей,  $J$  — обменное взаимодействие.

$$H = -J \sum_{b=1}^{N_b} \left[ \frac{\Delta}{4} + h_b + \varepsilon - \Delta \sum_{\langle ij \rangle} S_{i(b)}^z S_{j(b)}^z + h_b (S_{i(b)}^z + S_{j(b)}^z) - \frac{1}{2} \sum_{\langle ij \rangle} (S_{i(b)}^+ S_{j(b)}^- + S_{i(b)}^- S_{j(b)}^+) \right] + J N_b \left( \frac{\Delta}{4} + h_b + \varepsilon \right), \quad (4)$$

где  $\Delta$  — параметр аксиальной анизотропии,  $h_b$  — внешнее магнитное поле,  $\varepsilon$  — константа.

$$H = -t \sum_{\langle ij \rangle} (a_i^+ a_j + a_i a_j^+) + V \sum_{\langle ij \rangle} n_i n_j - \mu \sum_i n_i, \quad (5)$$

где  $a_i^+, a_i$  — операторы рождения (уничтожения) жесткого бозона,  $n$  — оператор числа частиц,  $V$  — кулоновское отталкивание ближайших соседей,  $t$  — интеграл переноса и  $\mu$  — химический потенциал.

## Результаты и их обсуждение

При исследовании модели локальных бозонов существует проблема, связанная с появлением области фазового расслоения между сверхтекучей и твердой фазами [6]. Расчеты в рамках среднего поля и приближения Бете не предсказывают появление «критической линии» [7], в отличие от моделирования квантовым методом Монте-Карло [6].

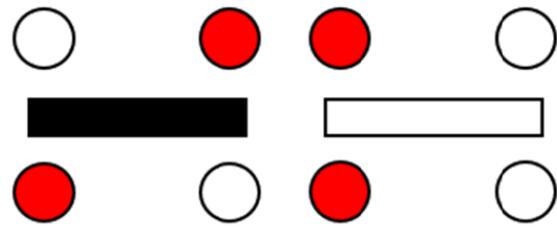
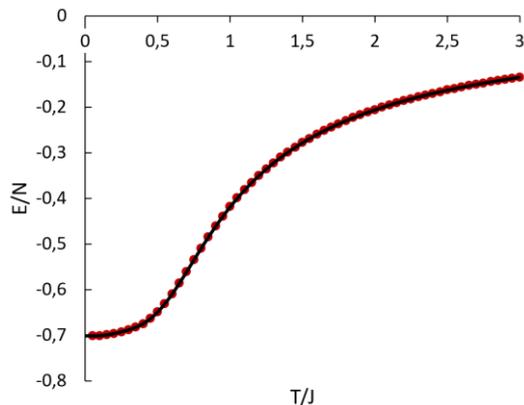


Рис. 1. Примеры вершин. Красный и белый кружки — направление спина вверх и вниз соответственно, черный и белый прямоугольники — недиагональный и диагональный операторы

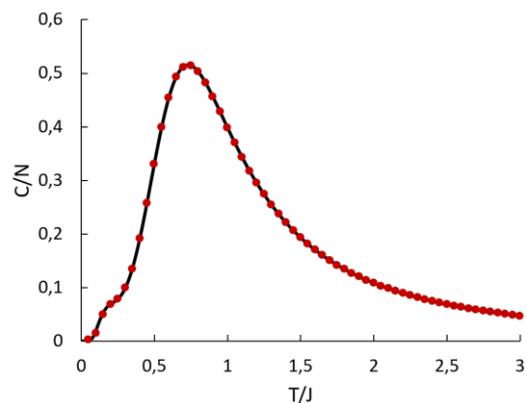
Для возможности исследования XXZ-модели и модели локальных бозонов с опорой на работы [4, 5] была адаптирована расчетная программа путем реализации нового петлевого алгоритма на языке программирования C++. В отличие от операторно-петлевого

обновления для модели Гейзенберга, здесь операторы могут появляться на 6 типах «вершин» (рис. 1), которые представляют собой два состояния, до действия оператора и после, а также сам оператор, действующий на эти состояния. Направление петли зависит от соответствующих вероятностей для каждой вершины.



**Рис. 2.** Энергия для системы  $4 \times 4$ . Черная линия — моделирование квантовым МК, красные точки — точная диагонализация

Адаптация расчетной программы позволяет провести исследование модели локальных бозонов, построить фазовую диаграмму и определить характер перехода порядок-беспорядок при разных отношениях  $V/t$ . Корректность работы расчетной программы и, в частности, операторно-петлевого алгоритма была проверена путем сравнения результатов моделирования для модели Гейзенберга  $S = 1/2$  с результатами, полученными методом точной диагонализации (рис. 2 и 3).



**Рис. 3.** Теплоемкость для системы  $4 \times 4$ . Черная линия — моделирование квантовым МК, красные точки — точная диагонализация

### Финансирование

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ, проект FEUZ-2023-0017.

### Литература

1. N. H. Lindner, A. Auerbach // *Phys. Rev. B*, **81**, 054512 (2010).
2. T. Giamarchi, C. Rüegg, O. Tchernyshyov // *Nature Physics*, **4**, 198 (2008).
3. G. Ghiringhelli, M. Le Tacon, M., Minola et al. // *Science*, **337**, 821 (2012).
4. O. F. Syljuåsen, A. W. Sandvik // *Phys. Rev. E*, **66**, 046701 (2002).
5. A. W. Sandvik // *Phys. Rev. B*, **59**, R14157 (1999).
6. G. Schmid, S. Todo, M. Troyer et al. // *Phys. Rev. Letters*, **88**, 167208 (2002).
7. E. L. Spevak, Y. D. Panov, A. S. Moskvin // *Physics of the Solid State*, **63**, 1546 (2021).

# Diffusive limit in YBCO films with non-zero $T_c$

A. V. Antonov<sup>1</sup>, D. V. Masterov<sup>1</sup>, A. N. Mikhaylov<sup>2</sup>, S. V. Morozov<sup>1</sup>, S. A. Pavlov<sup>1</sup>,  
A. E. Paraphin<sup>1</sup>, D. I. Tetelbaum<sup>2</sup>, S. S. Ustavsichikov<sup>1,2</sup>, P. A. Yunin<sup>1,2</sup>, D. A. Savinov<sup>1,2,\*</sup>

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

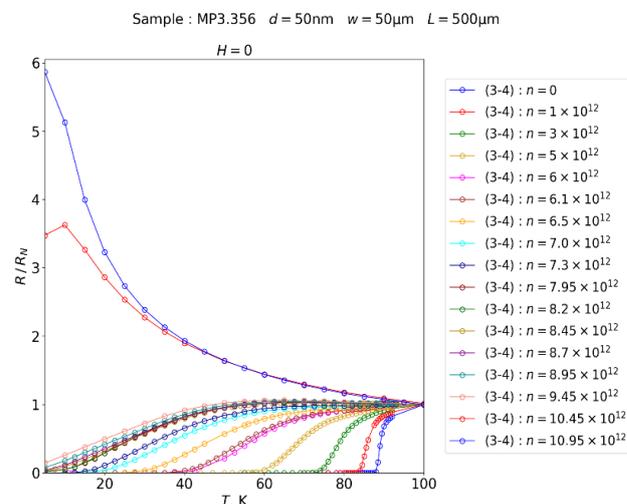
<sup>2</sup> Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, 23 Gagarina, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

\* savinovda@ipmras.ru

We study the distinctive features of broadening of superconducting transition in irradiated  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  epitaxial thin films at high magnetic fields  $H$ . Magnetotransport measurements of in-plane resistance  $R(H, T)$  have been carried out for different doses  $n_D$  of xenon ion irradiation of the film. We propose a criterion for  $R$  inside the superconducting transition that reveals the phase-transition line  $H_{c2}(T)$ . The criterion is analyzed depending on the concentration of defects in the film. We also derive the superconducting coherence length  $\xi_0$  and study its dependence vs zero-field critical temperature  $T_{c0}$ . With experimental accuracy, this dependence is described by an inverse root law. So, we predict a coherence-length enhancement in irradiated  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  thin superconducting films which significantly differs from the case of conventional superconductors, where  $\xi_0$  usually decreases with an increasing of defect concentration. Based on the Drude model, we estimate the mean-free path  $\ell$  at each stage of ion irradiation and find the critical radiation dose  $n_D^* \approx 6.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  when  $\xi_0 \approx \ell$ . We conclude that exceeding the threshold dose  $n_D^*$ , the film appears to be in a diffusive limit but remains superconducting up to the metal-insulator transition which occurs at  $n_D > 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ .

In our work, we suggest a criterion for the determination of  $H_{c2}(T)$  in optimally doped  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  epitaxial thin films. We study this problem for a virgin sample as well as for the irradiated one. The question of such a criterion appears to be rather relevant because of the broadening of superconducting transition. This problem was previously addressed in Ref. [1]. The authors investigated a typical resistance inside the superconducting drop which determines the phase-transition line  $H_{c2}(T)$  in highly disordered thin-film superconductors  $\text{In}/\text{InO}_x$  with critical temperature  $T_{c0} = 2$  K. The case of high- $T_c$  oxides (e.g.,  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  epitaxial films) deserves a special attention because of a very broadening superconducting transition in a magnetic field  $H$ . Here, we study the distinctive features of this broadening in virgin and irradiated  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  epitaxial thin films at high magnetic fields  $H$ . We carry out magnetotransport measurements of in-plane resistance  $R(H, T)$  for different doses  $n_D$  of xenon ion irradiation of the film. The irradiation results in a modification of the superconducting transition of the film even in zero magnetic field which is demonstrated in fig. 1. Considering experimental data with different  $H$ , we study the resistance value  $R^*$  which separates the superconducting-transition broadening caused by the motion of vortices from the broadening caused by another possible mechanisms. At rather low  $R$ , the phase-transition lines display an «upward curvature» behavior near  $T_{c0}$ . Such behavior of  $H_{c2}(T)$  would result in much smaller critical field values and critical-field slopes than they are indeed in this material. A gradual increase in the resistance level  $R$  leads to a smoothly trend into a linear dependence of the phase-transition line  $H(T)$ . Hence, the phase-transition line  $H(T)$  becomes linear when  $R$  reaches the value  $R^*$  and this is the point at the superconducting drop which corresponds to  $H = H_{c2}$ . Indeed, for higher resistance levels  $R$  inside the superconducting drop, the  $H(T)$ -dependences appear to be linear with different slopes. We claim that this part of the superconducting-transition broadening is mainly associated with spatial variation of  $T_{c0}$ , superconducting fluctuations, surface superconductivity, features of localized superconductivity nucleation in the increasing magnetic field  $H$ , etc. Considering such procedure for the determination of  $H_{c2}(T)$ -lines, we study the values of  $R^*$  for the virgin sample as well as for this

sample after ion irradiation. For a virgin sample, we find  $R^* = 0.4R_N$  which corresponds to known literature data for epitaxial films  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  presented, e.g., in Ref. [2]. Here,  $R_N = R(T = 100 \text{ K})$ . For irradiated sample, zero-field superconducting drop  $R(T)$  appears to be more smearing. And the smearing becomes more pronounced when we increase the ion fluence (see fig. 1). We obtain a change of  $R^*$  and derive critical field values and critical-field slopes in this case as well. We argue that  $R^*$  decreases up to zero with a gradual increase of  $n_D$  from the value  $n_D = 0$  which corresponds to a virgin sample. The sample becomes strongly inhomogeneous and the vortex effect on the broadening of resistive transition manifests only in the vicinity of  $R = 0$ .



**Fig. 1.** The superconducting transition  $R(T)$  at  $H = 0$  for different doses of xenon irradiation presented in  $\text{cm}^{-2}$  in the inset

Our further considerations are related to the study of zero-temperature superconducting coherence length  $\xi_0$  in virgin and irradiated thin film samples  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ . Irradiation produces defects inside the sample which can affect on coherence length scales. In a present issue, we do study the dependence of  $\xi_0$  vs the degree of disorder in the film. We use a regular approach for the determination of  $\xi_0$ , i.e., we study the temperature dependence  $H_{c2}(T)$  and its slope  $K = dH_{c2}/dT(T=T_{c0})$ . The upper critical field

$H_{c2}$  is derived from experimental data  $R(H, T)$  in accordance with an appropriate criterion  $R = R^*$  discussed above. Further, we use simplified WHH equation to estimate  $H_{c2}(0)$  and, consequently,  $\xi_0$  (see Ref. [3]). So, we have:

$$\xi_0 = \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi H_{c2}(0)}} \approx \sqrt{\frac{\Phi_0}{1.4\pi K \cdot T_{c0}}} \quad (1)$$

We use the formula (1) for determination of  $\xi_0$  at each stage of ion irradiation. As a result, we derive the dependence of  $\xi_0$  vs the critical temperature  $T_{c0}$  that decreases during irradiation. With experimental accuracy, we obtain the critical-field slope  $K$  to be invariant under irradiation. Therefore, in accordance with the expression (1), the dependence  $\xi_0(T_{c0})$  is described by an inverse root law. So, we predict a coherence-length enhancement in irradiated

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  thin superconducting films which significantly differs from the case of conventional superconductors ( $s$ -type of pairing), where  $\xi_0$  usually decreases with increasing of defect concentration due to the well-known coherence-length renormalization.

Further, we use the Drude model to estimate the mean-free path  $\ell$  at each stage of ion irradiation:

$$\ell = \frac{mv_F}{e^2 n_0 \rho_0}, \quad (2)$$

where  $m$  is an effective electron mass in the  $ab$  plane,  $v_F$  is the Fermi velocity,  $n_0$  is a free charge carrier concentration, and  $\rho_0$  is a residual resistivity. Here, we consider  $\rho_N = \rho(T = 100 \text{ K})$  as a possible estimate for  $\rho_0$ . Using

these data, we study the dependence of  $\ell$  vs  $\rho_N$ , corresponding different ion fluences. As a result, we can compare  $\xi_0$  and  $\ell$  at each stage of ion irradiation. Considering, e.g., a virgin sample, we have  $\ell \approx 5 \text{ nm}$  and  $\xi_0 \approx 1.6 \text{ nm}$ . This corresponds to a clean limit when  $\ell > \xi_0$ . Increasing the irradiation dose  $n_D$ ,  $\rho_N$  grows while  $T_{c0}$  falls down. In accordance with formulas (1) and (2), we derive a reduction of  $\ell$  and an enhancement of  $\xi_0$ . Thus, we find  $n_D = n_D^* = 6.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  when  $\xi_0 \approx \ell \approx 2.5 \text{ nm}$ . We conclude that  $n_D^*$  appears to be a critical radiation dose which describes a crossover from a clean limit to the dirty one. Note that this ion fluence corresponds to  $T_{c0} \approx 30 \text{ K}$ . At rather high ion fluences, the film still behaves like typical metal above the superconducting transition. But for strong ion fluences  $n_D > 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ , the material goes continuously through the metal-insulator transition (see fig. 1). So, exceeding the threshold dose  $n_D^*$ , the film appears to be in a diffusive limit but remains superconducting up to the metal-insulator transition which occurs at  $n_D \approx 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ . A simple theoretical model based on the description in terms of a diffusive coefficient should be applicable in this case. We will develop it in our further studies.

## Referens

1. M. A. Paalanen and A. F. Hebard // Appl. Phys. Lett., **45**, 794 (1984).
2. C. Xiaowen, W. Zhihe, and Xu Xiaojun // Phys. Rev. B, **65**, 064521 (2002).
3. E. Helfand, N. R. Werthamer // Phys. Rev. Lett., **13**, 686 (1964).

# Спонтанная генерация вихрей ферромагнитным диском в тонкой сверхпроводящей пленке со связью Рашбы

А. В. Самохвалов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афоново, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
samokh@ipmras.ru

В лондоновском приближении найдены условия формирования и структура вихревого состояния в гибридной системе с эффектом близости, состоящей из диска ферромагнитного изолятора (ФИ) на поверхности тонкой пленки сверхпроводника (С) s-типа, если на границе сверхпроводник — ферромагнетик заметную роль играет спин-орбитальное (СО) взаимодействие Рашбы.

Существенное влияние на магнитные и транспортные свойства гибридных систем сверхпроводник — ферромагнетик (СФ) оказывают спин-орбитальные (СО) эффекты, когда импульс электрона  $\mathbf{p}$  оказывается связанным со спином  $\boldsymbol{\sigma}$ . Для широкого класса сверхпроводящих (С) структур с планарной геометрией подобные эффекты возникают из-за СО-взаимодействия Рашбы  $v_R [\mathbf{n}, \mathbf{p}] \cdot \boldsymbol{\sigma}$ , возникающего на интерфейсах структур [1]. Здесь  $\mathbf{n}$  — это единичный вектор вдоль направления, в котором нарушена симметрия относительно пространственной инверсии, а  $v_R$  — характерная скорость Рашбы, определяющая константу СО-связи  $\alpha_R = \hbar v_R$ . Спин-орбитальное взаимодействие Рашбы в сочетании с обменным полем  $\mathbf{h}$  делает состояние с импульсом в направлении  $[\boldsymbol{\sigma}, \mathbf{n}]$  более энергетически выгодным, что приводит к формированию состояний с ненулевым спонтанным током в гибридных СФ-системах с неоднородностью обменного поля и/или СО-взаимодействия [2]. Наряду с генерацией спонтанного тока, совместное действие обменного поля и СО-взаимодействия Рашбы способно индуцировать в тонкой пленке сверхпроводника вихри Пирла, расположенные по периметру области, покрытой ферромагнетиком [3, 4].

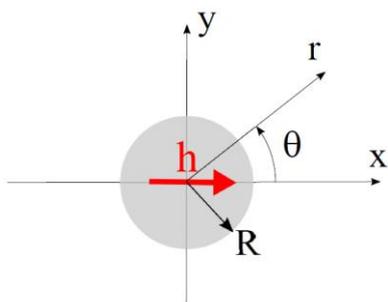


Рис. 1. Схематическое изображение модельной СФ-структуры: однородно намагниченный ( $\mathbf{h} = h \mathbf{x}_0$ ) диск радиуса  $R$  на поверхности тонкой сверхпроводящей пленки

В докладе представлены результаты исследования влияния СО-взаимодействия на границе ферромагнитного изолятора (ФИ) в форме диска и тонкой пленки синглетного сверхпроводника на возникновение в пленке спонтанных сверхпроводящих токов и вихрей Пирла, если радиус диска  $R$  сравним с эффективной глубиной проникновения магнитного поля  $\Lambda$ , а внешнее магнитное поле отсутствует. В этих условиях (при  $R \sim \Lambda$ ) становится существенным фактор экранировки магнитного поля, создаваемого сверх-

током и вихрями в пленке. В лондоновском приближении получены аналитические решения, описывающие распределение спонтанного сверхтока в пленке и созданного им магнитного поля. На границе области, занятой ФИ диском, нормальная к плоскости пленки компонента поля возрастает, а тангенциальная к границе компонента сверхтока изменяет своё направление на противоположное. Такое характерное поведение сверхтока и магнитного поля по периметру диска свидетельствует о возможности подавления здесь сверхпроводящего параметра порядка даже при низких температурах  $T$ , далеких от критической  $T_c$  и появления в этой области вихрей Пирла [3, 4].

На рис. 1 схематично показан вид исследуемой модельной гибридной СФ-структуры: однородно намагниченный ФИ-диск радиуса  $R \sim \Lambda$  на сверхпроводящей пленке толщиной  $d$  ( $\lambda_F \ll d \ll \xi$ ). Здесь  $\lambda_F$  — фермиевская длина волны С-металла в нормальном состоянии, а  $\xi$  — сверхпроводящая длина когерентности. Эффективное обменное поле  $\mathbf{h} = h \mathbf{x}_n$ , индуцируемое в ограниченной области С-пленки под диском будем считать однородным по толщине, так что  $h \sim 1/d$ . Совместное действие сверхпроводящего спаривания, СО-взаимодействия на СФ-интерфейсе и спин-расщепляющего обменного поля приводит к формированию неоднородного С состояния, которое на феноменологическом уровне может быть описано добавлением в функционал свободной энергии линейного по оператору импульса  $\mathbf{D} = -i\hbar\nabla + (2e/c)\mathbf{A}$  слагаемого (инварианта Лифшица)  $\sim [\mathbf{n}, \mathbf{h}] \cdot \boldsymbol{\psi}^* \mathbf{D} \boldsymbol{\psi}$ , устанавливающего связь между обменным (или магнитным) полем и сверхтоком при наличии СО-связи. Из-за нарушенной симметрии относительно пространственной инверсии, в поверхностном слое толщиной  $l_{SO} \sim \hbar/\sqrt{2mE_g} \ll d$  присутствует СО-взаимодействие Рашбы, где  $E_g$  — типичная величина запрещенной зоны в ФИ. Ограничиваясь лондоновским приближением и пренебрегая неоднородностью амплитуды С-параметра порядка  $\boldsymbol{\psi} = |\psi| e^{i\phi(\mathbf{r})}$ , линейный по импульсу вклад в свободную энергию, усредненный по толщине пленки, можно записать в виде

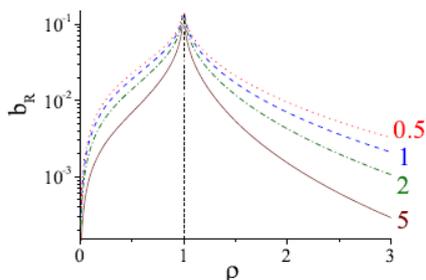
$$F_L = \frac{\alpha_R l_{SO}}{E_F} |\psi|^2 \int d\mathbf{r} [\mathbf{n}, \mathbf{h}] \left( \nabla\phi + \frac{2\pi}{\Phi_0} \mathbf{A} \right),$$

где  $\Phi_0$  — квант магнитного потока,  $E_F$  — энергия Ферми в С-металле, а  $\mathbf{r}$  — радиус-вектор в плоскости структуры. В лондоновском приближении с учетом инварианта Лифшица были получены аналитические

решения, описывающие состояния со спонтанным сверхтоком, возникающим из-за СО-взаимодействия в присутствии спинового расщепления. Выполнены расчеты распределения магнитного поля, которое создается спонтанным сверхтоком в окрестности ФИ-диска. На рис. 2 показана зависимость нормальной к плоскости диска компоненты магнитного поля

$$B_z^\alpha(r, \theta, 0) = -\frac{\Phi_0 R \alpha_0}{4\pi\Lambda^2} b_R \left(\frac{r}{R}\right) \cos \theta, \quad \alpha_0 = \frac{8\pi l_{SO}}{d\lambda_R} \frac{h}{E_F},$$

для нескольких значений радиуса ФИ-диска  $R$ , где  $\lambda_R = 2\pi\hbar/mv_R$  — длина волны, соответствующая импульсу Рашбы. Отличие кривых  $b_R(\rho)$  для разных значений  $R/\Lambda$  отражает эффект влияния экранировки на распределение сверхтока в пленке и индуцируемого им магнитного поля при  $R \geq \Lambda$ . Появление вихрей в пленке на границе области, занятой ФИ-диском, становится возможным уже при относительно слабых СО-взаимодействиях и спиновом расщеплении, когда характерная длина  $l_\alpha = \alpha_0^{-1} \sim \Lambda$  заметно превышает длину когерентности  $\xi$ , а возникающий в такой гибридной структуре спонтанный сверхток заметно меньше тока распаривания.



**Рис. 2.** Радиальная зависимость нормальной к пленке компоненты магнитного поля нескольких значений  $R/\Lambda$

Были найдены оптимальные конфигурации вихрей, состоящие из нескольких ( $N_v = 1-3$ ) пар вихрь — антивихрь, свободная энергия для которых принимает минимальное значение при заданных параметрах ФС-структуры и силы СО-связи. Для случая сильной СО-связи  $\xi \ll l_\alpha \ll \sqrt{R}\xi$  найдена структура распределенного вихревого источника, расположенного на периметре диска, в присутствии которого спонтанный ток в значительной степени подавлен или отсутствует.

## Финансирование

*Работа выполнялась при финансовой поддержке РФФИ (грант № 20-12-00053).*

## Литература

1. L. P. Gor'kov, E. I. Rashba // *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 037004 (2001); V. M. Edelstein // *Phys. Rev. B*, **67**, 020505 (2003).
2. S. Mironov, A. Buzdin // *Phys. Rev. Lett.*, **118**, 077001(2017); S. S. Pershoguba, S. Nakosai, A. V. Balatsky // *Phys. Rev. Lett.*, **115**, 116602 (2015); A. G. Mal'shukov // *Phys. Rev. B*, **93**, 054511 (2016); J. Baumard, J. Cayssol, F. S. Bergeret et al. // *Phys. Rev. B*, **99**, 014511 (2019); J. W. A. Robinson, A. V. Samokhvalov, A. I. Buzdin // *Phys. Rev. B*, **99** 180501(R) (2019).
3. L. A. B. Olde Olthof, X. Montiel, J. W. A. Robinson, et al. // *Phys. Rev. B*, **100**, 220505(R) (2019).
4. A. G. Mal'shukov // *Phys. Rev. B*, **101**, 134514 (2020); *Phys. Rev. B*, **102**, 144503 (2020).

# Флуктуационная проводимость при произвольной силе беспорядка

Н. А. Степанов\*, М. А. Скворцов

<sup>1</sup> Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, пр. Ак. Семенова, д. 1-А., Черноголовка, Московская обл., 142432 \*stepanov@itp.ac.ru

Построена теория флуктуационной проводимости сверхпроводников в широком диапазоне температур  $T > T_c$  и при произвольной силе беспорядка, измеряемой безразмерным параметром  $T_c\tau$  ( $\tau$  — время свободного пробега). Учтены все возможные варианты усреднения по беспорядку трех стандартных вкладов: Асламазова — Ларкина, Маки — Томпсона и вклада от перенормировки плотности состояний, для чего использована техника Келдыша. Получено общее выражение для произвольной размерности пространства. Полный анализ произведен для геометрии тонкой пленки, для которой выведены формулы, аналитически описывающие весь кроссовер от грязного ( $T_c\tau \ll 1$ ) к чистому ( $T_c\tau \gg 1$ ) пределу.

## Введение

В сверхпроводниках при температуре выше критической отсутствуют устойчивые куперовские пары. Тем не менее, благодаря тепловым флуктуациям могут возникать куперовские пары с конечным временем жизни. Наличие таких пар модифицирует тепловые и транспортные характеристики сверхпроводника при  $T > T_c$ . Наиболее известным эффектом такого рода является поправка к проводимости. Впервые прямой вклад в проводимость от флуктуационных куперовских пар был изучен в пионерской работе Асламазова и Ларкина [1]. В дальнейшем были изучены и другие вклады [2, 3]. Исходно теория флуктуационной проводимости описывала непосредственную окрестность перехода в грязном пределе, когда  $T_c\tau \ll 1$ . В 1980-е годы результаты для грязных сверхпроводников были получены при всех  $T \gg T_c$  [4]. Появление высокотемпературной сверхпроводимости в 1990-е годы стимулировало интерес к менее разупорядоченным сверхпроводникам, что потребовало обобщения теории на чистый случай  $T_c\tau \gg 1$  [5, 6].

В работе [7] нами была изучена флуктуационная поправка к проводимости для  $s$ -волнового сверхпроводника, описываемого моделью БКШ, при произвольных  $T > T_c$  и произвольной силе беспорядка.

## Постановка задачи и метод решения

Беспорядок предполагается гауссовым с коррелятором:  $\langle U(\mathbf{r})U(\mathbf{r}') \rangle = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')/2\pi\nu\tau$ , где  $\nu$  — плотность состояний на уровне Ферми на одну проекцию спина, а  $\tau$  — время свободного пробега электрона. Поправка к проводимости вычисляется стандартным диаграммным образом через коррелятор ток-ток в первом порядке по сверхпроводящим флуктуациям. Как обычно, до усреднения по беспорядку имеются три скелетные диаграммы (рис. 1).

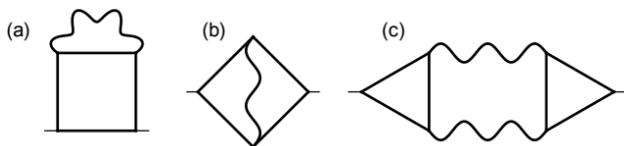


Рис. 1. Однопетлевые диаграммы для проводимости, до усреднения по беспорядку:  $a$  — вклад плотности состояний (DOS),  $b$  — поправка Маки — Томпсона (MT),  $c$  — поправка Асламазова — Ларкина (AL)

Вычисления проводятся в технике Келдыша. Такой подход был выбран, поскольку альтернативный вариант — Мацубаровская техника — требует вычисления на мнимых частотах с последующим аналитическим продолжением, которое необходимо делать для разных вкладов по-разному.

Усреднение по беспорядку проходит в рамках крестовой диаграммной техники, где надо нарисовать все возможные примесные линии без самопересечений. Такая процедура различается для разных вариантов выбора запаздывающих и опережающих электронных функций Грина. Возникающие блоки вычисляются точно, не предполагая диффузионного приближения.

## Результаты

В результате описанного усреднения по беспорядку получена довольно сложная формула, описывающая флуктуационную проводимость при произвольной температуре и силе беспорядка [7]. Она была изучена для двумерной геометрии (пленка) в четырех предельных случаях, где получены аналитические выражения для проводимости, приводимые ниже. Выполненный точный учет всех вкладов позволяет провести критический анализ известных в литературе результатов.

### Диффузный режим вблизи перехода

Основной вклад приходит от парапроводимости (AL) и от сингулярной поправки Маки — Томпсона (MT). С учетом следующего за ведущим порядком имеем

$$\delta\sigma_1 \approx \frac{1+2 \ln(\epsilon/\gamma)}{16\epsilon} - \frac{21\zeta(3)}{2\pi^4} \ln \frac{1}{\epsilon}, \quad (1)$$

где  $\epsilon = \frac{\ln T}{T_c}$  (вблизи перехода  $\epsilon \ll 1$ ), а безразмерный параметр  $\gamma^{-1} \sim T\tau_\omega$  определяется временем  $\tau_\omega$  сбоя фазы электрона. Результат (1) совпадает с работой [8] и отличается от [9], где был получен другой коэффициент перед сублидирующим  $\ln \frac{1}{\epsilon}$ .

### Диффузный режим вдали от перехода

Впервые все вклады в этой области были рассмотрены в [4]. Частично мы воспроизводим результаты этой работы, но часть вкладов оказалась отлич-

ной. Для проводимости самыми главными поправками оказываются диаграммы типа DOS и МТ:

$$\delta\sigma_2 \approx -\frac{1}{2\pi^2} \ln \frac{\ln(1/T_c\tau)}{\epsilon} + \frac{1}{12} \frac{\ln 1/\gamma}{\epsilon^2}. \quad (2)$$

Полученный результат совпадает с [8], но не совпадает с [4].

### Баллистический режим вблизи перехода

В зависимости от соотношения между длиной пробега  $l$  и температурно-зависящей длиной когерентности  $\xi(T) = \xi_c/\sqrt{\epsilon}$  ( $\xi_c = 7\zeta(3)D/16\pi^2\tau T^2$ ) эта область дополнительно подразделяется на две: чистый предел,  $\xi_0 \ll l \ll \xi(T)$ , и суперчистый предел,  $\xi(T) \ll l$ , в которых получают слегка разные вклады от диаграммы типа МТ:

$$\delta\sigma_3[l \ll \xi(T)] \approx \frac{1}{16\epsilon} + \frac{1}{8} \frac{1}{\epsilon-\gamma} \ln \frac{\epsilon}{\gamma}, \quad (3a)$$

$$\delta\sigma_3[l \gg \xi(T)] \approx \frac{1}{16\epsilon} + \frac{\pi T\tau}{\sqrt{14}\zeta(3)\epsilon} \ln \frac{l}{\xi(T)}, \quad (3b)$$

где  $\gamma^{-1} \sim T^2\tau\tau_\omega$ . В этой области воспроизводится вклад АЛ и полученный ранее вклад МТ [10]. В работе [5] изучались следующие порядки по  $\epsilon$  и был обнаружен вклад пропорциональный  $(T_c\tau)^2$  в диаграмме типа DOS. При детальном рассмотрении выяснилось, что такой член действительно присутствует в диаграммах DOS и МТ по отдельности, однако при учете обоих происходит точное сокращение членов, пропорциональных  $\tau^2$ .

### Баллистический режим вдали от перехода

В этом пределе лидирующими являются диаграммы типа DOS и МТ, и их совместный вклад имеет вид

$$\delta\sigma_4 \approx \text{const} + \frac{T\tau}{\pi\epsilon} + 0.19 \frac{T\tau \ln(T \min(\tau, \tau_\phi))}{\epsilon^2}. \quad (4)$$

Полученный результат не совпадает ни с одним из немногочисленных имеющихся в литературе выражений. Например, в работе [6] утверждается, что лидирующей поправкой является вклад АЛ, пропорциональный  $\epsilon^{-3}$ .

Отметим, что поправка (4) является немонотонной функцией температуры. Такое поведение объясняется тем, что вклад типа DOS описывает подавление плотности состояний нормальных электронов за счет образования пар. Чем дальше от перехода, тем меньше уходит электронов из нормального состояния.

Полная поправка к проводимости как функция температуры выше перехода представлена на рис. 2 для разной силы беспорядка. Хорошо видна сингулярность проводимости при приближении к переходу, а также немонотонное поведение при росте температуры в баллистической области.

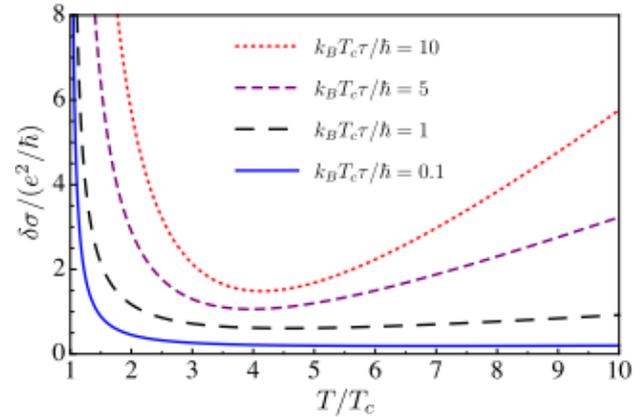


Рис. 2. Температурная зависимость поправки к проводимости, для разных значений параметра  $T_c\tau$ . Расчет проведен для времени дефазировки  $T_c\tau_\phi = 100$

### Литература

1. Л. Асламазов, А. И. Ларкин // Физика тверд. тела, **10**, 1104 (1968).
2. K. Maki // Prog. of Theor. Phys., **40**, 193 (1968).
3. R. S. Thompson // Phys. Rev. B, **1**, 327 (1970).
4. B. L. Al'tshuler, A. A. Varlamov, M. Y. Reizer // Zh. Eksp. Teor. Fiz., **84**, 2280 [Sov. Phys. JETP **57**, 1329] (1983).
5. V. V. Dorin et al. // Phys. Rev. B, **48**, 12951 (1993).
6. L. Reggiani, R. Vaglio, A. A. Varlamov // Phys. Rev. B, **44**, 9541 (1991).
7. N. A. Stepanov, M. A. Skvortsov // Phys. Rev. B, **97**, 144517 (2018).
8. K. S. Tikhonov, G. Schwiete, A. M. Finkel'stein, Phys. Rev. B, **85**, 174527 (2012).
9. A. Glatz, A. A. Varlamov, and V. M. Vinokur // Phys. Rev. B, **84**, 104510 (2011).
10. M. Randeria, A. A. Varlamov // Phys. Rev. B, **50**, 10401 (1994).

# Сверхпроводимость в тонких пленках нитрида рутения

А. С. Ильин<sup>1,2</sup>, А. О. Стругова<sup>2</sup>, И. А. Кон<sup>1,2</sup>, О. А. Соболевский<sup>3</sup>, Л. А. Моргун<sup>3</sup>,  
А. В. Садаков<sup>3</sup>, В. П. Мартовицкий<sup>3</sup>, Г. В. Рыбальченко<sup>3</sup>, С. В. Зайцев-Зотов<sup>1,2,\*</sup>

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

<sup>2</sup> Высшая школа экономики, Физический факультет, ул. Ст. Басманная, д. 21/4, стр.5, Москва, 105066

<sup>3</sup> Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, г. Москва, Ленинский пр., д. 53, 119991

\* serzz@cplire.ru

Обнаружена сверхпроводимость в пленках RuN, полученных методом реактивного магнетронного распыления. Критическая температура сверхпроводящего перехода составляет от 0,77 до 1,29 К, в зависимости от подложки. Определены параметры кристаллической решетки сверхпроводящих пленок: решетка кубическая с параметрами  $a = b = c = 4.5586 \text{ \AA}$ ,  $\alpha = \beta = \gamma = 87.96^\circ$ . Результаты измерения температурных зависимостей второго критического магнитного поля  $H_{c2}(T)$  зависят от подложки и в рамках модели WHH дают значения  $H_{c2}(0) = 2.3\text{--}4.1 \text{ Т}$  и  $\xi = 9\text{--}12 \text{ нм}$  для длины когерентности

## Введение

Нитриды переходных металлов привлекают интерес исследователей в течение десятилетий возможностями их использования для решения широкого круга задач в электронике. При этом многие из них являются сверхпроводниками со сравнительно высокой критической температурой перехода  $T_c$ , которая оказывается выше, чем критическая температура исходного элемента — переходного металла. Наиболее хорошо изучены сверхпроводящие свойства нитридов ниобия и титана, и несколько в меньшей степени нитриды большинства других переходных металлов: циркония, ванадия, гафния, молибдена, вольфрама, тантала и рения. При этом, в силу сложности синтеза, сверхпроводящие свойства нитридов металлов платиновой группы остаются малоизученными.

Ранее пленки RuN были получены различными способами: лазерной абляцией рутения в атмосфере азота [1], реактивным магнетронным распылением [2–6], однако данных о сверхпроводимости пленок RuN в литературе найти не удалось. В настоящей работе мы демонстрируем наличие сверхпроводимости в тонких пленках RuN.

## Рост пленок, их структура и состав

Пленки RuN были сформированы методом реактивного магнетронного распыления в атмосфере чистого азота на подложках различных типов: монокристаллическом кремнии (Si), термически окисированном монокристаллическом кремнии (Si/SiO<sub>2</sub>) и кварцевом стекле (SiO<sub>2</sub>). Осаждение пленок осуществлялось в установке VON ARDENNE LS 730S, остаточное давление газов в камере и давление азота составляли, соответственно,  $< 10^{-7}$  и  $6 \times 10^{-3}$  мбар, при токе разряда 0.07–0.08 А.

Структурные исследования проводились на дифрактометре Panalytical MRD с параболическим рентгеновским зеркалом в качестве первичного монохроматора и третьим параллельным анализатором. Для уменьшения фона образцы крепились на кристаллодержатель из монокристаллического кремния. Установлено, что все наблюдаемые на дифрактограммах рефлексы RuN принадлежат кубической решетке, деформированной вдоль одной пространственной диагонали, с параметрами  $a = b = c = 4.5586 \text{ \AA}$ ,  $\alpha = \beta = \gamma = 87.96^\circ$ .

Исследование элементного состава пленок RuN методом энергодисперсионного анализа EDS при энергии электронов 4 кЭВ дало следующий состав: Ru — 50.3 ат. % и N — 49.7 ат. %. Увеличение энергии электронов приводит к деградации пленок.

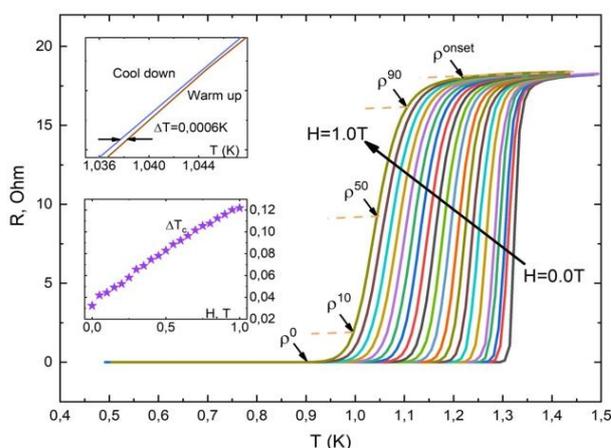


Рис. 1. Сверхпроводящий переход в пленке RuN на подложке из поликристаллического SiO<sub>2</sub> и его эволюция при росте магнитного поля. На вставке сверху: увеличенный участок кривой зависимости сопротивления от температуры при охлаждении и отогреве. На вставке снизу: ширина сверхпроводящего перехода в зависимости от магнитного поля

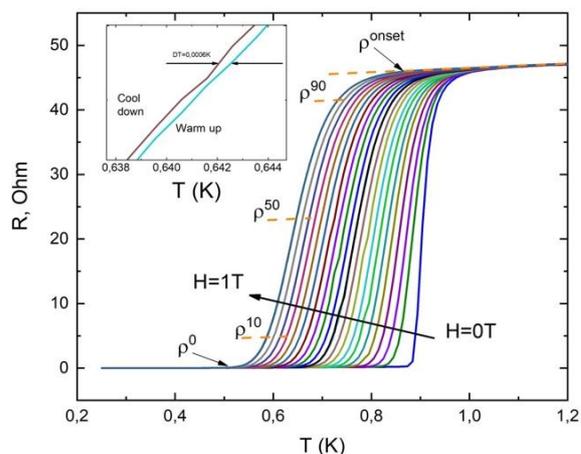
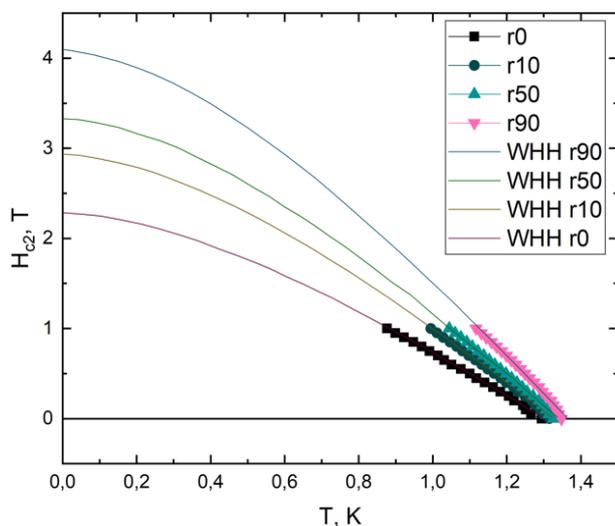


Рис. 2. Сверхпроводящий переход в пленке RuN на подложке из кристаллического кремния со слоем естественного окисла и его эволюция при росте магнитного поля. На вставке сверху: увеличенный участок кривой зависимости сопротивления от температуры при охлаждении и отогреве

## Сверхпроводящие свойства пленок RuN: критическая температура и второе критическое магнитное поле

На рис. 1 и 2 представлены результаты измерения резистивного перехода в пленках нитрида рутения, выращенных на подложке из поликристаллического SiO<sub>2</sub>, (рис. 1) и кремния со слоем окисла, полученного термическим окислением (рис. 2), при различных значениях магнитного поля. В нулевом магнитном поле для данных плёнок наблюдается сравнительно узкий резистивный переход при температурах 1.29 К и 0.86 К соответственно и 0.77 К для плёнки, напылённой на кремний с естественным окислом. Температура, при которой сопротивление образца обращается в ноль, плавно смещается в область более низких температур с ростом магнитного поля до 1 Т.



**Рис. 3.** Температурная зависимость второго критического поля пленки RuN на подложке поликристаллический SiO<sub>2</sub> для различных критериев определения его величины (см. текст). Линии показывают аппроксимацию моделью WHH [7] для однозонных сверхпроводников второго рода

На рис. 3 показаны температурные зависимости второго критического магнитного поля  $H_{c2}$ , полученные из кривых, представленных на рис. 1 и 2, измеренных при различных значениях магнитного поля. Четыре кривые отвечают четырем стандартным критериям определения  $H_{c2}$  ( $r_0$  — нулевое сопротивление,  $r_{10}$  — 10% от «величины» сверхпроводящего перехода,  $r_{50}$ ,  $r_{90}$  — по аналогии 50% и 90% от перехода). Отметим, что ширина сверхпроводящего перехода значительно увеличивается с ростом магнитного поля, что характерно для жестких сверхпроводников II рода. В измеренном температурном диапазоне кривые  $H_{c2}(T)$  следуют модели WHH [7]. Из результатов аппроксимации моделью WHH получены значения  $H_{c2}(0) = 2.3\text{--}4.1$  Т и  $\xi = 9\text{--}12$  нм для критерия нулевого сопротивления.

### Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 21-72-200114). Исследования выполнены с использованием оборудования ЦКП ФИАН им. П. Н. Лебедева.

### Литература

1. M. G. Moreno-Armenta, J. Diaz, A. Martinez-Ruiz, G. Soto // *J. Phys. Chem. Solids*, **68**, 1989 (2007).
2. Ch.-Ya. Wu, W.-Hs. Lee, Sh.-Ch. Chang et al. // *J. Electrochem. Soc.*, **158** (3) H338 (2011).
3. S. Bouhtiyaa, R. Lucio Porto, B. Laïk et al. // *Scripta Materialia*, **68**, 659–662 (2013).
4. E. Cattaruzza, G. Battaglin, P. Riello et al. // *Appl. Surf. Sci.*, **320**, 863 (2014).
5. E. Cattaruzza, G. Battaglin, D. Cristofori et al. // *Surf. & Coat. Technol.*, **295**, 93 (2016).
6. Yi-H. Liao and J.-Ch. Chou // *Sensors*, **9**, 2478 (2009).
7. N. R. Werthamer, E. Helfand, and P. C. Hohenberg // *Phys. Rev.*, **147**, 295 (1966).

# Исследование рассеяния носителей тока на магнитных и нематических флуктуациях в кристаллах халькогенидов железа

Ю. И. Таланов<sup>1,\*</sup>, И. И. Гимазов<sup>1</sup>, Д. А. Чареев<sup>2</sup>, А. Н. Васильев<sup>3</sup>

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

<sup>2</sup> Институт экспериментальной минералогии РАН, ул. Ак. Осипьяна, д. 4, Черноголовка, 142432

<sup>3</sup> Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, д. 1, Москва, 119991

\*ytalanov@yahoo.com

Анализируются вклады флуктуаций различных параметров порядка в сопротивление постоянному току и в микроволновое поглощение халькогенидов и дихалькогенидов железа ( $\text{FeSe}$ ,  $\text{FeSe}_{1-x}\text{S}_x$  и  $\text{FeTe}_{1-x}\text{Se}_x$ ). Измерения проводились с помощью модифицированного спектрометра электронного парамагнитного резонанса на частоте 9.4 ГГц в интервале температур от 4 до 300 К. Сравнение температурной зависимости сопротивления и амплитуды микроволнового поглощения позволяет оценить время релаксации носителей тока, обусловленное спиновыми флуктуациями и другими центрами рассеяния.

## Введение

Хорошо известно, что взаимодействия, вызывающие рассеяние носителей тока при высоких температурах, могут привести к формированию куперовских пар и переходу в сверхпроводящее состояние с понижением температуры. С этой точки зрения, изучение рассеивающих центров различного типа может пролить свет на причастность тех или иных взаимодействий к процессу образования куперовских пар.

В железосодержащих сверхпроводниках, таких как пниктиды и халькогениды железа, очень часто в качестве возможного взаимодействия между электронами в парах называют магнитные корреляции (см., например, обзор [1]). Магнитные возбуждения, в свою очередь тесно связаны с флуктуациями нематического параметра порядка [2]. И те, и другие оказывают влияние на транспортные свойства материалов. Ввиду малости времен жизни этих возбуждений для их обнаружения наиболее подходящими являются высокочастотные методы исследования транспортных параметров, такие как измерения микроволнового поглощения на частотах  $10^9 \div 10^{11}$  Гц. Сравнение данных, полученных высокочастотным методом, с результатами измерений на постоянном токе позволяет выделить флуктуационный вклад и оценить некоторые параметры исследуемых возбуждений.

## Результаты и обсуждение

В настоящей работе задача обнаружения вклада флуктуаций различных параметров порядка в микроволновое поглощение на частоте около  $10^{10}$  Гц решается на примере исследования халькогенидов и дихалькогенидов железа  $\text{FeSe}$ ,  $\text{FeSe}_{1-x}\text{S}_x$  и  $\text{FeTe}_{1-x}\text{Se}_x$  с использованием модифицированного спектрометра электронного парамагнитного резонанса. В широком температурном диапазоне ( $4 \div 300$  К) на частоте  $\nu = 9.4$  ГГц регистрировались изменения обратной добротности резонатора, нагруженного образцом,  $(\Delta Q)^{-1}$  и собственной частоты резонатора  $\Delta\nu$ . Таким способом получались данные об изменении компонент поверхностного импеданса проводящего образца, причем его реальная часть (поверхностное сопротивление)  $R_s \propto (\Delta Q)^{-1}$ , а мнимая часть (поверхностный реактанс)  $X_s \propto \Delta\nu$ .

При высоких температурах, когда время рассеяния носителей  $\tau$  настолько мало, что выполняется условие  $\omega\tau \ll 1$  ( $\omega = 2\pi\nu$ ), обе компоненты импеданса, выраженные в единицах сопротивления, равны между собой по абсолютной величине и пропорциональны корню квадратному от удельного сопротивления на постоянном токе:  $R_s = |X_s| = \sqrt{\mu_0 \omega \rho_{DC} / 2}$ . Полезно сравнивать эти величины, сделав масштабы их изменений при высоких температурах одинаковыми, и анализировать их отношения при низких температурах, где произведение  $\omega\tau$  становится сравнимым с единицей.

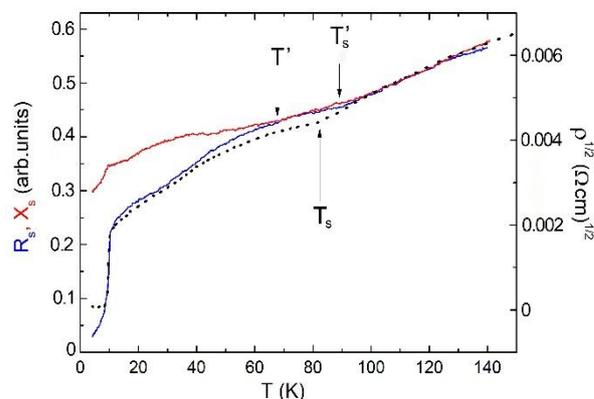


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления постоянному току (пунктир), поверхностного сопротивления  $R_s$  (нижняя синяя кривая) и поверхностного реактанса  $X_s$  (верхняя красная кривая), измеренных на частоте 9.4 ГГц

На рис. 1 в качестве примера показаны температурные зависимости этих величин для одного из исследованных образцов  $\text{FeSe}_{0.95}\text{S}_{0.05}$ . Кривая  $\sqrt{\rho_{DC}(T)}$  имеет две характерные точки на температурной шкале: (1) резкое падение сопротивления до 0 при  $T_c = 9.8$  К указывает на переход в сверхпроводящее состояние; (2) явный перегиб на кривой при температуре  $T_s = 82$  К связан с нематическим упорядочением. Зависимости  $R_s(T)$  и  $X_s(T)$  хорошо ложатся на кривую удельного сопротивления при температурах выше 100 К. Ниже происходит их расхождение. Впервые, при температуре  $T_s' = 91$  К обе зависимости

( $R_S(T)$  и  $X_S(T)$ ) синхронно отклоняются от практически прямой в этом месте зависимости  $\sqrt{\rho_{DC}(T)}$ . То есть перегиб, соответствующий упорядочению, сместился почти на 10 градусов вверх по температуре. Это, по-видимому, означает, что в этой области спиновые корреляции (и связанные с ними нематические флуктуации) имеют времена жизни, сравнимые с периодом колебаний микроволнового поля, и проявляют себя как стационарное состояние в высокочастотных измерениях. Примеры такого смещения температуры упорядочения при увеличении частоты измерения можно найти в литературе (см., например, [3]).

Вторая особенность наблюдается при температуре  $T' = 68$  К, где начинают расходиться зависимости  $R_S(T)$  и  $X_S(T)$ . Согласно расчетам такая расходимость возникает, когда суммарная скорость рассеяния носителей тока  $\tau_{\Sigma}^{-1} = \tau_{ph}^{-1} + \tau_{imp}^{-1} + \tau_{sp}^{-1}$  (здесь  $\tau_{ph}$  — время рассеяния на фононах,  $\tau_{imp}$  — время рассеяния на примесях и дефектах,  $\tau_{sp}$  — время рассеяния на спиновых флуктуациях) становится сравнимой с частотой измерения  $\omega \approx 6 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ , то есть при  $\tau_{\Sigma} \approx 2 \cdot 10^{-11} \text{ с}$ . Получить величину каждого вклада в скорость релаксации импульса по отдельности можно лишь путем целенаправленного влияния на их соотношение, например, изменяя химический состав со-

единения или внося магнитные примеси. Отметим, что примесный вклад не зависит от температуры. Температурная зависимость определяется фононной и спин-флуктуационной частями, причем последняя испытывает расходимость вблизи температуры магнитного упорядочения.

### Финансирование

*Работа выполнена в рамках государственного задания ФИЦ КазНЦ РАН. Измерения микроволнового поглощения выполнялись И. И. Гимазовым при поддержке Российского научного фонда, проект № 21-72-20153. Приготовление образцов для исследования Д. А. Чареевым и А. Н. Васильевым поддерживалось Российским фондом фундаментальных исследований, проект № 20-02-00561.*

### Литература

1. T. Moriya, K. Ueda // Rep. Prog. Phys., **66**, 1299 (2003).
2. Seung-Ho Baek, Jong Mok Ok, Jun Sung Kim *et al.* // npj Quantum Materials, 5:8 (2020).
3. P. Babkevich, M. Bendele, A. T. Boothroyd *et al.* // J. Phys.: Condens. Matter, **22**, 142202 (2010).

# Предельные параметры СИС-переходов в теории и технологические возможности их достижения

М. А. Тарасов<sup>1,\*</sup>, А. А. Ломов<sup>2</sup>, А. М. Чекушкин<sup>1</sup>, А. А. Гунбина<sup>3</sup>, М. Ю. Фоминский<sup>1</sup>, С. В. Краевский<sup>4\*</sup>, Р. К. Козулин<sup>1</sup>, А. В. Шадрин<sup>5</sup>

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

<sup>2</sup> Физико-технологический институт им. К. А. Валиева РАН, Нахимовский пр., 36, Москва, 117218

<sup>3</sup> Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, д. 46, Нижний Новгород, 603950

<sup>4</sup> Институт биомедицинской химии им. В. Н. Ореховича, ул. Погодинская, д. 10, Москва, 119121

<sup>5</sup> Московский физико-технический институт, Институтский пер., д. 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701

\* tarasov@hitech.cplire.ru

Сегодня для ниобиевых скивдов достигнутые параметры джозефсоновских переходов оказываются значительно хуже теоретических, так для ниобиевых скивдов характерное напряжение  $V_c = I_c R_n$  в лучшем случае достигает 200 мкВ, а по теории должно быть до 2 мВ. При создании терагерцовых СИС-смесителей и генераторов нерешенными проблемами являются большая удельная емкость, гистерезис и токи утечки. Они тесно связаны с морфологией поверхности, фазовым составом и совершенством кристаллической структуры пленок сверхпроводников. Зачастую формируемые различными методами пленки являются гранулированными, туннельные барьеры неравномерными с малой эффективной площадью на уровне 10%, значительными токами утечки и паразитными емкостями. В обзоре проанализированы разные методы изготовления пленок и туннельных структур с целью устранения паразитных эффектов. Наиболее принципиальный путь решения этих проблем заключается в формировании эпитаксиальных структур кубической сингонии для всех слоев: подложки, первого сверхпроводника, туннельного барьера, второго сверхпроводника. Только снижение рассеяния электронов на дефектах структуры и шероховатостях межслойных границ позволит достичь предельно высоких значений плотности тока и минимальной удельной емкости туннельного перехода.

## Введение

Параметры туннельных СИС-переходов в значительной степени определяются структурой области барьера из оксида или нитрида алюминия. По литературным данным [1], эффективная площадь туннелирования составляет 0.13. Прозрачность туннельного барьера [2] можно описать отношением выходной и входной амплитуд волновых функций:

$$\frac{F}{A} = 4 \sqrt{\frac{U}{E}} \exp\left(-\frac{\sqrt{2mU}}{h} w\right),$$

где  $U$  — высота барьера,  $E$  — энергия электрона,  $m$  — масса электрона,  $w$  — ширина барьера. Отношение токов пропорционально квадрату этих амплитуд. Для высоты барьера 1 эВ, ширины 1 нм получим  $(F/A)^2 = 4 \cdot 10^{-4}$  и для 2 нм  $(F/A)^2 = 10^{-8}$ . Это значит, что отношение сопротивлений составит  $4 \cdot 10^4$ . Плотность критического тока NbN/AlN/NbN перехода можно описать простой эмпирической формулой  $J_c = A \cdot \exp(-10d_{AlN}/\text{нм})$ , что соответствует толщине барьера 1.1 нм для 250 мкА/мкм<sup>2</sup> и 2 нм для 22 нА/мкм<sup>2</sup>. Плотность критического тока для этих двух случаев отличается почти на 4 порядка, а емкость отличается меньше чем вдвое. Емкостный гистерезис (не путать с тепловым!) можно описать параметром Мак-Камбера  $\beta_c = I_c R^2 C \times \times 4\pi e/h = (V_\Delta^2 C)/(I_c \Phi_0)$ , при  $\beta_c > 1$  на ВАХ наблюдается гистерезис. Расчетный параметр

Мак-Камбера  $\beta_{250} = 0.2$  и  $\beta_{0.022} = 1200$ . Это и понятно, постоянная времени  $\tau = RC$  составит  $\tau_{250} = 0.13$  пс и  $\tau_{0.022} = 813$  пс, т. е. отличается, как и критический ток, на 4 порядка. Малое значение параметра Мак-Камбера меньше единицы означает безгистерезисную ВАХ и не требует резистивного шунтирования, т. е. позволяет полностью реализовать теоретические оценки для ниобиевых переходов. Для нитрида ниобия отличие от ниобия примерно в полтора раза по энергетической щели. Ожидаемые значения основных параметров для переходов из нитрида ниобия и алюминия с толщиной изолятора 1 и 2 нм приведены в табл. 1.

## Диагностика пленок

Пленки исследованы методами атомно-силовой микроскопии, электронной микроскопии, рентгеновской дифрактометрии, наноиндентометрии.

Существует большое количество публикаций по технологии нанесения тонких пленок ниобия и туннельных СИС-переходов на их основе. Обычно плотность критического тока не превышает 10 мкА/мкм<sup>2</sup>. Наиболее развитая классическая технология была ранее создана на фирме HYPRES Inc. [2]. Туннельные переходы Nb/AlOx/Nb с плотностью критического тока 200 мкА/мкм<sup>2</sup> позволяют реализовать логические ключи с частотой переключения до 400 ГГц.

Таблица 1. Ожидаемые параметры джозефсоновских переходов с толщиной диэлектрика 1 и 2 нм

Материал / толщина барьера	$J_c$ (мкА/мкм <sup>2</sup> )	$R_n$ (Ом/мкм <sup>2</sup> )	$V_c$ (мкВ)	$C$ (фФ/мкм <sup>2</sup> )	$\beta_c$	$\tau = RC$ (пс)	$f_{RC} = 1/2\pi\tau$ (ТГц)
NbN / 1 нм	250	5.6	1400	24	0.2	0.13	1
NbN / 2 нм	0.022	63000	1380	13	1200	813	0.0012
Al / 1 нм	36	5.6	196	24	0.014	0.13	1
Al / 2 нм	0.03	6300	190	13	166	813	0.0012

В более поздней работе [3] сообщается о достижении плотности критического тока  $600 \text{ мкА/мкм}^2$  в переходах с оксидом алюминия толщиной менее 1.1 нм. Это позволяет избавиться от резистивного шунтирования СИС-переходов и повысить характерную частоту перехода. Еще более высокие значения плотности тока до  $1.4 \text{ мА/мкм}^2$  были получены в переходах с прослойкой из аморфного кремния, легированного ниобием. Эти результаты явились логическим продолжением ранних экспериментальных работ по прослойке из аморфного кремния, легированного вольфрамом [4]. Такие переходы авторы называют самошунтированными, и в них в принципе возможно достижение предельного значения  $V_c = I_c R_n = \pi \Delta_{\text{Nb}}/2 = 2 \text{ мВ}$ . На практике пока  $V_c$  безгистерезисных высококачественных переходов не превышает 0.36 мВ.

### Оптимизация процессов роста

В нашей работе пленки алюминия выращены методом магнетронного распыления на подложке Si(111) с эпитаксиальным слоем-зародышем. Пленки осаждались в две стадии. Вначале в течение 100 с на подложке формировался островковый слой 10 нм монокристаллических зародышей при температуре  $400 \text{ }^\circ\text{C}$ . Осаждение пленки на второй стадии выполнялось в условиях более низкой температуры образца. Процесс осаждения пленки проходил в атмосфере аргона (давление  $4 \cdot 10^{-3}$  мбар) со скоростью 1.1 нм/с за время 138 с. Температура кремниевой подложки фиксировалась при  $19 \text{ }^\circ\text{C}$  за счет контролируемого

охлаждения столика подложки от chillera. Этот процесс аналогичен ранее отработанному на пленках серебра. Авторами [5] было показано, что переход от стационарного процесса роста к двухстадийному позволил получить атомарно гладкие монокристаллические пленки Ag/Si(111). Прогресс был достигнут за счет формирования на границе с подложкой на первой стадии при повышенной температуре роста островкового эпитаксиального слоя-зародыша.

### Финансирование

*Работа по экспериментальному исследованию образцов выполнена в ИРЭ РАН при финансовой поддержке РФФ № 21-42-04421. Измерения АСМ выполнены с использованием оборудования ЦКП «Протеом человека».*

### Литература

1. T. Greibe, M. Stenberg, C. Wilson *et al.* // Phys. Rev. Lett., **106**, 097001 (2011).
2. S. Tolpygo, D. Yohannes, R. Hunt *et al.* // IEEE TAS, 17, No 2, 946-951 (2007)
3. S. Tolpygo, V. Bolkhovsky, D. Oates *et al.* // IEEE TAS 28, No 4, 1100212 (2018)
4. A. Gudkov, M. Kupriyanov, K. Likharev // *Sov. Phys.—JETP*, vol. 68, no. 1, p. 1478–1485, (1988)
5. I. A. Rodionov, A. S. Baburin, A. R. Gabidullin *et al.* // Scientific Reports, 9, 12232 (2019)

# Совместная статистика чисел частиц в наборе возбужденных мод бозе-конденсата и ее вычислительная сложность

С. В. Тарасов<sup>1,2,\*</sup>, Вл. В. Кочаровский<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афоново, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

\* serge.tar@gmail.com

На примере равновесного холодного, частично конденсированного газа бозе-атомов рассматривается задача о совместной статистике чисел частиц в различных пространственных модах, относящихся к флуктуационной части полевого оператора (так называемому облаку надконденсата), ортогональной основной макроскопически заселённой моде, спонтанно нарушившей симметрию системы при фазовом переходе 2-го рода. Показано, что в присутствии межчастичного взаимодействия, порождающего эффекты “сжатия” одночастичных состояний, искомые совместные вероятности выражаются в терминах матричных хафнианов, сложных для вычисления классическими компьютерами. Такая связь вероятностей и хафнианов лежит в основе широко обсуждаемой концепции квантовых симуляторов GaussianBosonSampling.

## Введение

Принципиальной задачей в области квантовых вычислений на сегодняшний день является демонстрация превосходства квантовых симуляторов над классическими компьютерами. Перспективными в этом отношении симуляторами являются системы, осуществляющие гауссов бозонный сэмплинг (см. [1]; рекордный эксперимент описан в [2]).

Схема симуляторов такого типа приведена на рис. 1. Во входные каналы линейного интерферометра синхронно подаются сжатые фотонные состояния, они распространяются от входных каналов к выходам, где система детекторов одновременно регистрирует случайный вектор — набор чисел фотонов во всех индивидуальных выходных каналах.

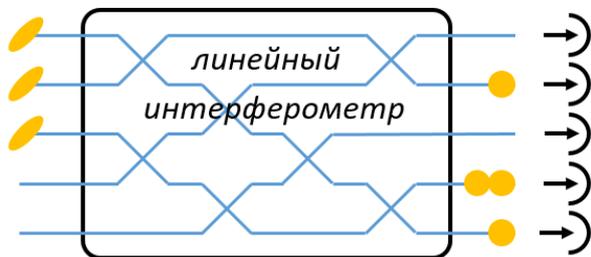


Рис. 1. Принципиальная схема симулятора, реализующего гауссов бозонный сэмплинг

Центральной идеей этой концепции является то, что вероятности исходов пропорциональны хафнианам специальных матриц. Хафнианы определены для матриц чётного размера  $2m \times 2m$  как  $\text{haf } A_{2m \times 2m} \equiv \sum_{\sigma \in S_{2m}} \prod_{j=1}^{2m} a_{\sigma(2j-1), \sigma(2j)}$  (сумма произведений выборок элементов идёт по всем возможным перестановкам  $\sigma$ ). В общем случае хафнианы относятся к  $\#P$ -сложным объектам, для их расчета (и точного, и приближённого) нет известных эффективных алгоритмов для классических компьютеров. Необходимость рассчитать или аппроксимировать вероятности исходов, закодированных в хафнианах обширного набора матриц большого размера, делает задачу генерации случайных векторов с распределением, как в большом квантово-оптическом симуляторе, недоступной для классических вычислений.

Мы, на примере частично конденсированного бозе-газа, продемонстрируем, что в системах с парным взаимодействием совместная статистика чисел частиц в различных возбужденных модах, порождаемая квантовыми и тепловыми флуктуациями, формируется аналогично процессу гауссова бозонного сэмплинга. Соответствующие совместные вероятности в общем случае сложны для вычисления, и это свойство способно проявляться в полной мере даже в рамках описания системы теорией среднего поля.

## Совместная статистика чисел частиц в надконденсате

Рассмотрим равновесный холодный, частично конденсированный бозе-газ с парными межчастичными взаимодействиями. Матрица плотности системы,  $\hat{\rho} \propto e^{-\hat{H}/T}$ , определена гамильтонианом  $\hat{H}$  с членами второй и четвёртой степени по полевым операторам  $\hat{\psi}$  и  $\hat{\psi}^\dagger$ . Оператор поля можно записать как  $\hat{\psi} = \phi(r) \hat{a}_n + \sum_{k \neq n} f_k(r) \hat{a}_k$ , где  $\phi(r)$  — волновая функция основной, макроскопически заселённой моды (конденсата), а одночастичные волновые функции  $f_k$  образуют некоторый базис пространства возбужденных состояний.

Объект нашего анализа — совместное статистическое распределение чисел заполнения  $\hat{n}_k = \hat{a}_k^\dagger \hat{a}_k$  для некоторого набора пространственных мод  $\{f_k\}$ . Для наглядности можно считать, что этот набор определён расстановкой детекторов, измеряющих одновременно числа атомов в соответствующих состояниях.

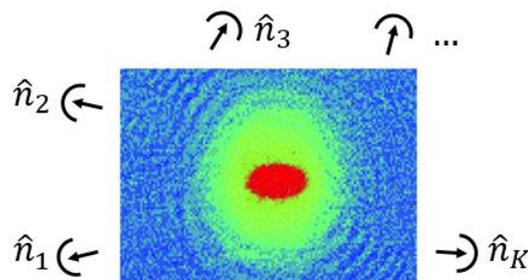


Рис. 2. Условная схема эксперимента по измерению совместной статистики чисел бозе-атомов в наборе K разных пространственных надконденсатных мод

Определяющей особенностью исследуемой задачи является то, что состояния, совместная статистика чисел заполнения которых ищется, не являются собственными для гамильтониана и матрицы плотности системы. Решить эту задачу можно путём вычисления характеристической функции  $\Theta(\{u_k\}) \equiv \text{Tr}(\hat{\rho} \prod_k e^{iu_k \hat{a}_k^\dagger \hat{a}_k})$ , т. е. многомерного Фурье-образа искомого вероятностного распределения [3]:

$$\Theta(\{u_k\}) = \frac{1}{\sqrt{\det(\mathbb{1} - (\mathbf{Z} - \mathbb{1})\mathbf{G}_a)}}, \quad (1)$$

$$\mathbf{Z} = \bigoplus_k \begin{bmatrix} e^{iu_k} & 0 \\ 0 & e^{iu_k} \end{bmatrix}$$

Она определена матрицей  $\mathbf{G}_a$ , составленной из средних от всевозможных нормально упорядоченных пар операторов рождения и уничтожения частиц в надконденсатных модах; диагональная матрица  $\mathbf{Z}$  содержит все аргументы  $z_k = e^{iu_k}$ . (В рамках теории среднего поля, где конденсат подчиняется уравнению Гросса — Питаевского, а возбуждения квазичастицы описываются системой Боголюбова — де Жена, матрицу  $\mathbf{G}_a$  легко выразить через средние числа квазичастиц и матрицу преобразования Боголюбова).

Примененные в [3] методы дают повод полагать, что характеристические функции вида (1) возникают и в широком круге задач о других квантовых системах с парным взаимодействием, где важен учёт и нормальных,  $\langle \hat{a}_k^\dagger \hat{a}_l \rangle$ , и аномальных,  $\langle \hat{a}_k \hat{a}_l \rangle$ , корреляций.

Переход к совместным вероятностям, равным смешанному производным функции  $\Theta$  по  $z_k$  в точке  $\{z_k = 0\}$ , потребовал сформулировать и доказать общую комбинаторную теорему о производящей функции хафнианов (Hafnian Master Theorem) [4]:

$$\frac{1}{\sqrt{\det(\mathbb{1} - \mathbf{ZPS})}} = \sum_{\{n_k\}} \text{haf} \tilde{\mathbf{S}}(\{n_k\}) \prod_{k=1}^m \frac{z_k^{n_k}}{n_k!}. \quad (2)$$

В левой части равенства  $\mathbf{S}$  есть любая симметричная матрица размера  $2m \times 2m$ ,  $\mathbb{1}$  — тождественная матрица, а  $\mathbf{P} = \bigoplus_{k=1}^m \sigma_x$  — матрица перестановок, составленная из матриц Паули  $\sigma_x$ ; матрицы  $\tilde{\mathbf{S}}(\{n_k\})$  справа строятся кратным повторением  $2 \times 2$  блоков матрицы  $\mathbf{S}$ . С учётом этой теоремы, вероятность обнаружить набор  $\{n_k\}$  чисел атомов в надконденсат-

ных модах  $\{f_k\}$  пропорциональна матричному хафниану,

$$P_{\{n_k\}} = \frac{\text{haf} \tilde{\mathbf{S}}(\{n_k\})}{\sqrt{\det(\mathbb{1} + \mathbf{G}_a)} \prod_k n_k!}, \quad \mathbf{S} = \mathbf{P}\mathbf{G}_a. \quad (3)$$

Этот результат аналогичен тому, что известен для задачи о гауссовом бозонном сэмплинге фотонов в линейном интерферометре, хотя две сравниваемые физические системы и выглядят очень различными.

## О вычислительной сложности

Появление хафнианов обусловлено совместно эффектами интерференции волновых функций и сжатия состояний (вообще говоря, многомодового), которое естественным образом генерируется межчастичным взаимодействием. (Отметим, что в оптических симуляторах сжатие одномодовое и привнесено извне, что, в частности, порождает проблему синхронизации сигналов на входе.) Сложность вычисления конкретных хафнианов, кодирующих вероятности, связана со структурой вовлечённых матриц и зависит в основном от геометрических свойств системы. Она может не проявляться из-за специальных симметрий, например, при анализе чисел атомов в плоских волнах в однородной системе, где взаимодействуют лишь встречные волны, и матрица корреляций имеет блочно-диагональный вид с блоками  $4 \times 4$ . Однако для неоднородных систем корреляционные матрицы типично являются плотными, а вычисления соответствующих хафнианов сложны.

## Финансирование

Работа поддержана Российским научным фондом (грант 21-12-00409).

## Литература

1. R. Kruse *et al.* // PRA, **100**, 032326 (2019).
2. H. S. Zhong *et al.* // PRL, **127**, 180502 (2021).
3. V. V. Kocharovskiy, Vl. V. Kocharovskiy, S. V. Tarasov // PRA, **106**, 063312 (2022).
4. V. V. Kocharovskiy, Vl. V. Kocharovskiy, S. V. Tarasov // Lin. Alg. and its Appl., **651**, 144–161 (2022).

# Кинематический учет сохранения заряда в классическом алгоритме Монте-Карло для псевдоспиновой модели купрата

В. А. Улитко\*, Ю. Д. Панов, А. А. Чиков, А. С. Москвин

Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002  
\*vasily.ulitko@urfu.ru

Рассмотрена псевдоспиновая модель купратов и приведена реализация классического алгоритма метода Монте-Карло (МК), в которой представлено однородное распределение состояний системы в фазовом пространстве при условии сохранения полного заряда этой системы на каждом шаге метода МК.

## Введение

Для учета особенностей электронных свойств купратов [1] в нормальном состоянии и объяснения природы высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) были разработаны различные теоретические модели. Яркой особенностью фазовой диаграммы ВТСП купратов является конкуренция и сосуществование антиферромагнитного, сверхпроводящего и зарядового упорядочений, проявляющихся в псевдоцелевой фазе, фазе странного металла, разнообразных статических и динамических флуктуациях [2]. Наличие неоднородности из-за неизовалентного замещения, а также внутренней тенденции к электронной неоднородности [3] делает разработку модельных подходов к описанию купратов с использованием численного моделирования в реальном пространстве особенно привлекательным.

## Псевдоспиновая модель купрата

В рамках развитой ранее [4, 5] псевдоспиновой модели  $\text{CuO}_2$  слой в купратах рассматривается как квадратная решетка, в которой узлы представляют состояния кластеров  $\text{CuO}_4$ . Возможные зарядовые состояния  $|1,1\rangle$  для  $[\text{CuO}_4]^{5-}$  и  $|1,-1\rangle$  для  $[\text{CuO}_4]^{7-}$  являются спиновыми синглетами, а однодырочное состояние  $|1,0\rangle$  для  $[\text{CuO}_4]^{6-}$  — спиновый  $s = 1/2$  дублет. В результате, базис  $|1M; s\mu\rangle$  на каждом узле состоит из четырех состояний:  $\left\{ |11; 00\rangle, \left|10; \frac{1}{2}\frac{1}{2}\right\rangle, \left|10; \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\right\rangle, |1, -1; 00\rangle \right\}$ .

Эффективный гамильтониан модельного купрата (1) учитывает локальные и нелокальные зарядовые корреляции (2), антиферромагнитное гейзенберговское обменное взаимодействие для центров  $[\text{CuO}_4]^{6-}$  (3), три типа коррелированного одночастичного переноса (4) и двухчастичный перенос (5):

$$\hat{H} = \hat{H}_{pot} + \hat{H}_{ex} + \hat{H}_{kin}^{(1)} + \hat{H}_{kin}^{(2)}, \quad (1)$$

$$\hat{H}_{pot} = \sum_i (\Delta \hat{S}_{iz}^2 - \mu \hat{S}_{iz}) + \frac{1}{2} V \sum_{i \neq j} \hat{S}_{iz} \hat{S}_{jz}, \quad (2)$$

$$\hat{H}_{ex} = J s^2 \sum_{i < j} \hat{\sigma}_i \hat{\sigma}_j, \quad (3)$$

$$\hat{H}_{kin}^{(1)} = - \sum_{i < j} \sum_v \left[ t_p \hat{P}_{i+}^v \hat{P}_{j-}^v + t_n \hat{N}_{i+}^v \hat{N}_{j-}^v + \frac{1}{2} t_{pn} (\hat{P}_{i+}^v \hat{N}_{j-}^v + \hat{P}_{i-}^v \hat{N}_{j+}^v) + h. c. \right] \quad (4)$$

$$\hat{H}_{kin}^{(2)} = -t_b \sum_{i < j} (\hat{S}_{i+}^2 \hat{S}_{j-}^2 + \hat{S}_{i-}^2 \hat{S}_{j+}^2). \quad (5)$$

Здесь псевдоспиновые  $S = 1$  операторы  $\hat{S}_{iz}, \hat{S}_{i\pm}$  действуют на состояния зарядового триплета  $|SM\rangle$ , операторы  $\hat{\sigma} = \frac{\hat{P}_0 \hat{S}}{s}$  учитывают спиновую плотность на узле,  $\hat{P}_0 = 1 - \hat{S}_z^2$ , а спиновые  $s = 1/2$  операторы  $\hat{S}$  действуют на спиновые состояния  $|s\mu\rangle$ . Операторы  $\hat{P}_\pm^v$  и  $\hat{N}_\pm^v$  изменяют не только локальное зарядовое (псевдоспиновое) состояние, но также и спиновое состояние на центре, например,  $\hat{P}_+^v \left|10; \frac{1}{2} - v\right\rangle = |11; 00\rangle$ ,  $\hat{N}_-^v \left|10; \frac{1}{2} v\right\rangle = |1 - 1; 00\rangle$ , и по сути,  $\hat{P}_\pm^v$  и  $\hat{N}_\pm^v$  являются операторами рождения/уничтожения электрона/дырки в многоэлектронном состоянии «родительского» центра  $[\text{CuO}_4]^{6-}$ .

Полученные в рамках приближения среднего поля фазовые диаграммы модельного купрата [6] демонстрируют качественное согласие с результатами для реальных ВТСП-купратов. Характерной особенностью этих фазовых диаграмм является наличие областей фазового расслоения сверхпроводящей и нормальных фаз разного типа. Это делает особенно актуальной проверку полученных результатов с помощью численного моделирования в рамках метода Монте-Карло.

## Алгоритм метода МК с кинематическим учетом условия сохранения заряда модельного купрата

Удельный суммарный заряд системы, отсчитываемый от заряда решетки из «родительских» центров  $[\text{CuO}_4]^{6-}$ , соответствует степени допирования купрата  $n$ . Для расчета температурных фазовых  $(T, n)$ -диаграмм необходимо считать  $n$  постоянным. В терминах псевдоспиновых операторов  $n = \frac{1}{N} \langle \sum_i S_{z,i} \rangle$ . При стандартном подходе постоянство  $n$  обеспечивается введением в гамильтониан слагаемого  $-\mu \sum_i S_{z,i}$ , где  $\mu$  — химический потенциал. Однако при численном моделировании методом МК в рамках большого канонического ансамбля получение достоверных  $(T, n)$ -диаграмм, описывающих фазовое расслоение в системе, затруднено из-за влияния метастабильных состояний.

Мы рассматриваем квазиклассический алгоритм МК, где состояние на каждом узле определяется случайными комплексными коэффициентами волновой функции

$$|\Psi\rangle = c_1 |11; 00\rangle + c_+ \left|10; \frac{1}{2}\frac{1}{2}\right\rangle + c_- \left|10; \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\right\rangle + c_{-1} |1, -1; 00\rangle, \quad (6)$$

заданными в следующем виде:

$$c_k = r_k e^{i\phi_k}, \quad \sum_k r_k^2 = 1, \quad (7)$$

$$r_1 = \cos \theta \cos \varphi, \quad r_{-1} = \cos \theta \sin \varphi, \quad (8)$$

$$r_{\uparrow} = \sin \theta \cos \psi, \quad r_{\downarrow} = \sin \theta \sin \psi. \quad (9)$$

Элементарный шаг метода МК состоит в изменении состояний пары узлов, при котором не изменяется их суммарный заряд. Реализация алгоритма включает следующие шаги:

- вычисление суммарного заряда  $2n = n_{1,0} + n_{2,0}$  для случайно выбранной пары узлов 1 и 2;
- вычисление величины  $n_1$  из уравнения  $F_1(n_1; 2n) = \gamma$ , где

$$F_1(n_1; 2n) = \frac{\int_{n_{1,min}}^{n_1} f(x)f(2n-x)dx}{\int_{n_{1,min}}^{n_{1,max}} f(x)f(2n-x)dx} \quad (10)$$

$$f(x) = \frac{1}{\pi} \ln \frac{1+\sqrt{1-x^2}}{|x|}, \quad (11)$$

$$n_{1,min} = -1 + n + |n|, \quad (12)$$

$$n_{1,max} = 2n - n_{1,min}, \quad (13)$$

и  $\gamma \in [0,1]^\circ$  — равномерно распределенная случайная величина;

- вычисление величины  $n_2 = 2n - n_1$ ;
- вычисление величин

$$m_i = \frac{1}{2} \left[ |n_i|^{1-\gamma} \left( 1 + \sqrt{1 - n_i^2} \right)^\gamma + |n_i|^{1+\gamma} \left( 1 + \sqrt{1 - n_i^2} \right)^{-\gamma} \right]; \quad (14)$$

- вычисление величин  $\varphi_i, i = 1, 2$ , из уравнений  $\cos(2\varphi_i) = n_i/m_i$ ;

- вычисление величин  $\theta_i, i = 1, 2$ , из уравнений  $\cos^2 \theta_i = m_i$ ;
- генерация равномерно распределенных случайных величин  $\phi_k^{(i)} \in [0, 2\pi]$ ,  $\psi_i \in \left[0, \frac{\pi}{2}\right]$ ,  $i = 1, 2$ ,  $k = +1, -1, \uparrow, \downarrow$ .

Данный алгоритм обеспечивает однородность выборки состояний системы в фазовом пространстве при сохранении суммарного заряда на каждом шаге метода МК.

Нами проделан расчет фазовой диаграммы модельного купрата методом МК в рамках большого канонического ансамбля и продемонстрировано качественное согласие полученных результатов с результатами среднего поля.

### Финансирование

Работа выполнена при поддержке проекта FEUZ-2023-0017 Министерства науки и образования Российской Федерации.

### Литература

1. I. Božović, X. He, J. Wu *et al.* // Nature, **536**, 309 (2016).
2. E. Fradkin and S. A. Kivelson // Nat. Phys., **8**, 864 (2012).
3. A. S. Moskvin and Y. D. Panov // JSNM, **32**, 61 (2019).
4. A. S. Moskvin // Physical Review B, **84**, 075116 (2011).
5. A. S. Moskvin // Journal of Physics: Condensed Matter, **25**, 085601 (2013).
6. A. S. Moskvin and Y. D. Panov // JMMM, **550**, 169004 (2022).

# Вихри в полосках MoN с боковым разрезом

С. С. Уставщиков<sup>1,2,\*</sup>, М. Ю. Левичев<sup>1</sup>, И. Ю. Пашенькин<sup>1</sup>, Н. С. Гусев<sup>1,2</sup>,  
С. А. Гусев<sup>1</sup>, Д. Ю. Водолазов

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

<sup>2</sup> ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603022

\*sergey@ipmras.ru

В работе экспериментально исследовались вольт-амперные характеристики мостиков из сверхпроводящего нитрида молибдена с узким боковым разрезом при температуре жидкого гелия. На резистивном участке ВАХ обнаружены особенности — «кинки», которые могут быть ассоциированы с числом вихрей в цепочке сформированной вблизи острого разреза. Используя соотношение Джозефсона, можно делать оценки средней скорости  $v_{cp}$  движения вихрей. В исследованных образцах с длиной разреза 1.3 мкм и 0.3 мкм максимальная средняя скорость вихрей достигает 2.7 км/с и 3.5 км/с в магнитном поле  $\sim 20$  Гс.

## Введение

Для сверхпроводящих планарных наноструктур, таких как детекторы одиночных фотонов, в области критических параметров важную роль играет искажение линий тока вблизи структурных неоднородностей. Например, дефекты на границах сверхпроводящего мостика приводят к значительному снижению критического тока  $I_c$ , вследствие входа вихрей Абрикосова. Анализ вихревой динамики в условиях сгущения линий тока значительно упрощается для мостика с единственным искусственным дефектом.

В настоящей работе были исследованы сверхпроводящие мостики с боковым разрезом, что приводит к значительной неоднородности линий тока вблизи него. Как показали предыдущие исследования в наших образцах пиннинг вихрей Абрикосова практически отсутствует, а вход вихрей определяется краевым барьером. Преодоление вихрем краевого барьера при плотности тока выше критического значения локализует точку входа вихря вблизи вершины разреза, как следствие сгущения линий тока (рис. 1, *d*). Попадая в образец, вихрь «подхватывается» током, что приводит к появлению напряжения или резистивного состояния (участок  $I_c < I < I^*$  на вставке к рис. 1, *a*). С ростом тока растет число вихрей в образце движущихся один за другим и формирующих вихревую цепочку (веер), поскольку вихри входят в одной точке. При микроволновом облучении на резистивном участке ВАХ наблюдаются ступеньки похожие на ступеньки Шапиро, причиной которых является синхронизация вихрей в поле электромагнитной волны.

В работе Асламазова — Ларкина [1] показано, что увеличение числа вихрей в цепочке на единицу сопровождается «кинком» на вольт-амперной характеристике. Идентификация «кинков» на ВАХ позволяет определить точное число вихрей  $n$  в цепочке соответствующих напряжению кинка  $V_n$ ; и сделать расчет средней скорости вихрей используя соотношение Джозефсона.

## Эксперимент

Образец для исследований представляет собой сверхпроводящие мостики с шириной 2.5 мкм, полученные плазмо-химическим травлением пленки аморфного MoN толщиной 20 нм, полученной магнетронным напылением на кремниевой подложке. Критическая температура сверхпроводящего перехода

$T_c \sim 7.2$  К. Удельное сопротивление при температуре 10 К равняется 150 мкОм · см (75 Ом на квадрат). Чтобы локализовать точку входа вихря на мостике была протравлена канавка (разрез) сфокусированным ионным пучком Ga<sup>+</sup> шириной  $\sim 60$  нм. Исследовалось два образца с длинами разреза 1.3 мкм и 0.3 мкм.

Измерение электронного транспорта проведено в транспортном сосуде Дьюара при температуре жидкого гелия, стандартным четырехточечным методом. Вольт-амперная характеристика образца имеет значительный гистерезис (вставка к рис. 1, *a*). Критический ток равняется: 2 мА в образце без разреза, 1 мА для разреза 0.3 мкм и 0.49 мА для разреза 1.3 мкм.

## Результаты

На рис. 1 приведены экспериментальные ВАХ образцов и их производные в нулевом магнитном поле. Локальные минимумы производной  $dV/dI$  связаны «кинками» на ВАХ, и их порядок соответствует числу вихрей. Максимальное напряжение ограничено срывом ВАХ в нормальное состояние. Теория Асламазова — Ларкина предсказывает эквидистантную зависимость напряжений «кинков», которая в нашем случае не выполняется. В нулевом поле максимальное значение средней скорости для разреза длиной 0.3 мкм достигает 3 км/с при  $n = 3$ , а для разреза длиной 1.3 мкм 2.5 км/с при  $n = 2$ .

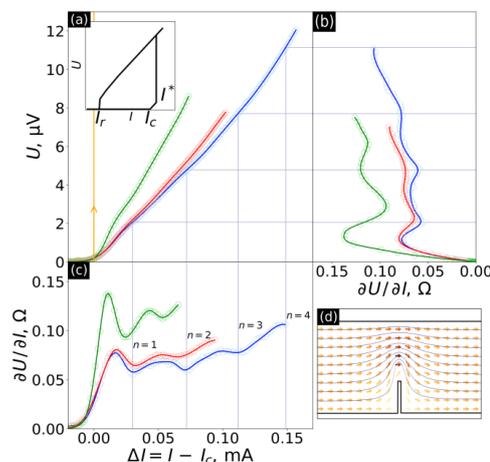
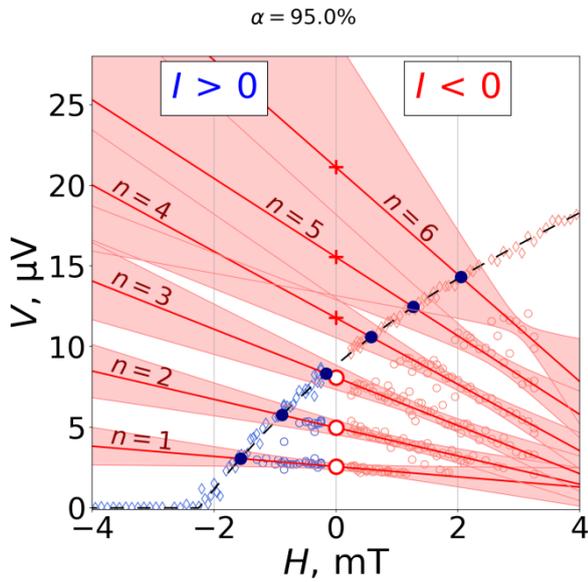


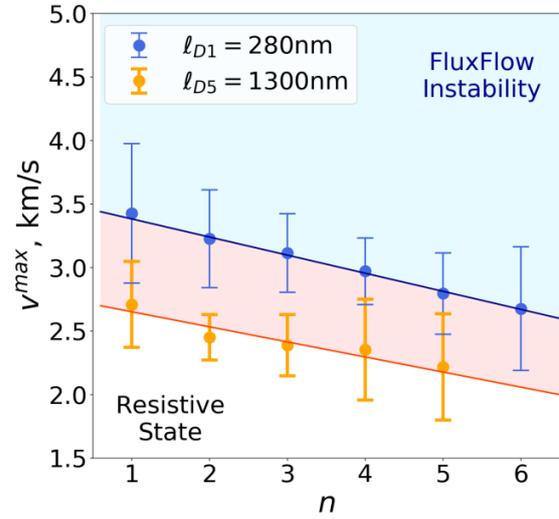
Рис. 1. Резистивный участок ВАХ образцов: синий и красный цвет соответствует длине разреза 0.3 мкм, зеленый 1.3 мкм (а), и ее производной  $dU/dI$  в зависимости от напряжения (б) и тока (с). Расчетная структура линий тока вблизи разреза (д)



**Рис. 2.** Напряжение локальных минимумов  $dV/dI$  (круги) и напряжения срыва (ромбы) в зависимости от перпендикулярного магнитного поля. Красные линии отображают линейную экстраполяцию напряжений минимумов. Отрицательные значения магнитного поля представляют отображения отрицательной ветви ВАХ

Приложение внешнего перпендикулярного магнитного поля изменяет распределение плотности тока в мостике, что сказывается на напряжении «кинков» и срыва. Диаграмма на рис. 2 показывает, что напряжение «кинков» линейно спадает с ростом магнитного поля (для одного из направлений тока). Сплошными красными прямыми обозначена аппроксимация МНК для напряжений «кинков», пунктирной линией — срыв в нормальное состояние. В точках пересече-

ния со сплошными линиями достигается максимальное значение скорости для заданного числа вихрей, соответствующие значения приведены на рис. 3. Видно, что максимальная средняя скорость достигается для  $n = 1$  в поле 1.8 мТ.



**Рис. 3.** Максимальная средняя скорость движения вихрей в зависимости от числа вихрей в цепочке

### Финансирование

Поддержано НЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2022-316

### Литература

1. L. G. Aslamazov and A. I. Larkin // Sov.-Phys. JETP, **41**, 381 (1975).

# Джозефсоновский диодный эффект в асимметричном СКВИДе с высшими гармониками

Я. В. Фоминов<sup>1,2,\*</sup>, Д. С. Михайлов<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, Черноголовка

<sup>2</sup> Лаборатория физики конденсированного состояния, Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва

<sup>3</sup> Московский физико-технический институт, Долгопрудный

\* fominov@itp.ac.ru

Рассмотрен асимметричный двухконтактный СКВИД с различными ток-фазовыми соотношениями в двух джозефсоновских контактах при наличии высших джозефсоновских гармоник. Главным образом мы анализируем «минимальную модель», в которой один из контактов в кольце СКВИДа обладает синусоидальным ток-фазовым соотношением, а во втором контакте имеется также дополнительная вторая гармоника. Вольт-амперная характеристика (ВАХ) оказывается асимметричной,  $I(-V) \neq -I(V)$ . Асимметрия обусловлена наличием второй гармоники и зависит от магнитного потока через кольцо интерферометра, пропадая только при особых значениях потока, таких как целые или полуцелые значения в единицах кванта потока. Таким образом, система демонстрирует управляемый потоком джозефсоновский диодный эффект (ДДЭ), простейшее проявление которого — зависимость критического тока от направления протекания. Мы исследуем асимметрию зависимости  $I(V)$  как в отсутствие, так и при наличии внешнего микроволнового сигнала. В случае заданного переменного напряжения на ВАХ имеются пики Шапиро. Целые пики асимметричны (проявление ДДЭ), тогда как полуцелые пики остаются симметричными. В случае заданного переменного тока на ВАХ имеются ступеньки Шапиро. ДДЭ проявляется в асимметрии общей формы ВАХ, включая целые и полуцелые ступеньки.

В рамках резистивной модели исследован асимметричный двухконтактный СКВИД с различными ток-фазовыми соотношениями двух джозефсоновских контактов, включающими в себя высшие джозефсоновские гармоники ( $\sin n\varphi$  с  $n > 1$ ), см. рис. 1. В общем случае сверхток через СКВИД дается формулой

$$I_s(\varphi, \Phi) = I_a(\varphi + \Phi/2) + I_b(\varphi - \Phi/2),$$

где  $\Phi = 2\pi\Phi/\Phi_0$ . Основное внимание было уделено «минимальной модели», в которой один из контактов в кольце имеет чисто синусоидальное ток-фазовое соотношение (с  $n = 1$ ), а во втором имеется также вторая гармоника (с  $n = 2$ ):

$$\begin{aligned} I_a(\varphi) &= I_{a1} \sin \varphi, \\ I_b(\varphi) &= I_{b1} \sin \varphi + I_{b2} \sin 2\varphi. \end{aligned}$$

Нормированное ток-фазовое соотношение тогда имеет вид

$$J(\varphi) = \sin \varphi + A \sin(2\varphi - \tilde{\phi}),$$

где

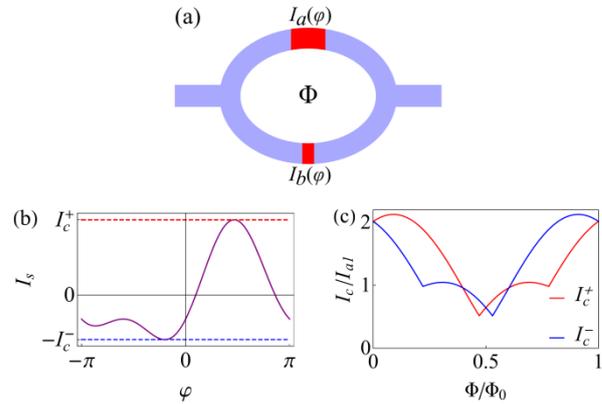
$$\begin{aligned} A(\Phi) &= I_{b2}/I_1(\Phi), \\ \tilde{\phi} &= \varphi + 2 \arctan \left( \frac{I_{a1} - I_{b1}}{I_{a1} + I_{b1}} \tan \frac{\Phi}{2} \right). \end{aligned}$$

Эффективный фазовый сдвиг  $\tilde{\phi}$  между джозефсоновскими гармониками зависит от магнитного потока через кольцо интерферометра. Ток везде нормирован на критический ток СКВИДа в отсутствие высших гармоник:

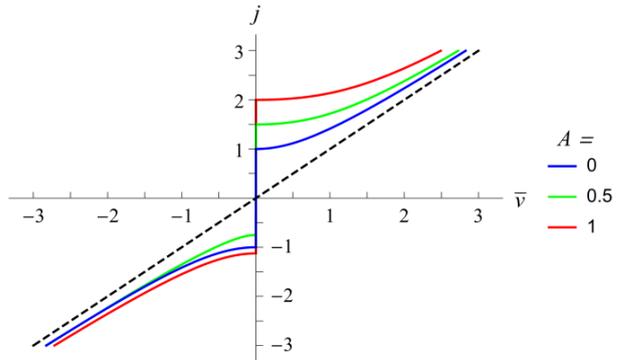
$$I_1(\Phi) = \sqrt{I_{a1}^2 + I_{b1}^2 + 2I_{a1}I_{b1} \cos \Phi}.$$

Из-за наличия второй гармоники ( $A \neq 0$ ) вольт-амперная характеристика (ВАХ) оказывается асимметричной,  $I(-V) \neq -I(V)$ , при условии  $\sin \tilde{\phi} \neq 0$ . Таким образом, система демонстрирует джозефсоновский диодный эффект (ДДЭ), простейшее проявление которого — зависимость величины критического тока от направления протекания,  $I_c^+ \neq I_c^-$ . Используя комбинацию пертурбативных методов, мы аналитически описываем асимметрию ВАХ, а затем подтверждаем наши результаты численным счетом в более общих случаях, см. рис. 2. Эффективность и

полярность ДДЭ определяются фазовым сдвигом  $\tilde{\phi}$ , поэтому зависят от внешнего магнитного поля.



**Рис. 1.** Асимметричный СКВИД с различными (в общем случае — несинусоидальными) ток-фазовыми соотношениями  $I_a(\varphi)$  и  $I_b(\varphi)$  в двух джозефсоновских контактах (a). Ток-фазовое соотношение «минимальной модели» при  $A = 0.5$ ,  $\tilde{\phi} = 0.4\pi$  (b). Интерференционная зависимость критического тока от потока, демонстрирующая диодный эффект ( $I_c^+ \neq I_c^-$ ) (c)

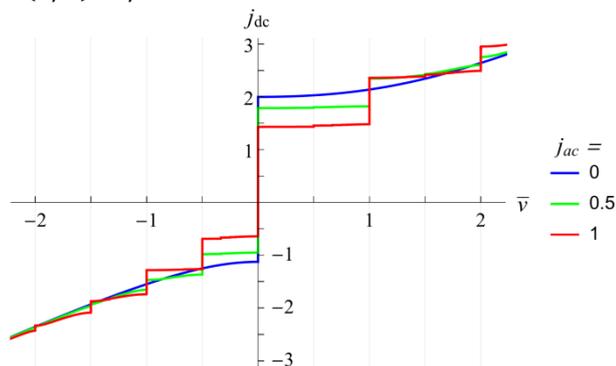


**Рис. 2.** Вольт-амперная характеристика минимальной модели при  $\tilde{\phi} = \pi/2$  и различных амплитудах второй гармоники  $A$ . Штриховая линия соответствует закону Ома  $j = \bar{v}$ . Асимметрия ВАХ,  $j(-\bar{v}) \neq -j(\bar{v})$ , является проявлением диодного эффекта

Мы аналитически нашли асимметрию зависимости  $I(V)$  в пределе большого тока или малой второй гармоники в отсутствие внешнего микроволнового облучения. Например, в пределе большого тока найденная динамика фазы приводит к следующей ВАХ:

$$\bar{v} = j - \frac{1 + A^2}{2j} - \frac{3A \sin \tilde{\phi}}{4j^2},$$

где напряжение  $v$  взято в единицах  $I_1 R$  (черта означает усреднение по времени). При наличии облучения частоты  $\omega$  фазовая синхронизация внешнего сигнала и внутренних джозефсоновских осцилляций приводит к возникновению особенностей ВАХ при  $\bar{V} = (n/k)\hbar\omega/2e$ .



**Рис. 3.** Ступеньки Шапиро для минимальной модели при  $A = 1$ ,  $\Omega = 1$ ,  $\tilde{\phi} = \pi/2$  и нескольких значениях нормированной переменной компоненты внешнего тока  $j_{ac}$ . Все ступеньки Шапиро асимметричны (имеется в виду нечетность функций). В частности, асимметрична нулевая ступенька Шапиро, что означает диодный эффект для критического тока

В задачах о динамике фазы в рамках резистивной модели оказывается удобен метод теории возмущений с обратной связью, что означает подстройку значения тока (вместо рассмотрения заданного значения) на каждом шаге итерационного процесса для устранения роста поправок.

В случае облучения с заданным напряжением внешнего сигнала на ВАХ имеются пики Шапиро [на фоне линейной омической зависимости  $I(V)$ ]. Целые пики (с целыми значениями  $n/k$ ) асимметричны, что является проявлением ДДЭ. Полуцелые пики (с полуцелыми значениями  $n/k$ ) остаются симметричными.

В режиме заданного тока на ВАХ имеются ступеньки Шапиро. Этот случай более сложен с точки зрения аналитики, и мы рассмотрели его пертурбативно по величине переменной компоненты поля и величине второй джозефсоновской гармоники, а также численно, см. рис. 3 (безразмерная частота  $\Omega = \omega/\omega_0$  получается в результате нормирования внешней частоты  $\omega$  на джозефсоновскую частоту  $\omega_0 = 2eI_1 R/\hbar$ ). Как целые, так и полуцелые ступеньки Шапиро оказываются асимметричными, что является проявлением ДДЭ.

*Доклад основан на работе [1]. Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 21-42-04410).*

## Литература

1. Ya. V. Fominov, D. S. Mikhailov, *Asymmetric higher-harmonic SQUID as a Josephson diode* // Phys. Rev. B, 106, 134514 (2022).

# Усиление локализации в неэрмитовых дальнедействующих неупорядоченных моделях

И. М. Хаймович<sup>1,\*</sup>, G. De Tomasi<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегород. обл., 603087, Россия

<sup>2</sup> Department of Physics, University of Illinois at Urbana-Champaign, Urbana, Illinois 61801-3080, USA

\* hai@ipmras.ru

Исследована устойчивость неэргодической делокализованной (= фрактальной) фазы в неупорядоченных квантовых системах по отношению к присоединению внешнего резервуара. В качестве примера системы с неэргодической фазой была выбрана случайно-матричная модель Розенцвайга — Портера. Вместо резервуара применено описание случайного неэрмитового гамильтониана. Численно и аналитически показано, что эргодическая и локализованная фазы устойчивы к неэрмитовому характеру диагональных и недиагональных матричных элементов. В то же время устойчивость фрактальной фазы зависит от природы диагонального беспорядка: фрактальная фаза оказалась нечувствительной к чисто действительному или мнимому беспорядку, однако она исчезала для комплексного беспорядка, давая место локализации.

## Введение

В последние годы возрос интерес к неэрмитовым неупорядоченным системам благодаря вопросам, связанным с термализацией в квантовых системах, её нарушением в фазе многочастичной локализации при большой амплитуде беспорядка и с неустойчивостью этой локализации к подключению резервуаров.

Действительно, эффект многочастичной локализации, как и локализации Андерсона, основан на интерференции, поэтому в литературе преобладает мнение, что подключение резервуара к изначально изолированной неупорядоченной квантовой системе должно разрушать фазу локализации и приводить к восстановлению квантовой термализации.

Для описания подобных открытых квантовых систем, присоединённых к резервуару (как минимум на конечных и не очень больших временах), обычно учитывают основные эффекты утечки/релаксации энергии (или количества частиц) и пренебрегают вкладом так называемых квантовых скачков (которые учитываются, например, в уравнениях Линдблада). Это приближение эквивалентно описанию квантовой системы с неэрмитовым гамильтонианом.

Наиболее известной неупорядоченной неэрмитовой моделью является модель Хатано — Нельсона [1], которая описывает динамику вихрей Абрикосова в сверхпроводящем кольце с ненулевым потоком магнитного поля, который пронизывает это кольцо. Эффективный неэрмитов гамильтониан, описывающий модель Хатано — Нельсона, эквивалентен одномерной модели Андерсона с периодическими граничными условиями и амплитудой прыжковых членов вправо больше, чем влево. Ожидаемо модель Хатано — Нельсона демонстрирует нарушение локализации Андерсона от центра спектра к краям с увеличением параметра неэрмитовости (отношения скачков вправо и влево), которая нарушает эффекты интерференции.

## Модель и результаты

В отличие от описанной выше модели, мы рассматриваем наиболее общую случайно-матричную модель, которая описывает переход Андерсона, а именно — модель Розенцвайга — Портера [2], и исследуем её устойчивость к неэрмитовому вкладу.

Модель Розенцвайга — Портера представляет собой случайный гауссов ансамбль с параметрически большой диагональю  $\epsilon_n$ , амплитуда которой растёт от размера матрицы степенным образом. Известно, что фазовая диаграмма этой модели содержит не только эргодическую (металлическую) и локализованную фазы, но и так называемую неэргодическую делокализованную фазу [3], см. рис. 1 (левый). При этом собственные функции характеризуются одной фрактальной размерностью  $D_q \equiv D \in (0,1)$ , определённой через степенную зависимость моментов волновых функций  $\sum_{x=1}^N |\psi_E(x)|^{2q} \sim N^{(1-q)D_q}$  от размера матрицы  $N$ . Локализованная фаза даёт значением  $D_{q \geq 1} \equiv 0$ , в то время как металлическая (эргодическая) фаза определяется  $D_q \equiv 1$ . Из работы [3] известно, что эта фрактальная фаза может быть описана точно в рамках золотого правила Ферми или так называемого метода полости.

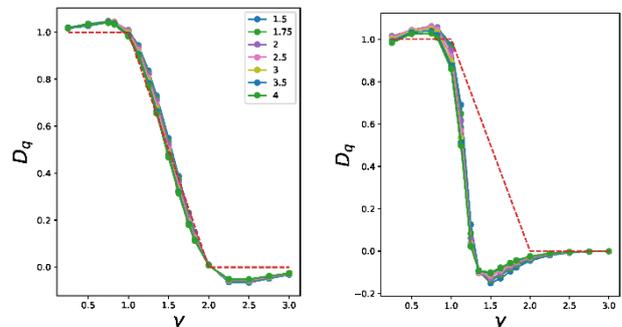


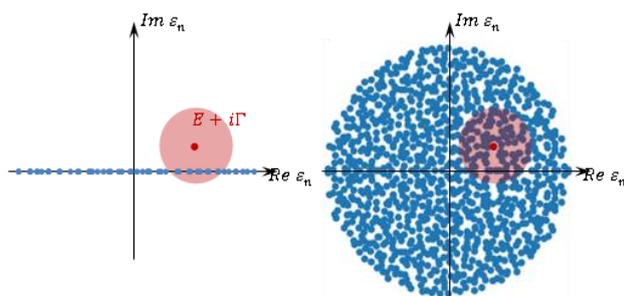
Рис. 1. Фрактальная размерность  $D_q$  собственных состояний как функция параметра беспорядка  $\gamma$  для произвольных недиагональных элементов и для действительного или мнимого диагонального беспорядка (слева), комплексного беспорядка общего вида (справа). Видно, что эргодическая фаза  $\gamma < 1$  нечувствительна к неэрмитовости, в то время как фрактальная фаза  $1 < \gamma < 2$  заменяется на локализованную в случае комплексного беспорядка

Однако для исследования эффектов неэрмитовости на фазовую диаграмму метод полости, строго говоря, неприменим, поэтому для этой цели был нами использован метод эрмитизации матриц с последующим обобщением метода полости для них [4]. С использованием этого метода были получены контр-интуитивные результаты.

Оказалось, что неэрмитов характер недиагональных элементов случайной матрицы не влияет на фазовую диаграмму и золотое правило Ферми продолжает давать точный ответ. Кроме того, как локализованная, так и металлическая (эргодическая) фазы оказались устойчивы ко всем неэрмитовым возмущениям.

Однако фрактальная фаза показала чувствительность к природе диагонального беспорядка. А именно: для чисто действительного или чисто мнимого беспорядка фрактальная фаза оставалась неизменной, но исчезала для комплексного беспорядка общего вида. Вдобавок, взамен исчезнувшей фрактальной фазы появлялась локализация (см. рис. 1), то есть в отличие от модели Хатано — Нельсона, в рассматриваемой модели неэрмитовость усиливает локализацию, а не металлическую фазу.

Объяснение этого контринтуитивного поведения было дано в рамках обобщения метода полости на неэрмитовы задачи с помощью эрмитизации (рис. 2).



**Рис. 2.** Качественная картина для неэрмитовой модели Розенцвайга — Портера в рамках обобщения золотого правила Ферми и метода полости на неэрмитовы матрицы. Уширение  $\Gamma$  собственного уровня  $E$  за счёт недиагональных элементов (розовый круг) показано поверх распределения диагональных матричных элементов  $\varepsilon_n$  (синие точки) в эрмитовом (слева) и общем комплексном (справа) случаях

Поскольку обобщённое золотое правило Ферми даёт лоренцеву форму волновой функции  $\langle |\psi_E(r)|^2 \rangle_j \simeq \frac{A^2}{(E - \text{Re } \varepsilon_r)^2 + (\Gamma - \text{Im } \varepsilon_r)^2}$ , где усреднение  $\langle \dots \rangle_j$  проведено по недиагональным матричным элементам  $j$ ,  $A$  – нормировочная константа, то сразу видна разница между действительным,  $\varepsilon_n = \text{Re } \varepsilon_n$ , и общим комплексным,  $\text{Re } \varepsilon_n \neq 0$ ,  $\text{Im } \varepsilon_n \neq 0$ , распределением диагональных элементов.

В самом деле, для действительных диагональных элементов  $\Gamma$  играет роль уширения, и поэтому коэффициенты волновой функции внутри розового круга на рис. 2 примерно одинаковы по амплитуде. Их экстенсивное количество  $N^D$  меры нуль от всего числа узлов и определяет фрактальную размерность.

В случае комплексного беспорядка общего вида (рис. 2, справа), уширение даёт лишь сдвиг мнимой части диагональных элементов, поэтому в ранее фрактальной фазе с  $\Gamma \sim N^{D-1} \ll \text{Im } \varepsilon_n$  оно не играет роли. Лишь ближайший элемент  $\text{Re } \varepsilon_n$  к собственной энергии  $E$  даёт вклад в волновую функцию, которая, тем самым локализована при любом  $D < 1$ .

Так было показано, что в отличие от короткодействующих моделей типа Хатано — Нельсона [1], неэрмитовость в дальнедействующей модели Розенцвайга — Портера способствует локализации.

## Финансирование

Работа поддержана Российским научным фондом (грант 21-12-00409).

## Литература

1. N. Hatano, D. R. Nelson // PRL, 77, 570 (1996).
2. N. Rosenzweig, C. E. Porter // PRB, 120, 1698 (1960).
3. V. E. Kravtsov, I. M. Khaymovich *et al.* // NJP, 17, 122002 (2015).
4. G. De Tomasi, I. M. Khaymovich // PRB, 106, 094204 (2022).

# Сравнение методов моделирования сверхпроводниковых интегральных структур с помощью полуаналитического расчета и в Ansys HFSS

Ф. В. Хан<sup>1,2,\*</sup>, А. А. Атепалихин<sup>1,2</sup>, Л. В. Филиппенко<sup>1</sup>, В. П. Кошелец<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125001

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701

\*khanfv@hitech.cplire.ru

В данной работе проводится моделирование сверхпроводниковых интегральных структур в частотном диапазоне 350–750 ГГц двумя методами. Первый (полуаналитический) метод основан на использовании ABCD-матриц, сопоставляемых каждому элементу схемы. Во втором методе для моделирования структур применяется Ansys HFSS. Для образцов с шириной микрополосковых линий менее 15 мкм обе модели находятся в качественном соответствии друг с другом и с экспериментальными данными. С увеличением ширины линий и геометрических размеров других элементов структуры возникают поперечные моды, что обуславливает различия между полуаналитическим расчетом и экспериментом.

## Введение

Устройства сверхпроводниковой электроники находят широкое применение, как в фундаментальных исследованиях, так и прикладных направлениях. Однако при проектировании подобных устройств часто возникают сложности, ввиду того, что во многих коммерческих 3D-симуляторах (Ansys HFSS, CST Microwave Studio) отсутствует возможность расчета сверхпроводниковых элементов. В данной работе приводятся два метода для моделирования сверхпроводниковых структур. В первом используется метод матриц передачи (ABCD-матриц). Во втором производится расчет электромагнитного поля по всей структуре в программе Ansys HFSS. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными.

## Исследуемые образцы

Исследуемые структуры представляют собой линии передачи СВЧ-сигнала в диапазоне 200–700 ГГц. В качестве генератора используется распределенный джозефсоновский переход (РДП). По току накачки сосредоточенного туннельного перехода сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник (СИС) оценивается доля приходящей мощности. С целью обеспечения независимого подключения РДП и СИС в схему добавлен разрыв по постоянному току. Трансформаторы импеданса позволяют получить хорошее согласование и сгладить характеристику проходящего сигнала в рабочей полосе частот.

## Описание моделей для расчетов

В первой модели расчет коэффициента  $S_{12}$  между генератором на РДП и СИС-переходом выполнен с помощью метода матриц передачи. Разрыв по постоянному току анализируется как щелевая антенна. Выражения для характеристического импеданса  $Z_0$  и постоянной распространения  $\gamma$  сверхпроводниковой микрополосковой линии запишем как

$$Z_0 = \frac{\eta_0}{\sqrt{\epsilon}} g_1 \operatorname{Re} \left( \sqrt{1 - \frac{j\chi}{k_0 H} \frac{2Z_s}{\eta_0}} \right), \quad (1)$$

$$\gamma = \sqrt{-k_0^2 \epsilon + \frac{jk_0 \epsilon \chi}{H} \frac{2Z_s}{\eta_0}},$$

где  $\eta_0 = 120\pi$  — волновое сопротивление вакуума,  $k_0$  — волновое число в вакууме,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость слоя изолятора,  $H$  — его толщина; факторы  $g_1$  и  $\chi$  учитывают распределение поля вне электрода и внутри него, соответственно [1].  $Z_s$  — поверхностный импеданс сверхпроводящей пленки, из которой изготовлены электроды, посчитанный по формулам из работы [2].

Во втором методе в программе Ansys HFSS рассчитывается распределение электромагнитных полей по всей структуре. Способ включения СИС-перехода в структуру показан на рис. 1 слева. Граничное условие «SIS» задано таким образом, чтобы импеданс кольца между внешней и внутренней окружностью был равен импедансу параллельно поставленных сопротивления выше щели  $R_n$  и емкости  $C$  перехода, что с хорошей точностью выполняется для СИС-перехода при работе на рассматриваемых частотах. Внутренняя окружность имеет контакт с цилиндром из идеального проводника. Радиус и высота цилиндра практически не оказывают влияния на результат. Внешний радиус кольца равен радиусу СИС-перехода. Сопротивление порта было выбрано 1 мОм — много меньше  $R_n$ .

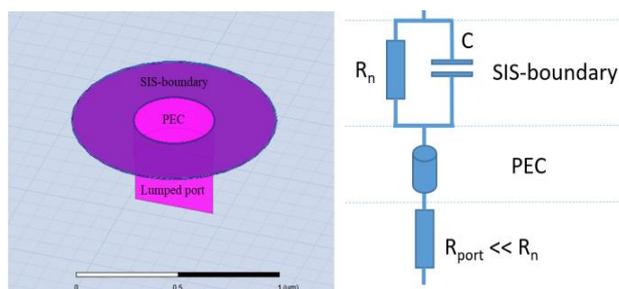


Рис. 1. Изображение СИС-перехода, встроенного в линию (слева), и принципиальная схема (справа)

Сверхпроводящие свойства электродов линии передачи были учтены путем задания соответствующих граничных условий. Электроды представлены в виде планарных структур конечной толщины, равной толщине пленок. Выражения для поверхностного импеданса в зависимости от частоты были посчитаны отдельно по формулам из работы [2] и подставлены в граничные условия, как указано в работе [3]. Переход к истинному значению  $S_{21}$  — доли мощности, переда-

ваемой от РДП к СИС-переходу получается путем пересчета мощности по формуле

$$P = P_{port} (1 + \operatorname{Re}(Z_{SIS})/R_{port}). \quad (2)$$

### Обсуждение результатов

Расчетные и экспериментальные кривые для трех согласующих структур, а также их изображения приведены на рис. 2. Отличие экспериментальной зависимости  $S_{21}$  от посчитанной с помощью полуаналитического расчета для третьего образца обусловлено возбуждением асимметричной моды в радиальном замыкателе, что не учитывалось в модели.

Описанные методы позволяют с хорошей точностью проектировать сверхпроводниковые интегральные устройства. Для большинства из проанализированных образцов (всего более 10), отличающихся как геометрией, так и параметрами СИС-переходов, по-

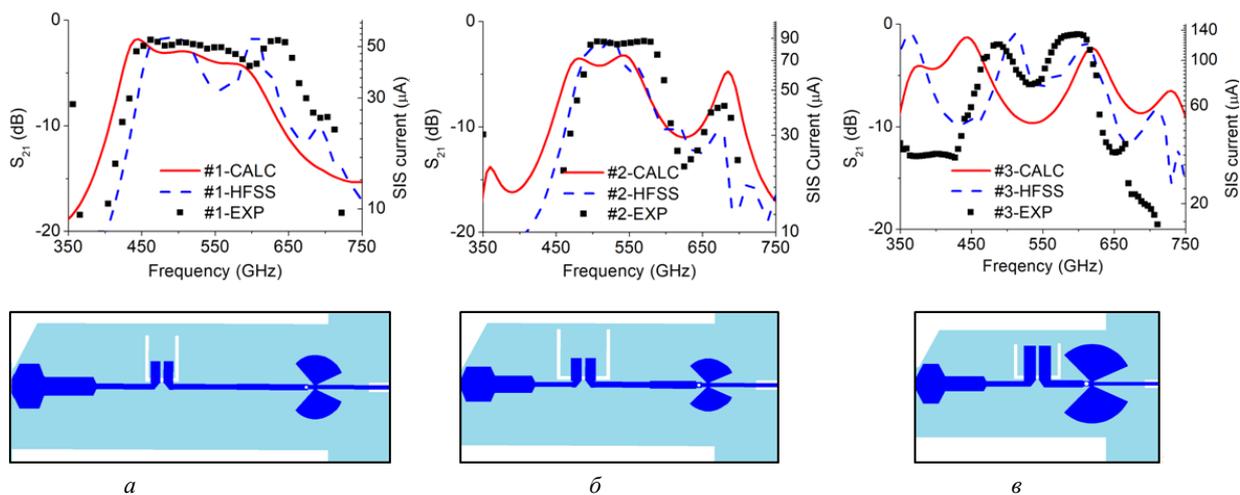
лучено хорошее соответствие между расчетами и экспериментом (см. рис. 2, образцы №1 и №2).

### Финансирование

Образцы изготовлены при помощи оборудования УНУ №352529 «Криоинтеграл», развитие которого поддержано грантом Минобрнауки РФ, соглашение № 075-15-2021-667.

### Литература

1. G. Yassin, S. Withington // Journal of Physics D: Applied Physics. – 1995 – Т. 28, № 9 – С. 1983.
2. D. C. Mattis, J. Bardeen // Physical Review – 1958 – Т. 111, №. 2. – С. 412.
3. V. Belitsky et al. // International journal of infrared and millimeter waves – 2006 – Т. 27, №. 6. – С. 809–834.



**Рис. 2.** Сравнение расчетов с экспериментальными данными для трех образцов. Сплошной красной кривой показаны результаты полуаналитического расчета, пунктирной синей — расчет в Ansys HFSS. Черными квадратами отмечены экспериментальные данные. Под графиками показаны соответствующие геометрии моделируемых структур

# Слоистый электронный сверхпроводник $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ как система внутренних контактов Джозефсона

Т. Б. Чарикова<sup>1,\*</sup>, Н. Г. Шелушина<sup>1</sup>, М. Р. Попов<sup>1</sup>, А. С. Клепикова<sup>1</sup>, А. А. Иванов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108

<sup>2</sup> Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Каширское шоссе, 31, Москва, 115409

\* charikova@imp.uran.ru

Представлены результаты исследований вольт-амперных характеристик эпитаксиальных пленок  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}/\text{SrTiO}_3$ . Установлено, что вольт-амперные характеристики демонстрируют несколько резистивных ветвей, которые соответствуют резистивным состояниям отдельных собственных джозефсоновских переходов (IJJs). Результаты подтверждают идею о механизме туннелирования между плоскостями  $\text{CuO}_2$  сверхпроводник — диэлектрик — сверхпроводник для исследованного соединения  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$

## Введение

В низкоразмерных сверхпроводящих системах, обладающих крупномасштабной квантовой когерентностью, проявляются свойства сверхпроводящих слабых связей (джозефсоновских контактов) в макроскопическом масштабе. Собственные джозефсоновские переходы (IJJs), естественным образом образующиеся в некоторых сильно анизотропных слоистых сверхпроводниках, изучаются уже на протяжении нескольких лет [1–6]. Поскольку IJJs представляют собой кристаллическую структуру, границы раздела переходов являются атомарно плоскими и чистыми, что обеспечивает в высокотемпературных сверхпроводниках почти идеальные характеристики джозефсоновского перехода туннельного типа. Нами были экспериментально обнаружены особенности поведения сопротивления Холла между плоскостями  $\text{CuO}_2$ , которые свидетельствуют о движении системы джозефсоновских вихрей, выстроенных в магнитном поле параллельно плоскостям  $\text{CuO}_2$ , в направлении, перпендикулярном этим плоскостям, при преодолении присущего им собственного (intrinsic) пиннинга. Целью работы было определить условия проявления нелинейных динамических свойств в соединении  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  в скрещенных магнитном и электрическом полях и установить возможность использования естественного слоистого электронно-легированного сверхпроводника  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  как системы с внутренними джозефсоновскими контактами.

## Образцы и методика эксперимента

Методом импульсного лазерного осаждения [7] были синтезированы эпитаксиальные пленки  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}/\text{SrTiO}_3$  с  $x = 0.15$  и  $0.145$  двух типов:

1. Ориентация пленки  $(1\bar{1}0)$  — ось  $c$  решетки  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  направлена вдоль *длинной* стороны подложки  $\text{SrTiO}_3$ . Такая конфигурация пленки была выбрана для исследования вольт-амперных характеристик (ВАХ) пленки в отсутствие магнитного поля.
2. Ориентация пленки  $(1\bar{1}0)$  — ось  $c$  решетки  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  направлена вдоль *короткой* стороны подложки  $\text{SrTiO}_3$ . Такая конфигурация пленки была выбрана для исследования эффекта Холла, возникающего между проводящими плоскостями  $\text{CuO}_2$ , и для измерения ВАХ пленки в скрещенных магнитном и электрическом полях.

Вольт-амперные характеристики пленок и результаты исследования эффекта Холла были получены на экспериментальной установке в соленоиде «Oxford Instruments» (ЦКП «Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов» ИФМ УрО РАН). Электрическое поле приложено параллельно плоскости подложки  $\text{SrTiO}_3$ , внешнее магнитное поле  $B$  направлено перпендикулярно плоскости подложки  $\text{SrTiO}_3$ .

На дифрактометре PANalytical Empyrean Series 2 в геометрии съёмки параллельного пучка на длине волны  $\text{Cu K}\alpha$   $1.54 \text{ \AA}$  были получены дифрактограммы пленок двух типов (на рис. 1 приведена дифрактограмма пленки 1-го типа), подтверждающие ориентацию пленок  $(1\bar{1}0)$  и эпитаксиальность.

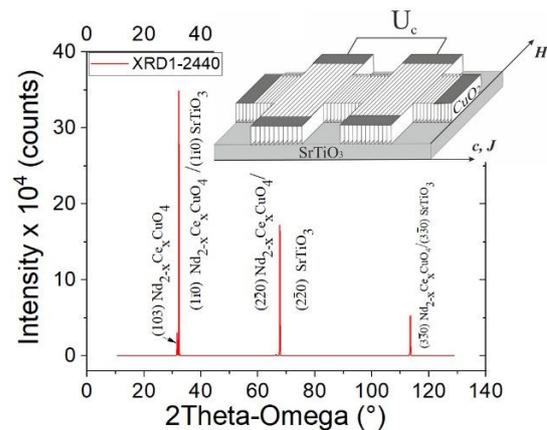


Рис. 1. Дифрактограмма пленки с ориентацией  $(1\bar{1}0)$  и осью  $c$ , направленной вдоль длинной стороны подложки  $\text{SrTiO}_3$

## Экспериментальные результаты

Для эпитаксиальных пленок  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}/\text{SrTiO}_3$  с  $x = 0.15$  и  $0.145$  из измерений верхнего критического поля и коэффициента анизотропии сопротивления определены длина когерентности в плоскости  $\text{CuO}_2$  —  $\xi_{ab}$  и длина когерентности вдоль оси  $c$  между плоскостями  $\text{CuO}_2$  —  $\xi_c$  (табл. 1).

Таблица 1. Параметры пленок  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}/\text{SrTiO}_3$  с разным содержанием церия

$x$ , содержание Ce	$H_{c2}$ (Т)	$\rho_c/\rho_{ab}$	$\xi_{ab}$ (Å)	$\xi_c$ (Å)
0.15	6.3	123	72.4	6.5
0.145	2.7	1600	110.0	2.9

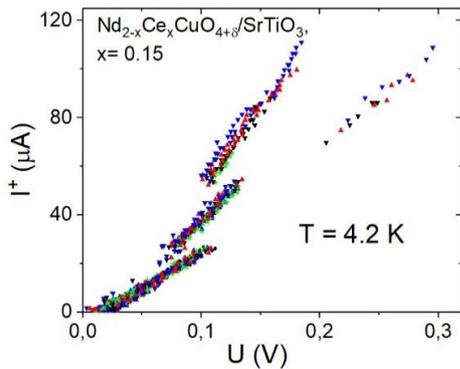


Рис. 2. ВАХ пленки  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}/\text{SrTiO}_3$  с  $x = 0.15$

Установлено, что длина когерентности  $\xi_c$  не превышает расстояние между проводящими плоскостями  $\text{CuO}_2$ . При достаточно большой анизотропии становится актуальной дискретность структуры, и более подходящим является описание с точки зрения набора слабосвязанных сверхпроводящих слоев [8]. Перенос между слоями происходит посредством последовательного туннелирования носителей заряда в нормальном состоянии (или куперовских пар в сверхпроводящем состоянии). Следовательно, систему  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  можно рассматривать как совокупность джозефсоновских туннельных переходов с наличием собственного пиннинга. Собственная критическая плотность тока, определяемая максимальной силой пиннинга, принимает вид:

$$j_c \sim \frac{\lambda_j}{\xi} \left(1 - \frac{B}{B_{c2}}\right) j_0, \quad (1)$$

где  $\lambda_j$  – джозефсоновская глубина проникновения,  $\xi$  – длина когерентности Гинзбурга — Ландау,  $j_0$  – плотность ослабляющего тока. ВАХ становится нелинейной при наличии пиннинга. Конечное напряжение

появляется, когда  $j > j_c$ . При больших токах  $j \gg j_c$  линейная зависимость восстанавливается. Вольт-амперные характеристики ИТ демонстрируют несколько резистивных ветвей, которые соответствуют резистивным состояниям отдельных ИТ (Рис. 2).

Экспериментально определенные ВАХ и температурные зависимости критического тока подтверждают идею о механизме туннелирования между плоскостями  $\text{CuO}_2$  сверхпроводник-диэлектрик-сверхпроводник для исследованного соединения  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ .

## Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» № АААА-А18-118020190098-5.

## Литература

1. R. Kleiner, P. Muller // *Physica C*, 293, 156 (1997).
2. A. A. Yurgens // *Supercond. Sci. Technol.*, 13, R85 (2000).
3. V. M. Krasnov, A. Yurgens, D. Winkler et al. // *Phys. Rev. Lett.*, 84, 2534 (2000).
4. S. Heim et al. // *Phys. C Supercond.*, 367, 348 (2002).
5. T. Kawakami and M. Suzuki // *Phys. Rev. B*, 76, 134503 (2007).
6. J. F. Ding, L. Xie, X. F. Sun, and X. G. Li // *Journal of Applied Physics*, 108, 123903 (2010).
7. A. S. Klepikova, T. B. Charikova, M. R. Popov et al., *Physica E.*, 146, 115532 (2023).
8. W. E. Lawrence, S. Doniach // *Twelfth Int. Conf. Low Temp. Physics*, okyo Keigaku Publ. Co., Ltd. 1971. P. 361.

# Реконструкция запутанного состояния двух кубитов с помощью измерения спектра излучения

О. А. Чуйкин\*, Я. С. Гринберг\*\*

Новосибирский государственный технический университет НЭТИ, пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630073  
\* chuikina@yandex.ru, \*\* yakovgreenberg@yahoo.com

В данной работе исследована реконструкция запутанного состояния для двух сверхпроводящих кубитов с помощью экспериментально измеряемого фотонного спектра. Было показано, что для получения амплитуд вероятности начальной волновой функции запутанного состояния достаточно экспериментально измерить спектр излучения на частоте резонанса и знать величину спонтанного излучения кубитов в волноводе. Определить фазу начальной волновой функции системы можно, настроив частоту резонанса определенным образом и проведя измерение спектра на другой частоте, близкой к резонансной.

В настоящее время активно продолжается развитие квантовых информационных технологий на основе кубитов. Одним из центральных понятий в данной области является запутанность — квантовое взаимодействие, при котором состояния удаленных кубитов становятся взаимосвязанными. В данном контексте большой интерес представляет задача определения исходного запутанного состояния кубитной системы. В этой работе мы рассматриваем систему из двух сверхпроводящих кубитов в волноводе [1] и показываем, как можно восстановить исходное запутанное состояние с помощью ряда экспериментальных измерений. Наш расчет основывается на общем выражении для спектра излучения двухкубитной системы, который был получен ранее в работе [2].

## Постановка задачи

Рассмотрим систему, в которой имеется микроволновый одномерный волновод с двумя сверхпроводящими кубитами. Произвольное запутанное состояние в начальный момент времени можно представить следующей волновой функцией:

$$|\Psi_{qb}(0)\rangle = p|e_1g_2\rangle + qe^{i\varphi}|g_1e_2\rangle, \quad (1)$$

где  $e_j$  — это возбужденное состояние  $j$ -го кубита, а  $g_j$  — основное состояние. В случае с двухкубитной системой, однако, удобнее работать в базисе Дикке, для которого берутся симметричное и асимметричное состояния Белла:

$$|S\rangle = \frac{|g_1e_2\rangle + |e_1g_2\rangle}{\sqrt{2}}, \quad |A\rangle = \frac{|g_1e_2\rangle - |e_1g_2\rangle}{\sqrt{2}}. \quad (2)$$

В данном базисе волновую функцию (1) можно представить как

$$|\Psi_{qb}(0)\rangle = S_0|S\rangle + A_0|A\rangle, \quad (3)$$

где мы ввели следующие коэффициенты:

$$\frac{p + qe^{i\varphi}}{\sqrt{2}} = S_0, \quad \frac{p - qe^{i\varphi}}{\sqrt{2}} = A_0, \quad (4)$$

Разумеется, для амплитуд запутанного состояния выполняется условие нормировки (как для ВФ (1), так и для (4)):

$$p^2 + q^2 = 1, \quad |S_0|^2 + |A_0|^2 = 1, \quad (5)$$

Следует иметь в виду, что коэффициенты  $p$  и  $q$  всегда вещественные, тогда как  $S_0$  и  $A_0$  могут быть комплексными.

## Нахождение амплитуд запутанного состояния

Предположим, что два кубита идентичны по характеристикам. Тогда исходный гамильтониан системы есть

$$H = \frac{\Omega}{2} \sum_{n=1}^2 (1 + \sigma_z^{(n)}) + \int_0^\infty \omega (a^\dagger(\omega)a(\omega) + b^\dagger(\omega)b(\omega)) d\omega + \sum_{n=1}^2 g(\Omega) \int_0^\infty d\omega (a^\dagger(\omega)e^{-ikx_n} + b^\dagger(\omega)e^{ikx_n}) \sigma_-^{(n)} + h.c., \quad (6)$$

где  $\sigma_z^{(n)}$  это спиновый оператор Паули,  $a$  ( $b$ ) — фотонные операторы уничтожения для правой (левой) волны,  $\sigma_-^{(n)}$  — лестничный оператор понижения для  $n$ -го кубита,  $g(\Omega)$  — коэффициент связи кубита с волноводом,  $\Omega$  — резонансная частота кубита,  $x_n$  — его координата.

Для гамильтониана (6) мы можем найти спектр излучения с помощью метода оператора перехода [2], причем его выражение будет в общем виде, для любого начального состояния. Для запутанного состояния (3) в пределе больших времен получаем

$$S(\omega) = |S_0|^2 \frac{1}{4\pi} \frac{\Gamma_+}{\delta_+^2 + \Gamma_+^2/4} + |A_0|^2 \frac{1}{4\pi} \frac{\Gamma_-}{\delta_-^2 + \Gamma_-^2/4} + iS_0^*A_0 \frac{1}{4\pi} \frac{\Gamma \sin(k_0d)}{(i\delta_+ + \Gamma_+/2)(i\delta_- - \Gamma_-/2)} - iS_0A_0^* \frac{1}{4\pi} \frac{\Gamma \sin(k_0d)}{(i\delta_- + \Gamma_-/2)(i\delta_+ - \Gamma_+/2)}, \quad (7)$$

где мы ввели дополнительные обозначения:

$$\delta_\pm = \omega - \left( \Omega \pm \frac{\Gamma}{2} \sin k_0d \right), \quad \Gamma_\pm = \Gamma (1 \pm \cos k_0d). \quad (8)$$

Здесь  $k_0d = \Omega d/v_e$ ,  $d$  — расстояние между кубитами,  $v_e$  — групповая скорость фотонов,  $\Gamma = 4\pi g^2(\Omega)$  — скорость спонтанного излучения в волноводе.

В принципе, выражение (7) уже можно использовать для нахождения амплитуд, если известны все входящие туда параметры. Тем не менее намного более простой задача становится в точке резонанса  $\omega = \Omega$ :

$$S(\Omega) = \frac{1}{\pi\Gamma} \left( \frac{1}{2} + S_0^*A_0 + S_0A_0^* \right), \quad (9)$$

откуда, переходя обратно к начальным коэффициентам с помощью (4), легко получим

$$p^2 = \frac{1}{4} + \frac{1}{2} \pi\Gamma S(\Omega), \quad q^2 = \frac{3}{4} - \frac{1}{2} \pi\Gamma S(\Omega). \quad (10)$$

Таким образом, мы можем восстановить начальные амплитуды запутанного состояния из двух экспериментальных измерений: спектра излучения на резонансной частоте кубитов, и скорости затухания в волновод  $\Gamma$ , которая определяется как ширина линии коэффициента пропускания  $t$ .

### Определение фазы

Для нахождения фазы  $\varphi$  запутанного состояния (1) можно проделать следующее. Для начала определить спектр на частоте, близкой к резонансу, но отличной от нее. Например, возьмем частоту  $\omega = \Omega + \Gamma/2$ . В таком случае

$$S\left(\Omega + \frac{\Gamma}{2}\right) = \frac{Z_1 + Z_2}{2\pi\Gamma} + \frac{i}{2\pi\Gamma}(p^2 - q^2)(Z_3 - Z_3^*) + \frac{pq}{\pi\Gamma}(Z_1 - Z_2)\cos\varphi + \frac{pq}{\pi\Gamma}(Z_3 + Z_3^*)\sin\varphi, \quad (11)$$

где коэффициенты, зависящие от  $k_0d$ , есть

$$\begin{aligned} Z_1 &= \frac{1 + \cos k_0d}{3 + 2\cos k_0d - 2\sin k_0d}, \\ Z_2 &= \frac{1 - \cos k_0d}{3 - 2\cos k_0d + 2\sin k_0d}, \\ Z_3 &= \frac{\sin k_0d}{2i(\cos k_0d + \sin k_0d) - 1}. \end{aligned} \quad (12)$$

Для сверхпроводящих кубитов существует возможность с помощью магнитного поля настраивать частоту резонанса, а значит и параметр  $k_0d$  [1]. Предположим, что в нашей системе мы подстроили частоты кубитов таким образом, что  $k_0d = \pi$ . В таком случае  $Z_1 = Z_3 = 0$ , а  $Z_2 = 2/5$ . Следовательно, из (11) мы получаем выражение для косинуса фазы:

$$\cos\varphi = \frac{1}{2pq} \left( 1 - 5\pi\Gamma S\left(\Omega + \frac{\Gamma}{2}\right) \Big|_{\pi} \right). \quad (13)$$

Отметим, что выбор  $k_0d = \pi$  связан исключительно с простотой результата. Если для реальной системы нет возможности настроить  $k_0d$  именно так, то всегда можно пересчитать коэффициенты (12) исходя из реальных условий эксперимента.

### Финансирование

*Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках проекта FSUN-2023-0006. Чуйкин О. А. выражает благодарность Фонду развития теоретической физики и математики «БАЗИС» за частичную финансовую поддержку.*

### Литература

1. A. L. Blais, S. M. Girvin Grimsmo *et al.* // Rev. Mod. Phys., **93**, 025005 (2021).
2. Ya. S. Greenberg, O. A. Chuikin // Eur. Phys. J. B, **95**, 151 (2022).

# Особенности физики металлов с тяжелыми фермионами: теория и эксперимент

**В. Р. Шагинян**

Петербургский институт ядерной физики, РНЦ «Курчатовский институт»  
vrshag@thd.pnpi.spb.ru

Основываясь как на экспериментальных фактах, так и на наших теоретических исследованиях, мы показываем, что плоские зоны в сильно коррелированных металлах определяют основные свойства этих металлов. В докладе рассматривается топологический квантовый фазовый переход, который приводит к плоским зонам и позволяет объяснить особое поведение металлов с тяжелыми фермионами и высокотемпературных сверхпроводников. Теоретическое рассмотрение сделано в рамках теории фермионной конденсации.

## Введение

В докладе рассматривается топологический квантовый ферми-конденсатный фазовый переход (ТФК), который формирует плоские зоны и позволяет объяснить поведение металлов с тяжелыми фермионами и высокотемпературных сверхпроводников. Рассматриваемое неферми-жидкостное поведение не характерно для обычных металлов. Показано, что разные металлы с ТФ демонстрируют универсальное поведение, определяемое ТФК. Свойства сильно коррелированных ферми-систем вблизи ТФК определяются квазичастицами с эффективной массой  $M^*$ , сильно зависящей от температуры  $T$ , магнитного поля  $B$ , давления  $P$  и т. д. Объяснен ряд экспериментальных данных и показано, что рассматриваемые ТФ-металлы обладают особыми свойствами:

1) Универсальное скейлинговое поведение термодинамических свойств при переменной  $T/B$ ,  $T$  — температура и  $B$  — магнитное поле.

2) Лнейная зависимость удельного сопротивления от  $T$ , возникновение отрицательного магнетосопротивления.

3) Несимметричная зависимость туннельной дифференциальной проводимости (удельного сопротивления), наблюдаемая при изменении знака приложенного напряжения. Несимметричная зависимость исчезает при наложении магнитного поля, которое восстанавливает ферми-жидкостное поведение.

4) В случае плоской зоны критическая температура сверхпроводимости  $T_c$  пропорциональна  $g$ , где  $g$  — спаривательная константа связи. Эффективная масса  $M^*$  становится конечной, причем  $T_c$  сверхпроводящего фазового перехода пропорциональна  $1/M^*$ .

Основываясь как на экспериментальных фактах, так и на наших теоретических исследованиях, мы показываем, что плоские зоны в высокотемпературных сверхпроводниках приобретают конечный наклон, пропорциональный сверхпроводящей щели.

5) Показано, что так называемый планковский предел, якобы проявляемый ТФ-металлами, определяется наличием плоской полосы.

## Заключение

Специфическая физика сильно коррелированных металлов объяснена в рамках теории фермионной конденсации и связана с плоскими зонами, существование которых было предсказано много лет назад [1, 2, 3]. Рассмотренные экспериментальные результаты убедительно свидетельствуют, что топологический квантовый фазовый переход является неотъемлемой чертой многих сильно коррелированных ферми-систем и может рассматриваться как универсальная причина, определяющая их не-ферми-жидкостное поведение, а теория фермионной конденсации способна объяснить уникальные особенности сильно коррелированных ферми-систем.

## Литература

1. V. A. Khodel and V. R. Shaginyan // JETP Lett., **51**, 553 (1990).
2. V. R. Shaginyan, M. Ya. Amusia, A. Z. Msezane, and K. G. Popov // Phys. Rep., **492**, 31 (2010).
3. V. R. Shaginyan, A. Z. Msezane, and G. S. Japaridze // Atoms, **10**, 67 (2022).

# Активный сверхпроводящий терагерцовый детектор

С. В. Шитов

Институт радиотехники и электроники им В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009  
Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Ленинский пр., 4, Москва, 119049  
sergey3e@gmail.com

Представлена концепция активного терагерцового детектора, который представляет собой интегральную микросхему с планарной антенной, болометрическим мостиком, включенным в СВЧ-резонатор, и предусилитель СВЧ на основе СКВИДа постоянного тока. Обсуждается генезис и электромагнитная модель такого устройства на примере модифицированного болометрического сенсора с СВЧ считыванием импеданса электронного газа (RFTES) при температурах 100-400 мК. Новый подход обеспечивает максимальную (теоретически возможную) передачу сигнала от сенсора на предусилитель и далее к системе обработки сигнала и пригоден для создания матриц с частотным разделением пикселей.

## Введение

Современные приемные устройства терагерцового диапазона состоят из фронтального сенсора, преобразующего входной сигнал на более низкую частоту, на которой возможна дальнейшая обработка полученной информации. В последнее время активно развивается технология изображающих матриц с частотным разделением пикселей, основанная на модуляции индивидуальных СВЧ-несущих, например [1], что аналогично всем известному эфирному радиоприему. Эффективность преобразования мощности фронтального сенсора на терагерцовых частотах, как правило, не превышает единицы, и любые потери сигнала между детектором и предусилителем могут приводить к существенной деградации чувствительности. Показано, что собственные шумы резистивного болометрического сенсора на основе сверхпроводящей пленки могут быть снижены за счет глубокого охлаждения до значений  $NEP < 10^{-20}$  Вт/√Гц при  $T \approx 100$  мК [2], однако шумовая температура лучших полупроводниковых усилителей, охлаждаемых ниже 4 К и используемых для частотной селекции пикселей, лежит вблизи зависимости  $T_n [K] = f [ГГц]$  и практически не зависит от температуры корпуса усилителя, что на частотах 1–10 ГГц ограничивает  $NEP$  всей системы на уровне  $\approx 10^{-18}$  Вт/√Гц.

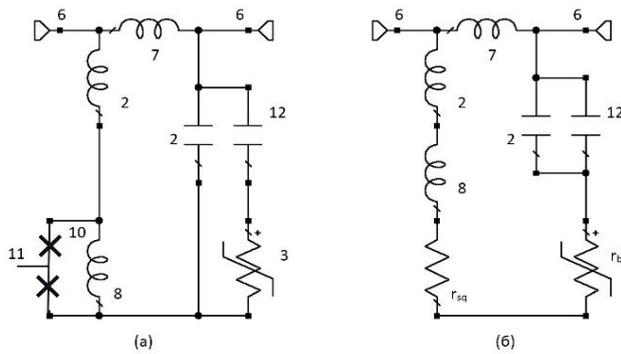
На практике размещать сенсор и усилитель на одной ступени криостата растворения не представляется возможным из-за тепловыделения СВЧ-транзисторов, и приходится использовать относительно длинные кабели, потерями которых, как показали специальные эксперименты, не удастся пренебречь. В традиционной радиотехнике похожую проблему, возникающую из-за протяженных кабелей между антенной и усилителем, решают путем размещения первого каскада усилителя в непосредственной близости от антенных элементов, называя такую конструкцию «активная антенна». Решить аналогичную проблему при низких температурах можно, используя сверхпроводящие усилители, например, на основе СКВИДов, которые имеют чрезвычайно малое тепловыделение, и шумовые температуры которых, как правило, лежат ниже физической температуры [3]. Такие усилители можно условно разделить на 3 группы: 1) усилители на ВЧ СКВИДе с внешней накачкой, 2) усилители бегущей волны на основе ВЧ СКВИДов с внешней накачкой, 3) ВЧ-усилители на

СКВИДах постоянного тока (на ПТ СКВИДах), которые можно характеризовать как параметрические усилители с самонакачкой, роль которой выполняет джозефсоновская генерация в смещенных на постоянное напряжение туннельных контактах типа СИС. Использование СКВИД-усилителя 3-го типа выглядит привлекательно, но, по сравнению с полупроводниковыми устройствами, он не обладает ни мощностью насыщения, достаточной для работы с килопиксельной матрицей детекторов, ни широкополосностью, необходимой для такой матрицы.

## Методы и подходы, модель

Новый подход к интеграции сенсора и усилителя основан на использовании высокодобротного резонатора, отвечающего за частоту селекции пикселя, в качестве простейшей согласующей цепи между микромостиком и ПТ СКВИДом. За основу взята экспериментально апробированная модель детектора с СВЧ-считыванием импеданса электронного газа в мостике из пленки гафния [4]. В добавок к терморезистивному сенсору (мостику из гафния) в цепь четвертьволнового резонатора включен СКВИД, как показано схематически на рис. 1, а. Добротность такого колебательного контура определяется потерями, вносимыми совместно болометрическим мостиком и ПТ СКВИДом. При облучении терагерцовым сигналом электронный газ в сверхпроводящем мостике разогревается, и его сопротивление изменяется, что приводит к уменьшению амплитуды тока в резонаторе на частоте несущей. Это приводит к модуляции магнитного поля регистрируется ПТ-СКВИДом.

Двухконтактный ПТ СКВИД (элементы 8, 10, 11 на рис. 1) выступает в роли узкополосного параметрического усилителя с входным импедансом порядка 1 Ом. Отметим, что считывание сигнала с пикселя (см. рис. 1) может производиться как с выхода ПТ-СКВИДа (11 — это электрод постоянного смещения СКВИДа), так и традиционно, с линии возбуждения резонатора (6). Параметры интегрированного СКВИД-усилителя, построенного по принципам исследования [3], при физической температуре  $T_{ph}$  на рабочей частоте резонатора  $f [ГГц]$  с добротностью резонатора  $Q$  могут быть следующими: усиление  $G [a.u.] \approx 40/f$ ,  $T_n \approx 0.2T_{ph}$ ,  $\Delta f \approx f/Q$ . Для согласования мостика и СКВИДа использует принцип частичного включения потерь, который реализован в емкостной и



**Рис. 1.** Эквивалентные схемы активного детектора: *a* — представление с последовательно-параллельным подключением мостика и ПТ СКВИДа в резонатор. Четвертьволновой копланарный резонатор [4], нагруженный нелинейным мостиком 3 с сопротивлением  $R_b$ , описывается емкостью  $C_R$  2, концевой емкостью  $C_b$  12, и индуктивностями  $L_R$  2 и  $L_c$  8. Элементы терагерцовой антенны не показаны, так как ее импеданс пренебрежимо мал на частотах в полосе резонатора. Линия возбуждения 6 представлена сегментом магнитной связи 7. Импеданс петли СКВИДа 10 пренебрежимо мал по сравнению с импедансом джозефсоновских контактов СКВИДа 10. Выходная цепь СКВИДа 11 имеет развязку в широком диапазоне частот. *б* — представление той же эквивалентной схемы с последовательным включением потерь СКВИДа и мостика, обозначенных резисторами  $r_{sq}$  и  $r_b$ . Параметры цепи выбираются так, чтобы эти значения в рабочем режиме были равны

индуктивной частях резонатора соответственно. Влияние на добротность резонатора может быть снижено, если включить параллельно СКВИДУ малый сегмент общей индуктивности  $L_c$  (8), что описывается следующими условиями:  $L_c \ll L_R$  и  $R_{sq} \gg \omega L_c$ , где  $L_c$  — индуктивность сегмента резонатора (8), связанная со СКВИДОм;  $L_R$  — полная индуктивность резонатора (2);  $R_{sq}$  — активный импеданс СКВИДа;  $\omega$  — круговая частота резонатора. При этих условиях эффективное сопротивление потерь включения сквида составит  $r_{sq} \approx (\omega L_c)^2 / R_{sq}$ , и оно может быть сделано

много меньше импеданса петли СКВИДа. Если на частоте резонатора подобрать параметры цепи так, чтобы выполнить условие равенства вносимых потерь от СКВИДа и от мостика:  $r_{sq} \approx (\omega L_c)^2 / R_{sq} = R_b (C_b / C_R)^2 \approx r_b$ , то мы реализуем условие полного согласования источника сигнала  $R_b$  и СКВИД-усилителя,  $R_{sq}$  с помощью высокодобротного резонатора, практически не жертвуя его добротностью. Наличие в каждом пикселе индивидуального параметрического усилителя с  $G \approx 10-40$  позволяет объединить сигналы от большого числа пикселей на входе широкополосного полупроводникового усилителя, не жертвуя чувствительностью. Такие пиксели хорошо защищены от помех, и в случае дефекта отдельных ПТ СКВИДов сохраняется возможность традиционного считывания по линии возбуждения резонатора (6). При этом влияние сквида на резонатор можно исключить, переведя его в сверхпроводящее состояние.

### Финансирование

*Данное исследование поддерживалось стратегическим проектом «Квантовый интернет» в рамках Программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030» в НИТУ «МИСиС».*

### Литература

1. D. K. Day, H.G. LeDuc, B. A. Mazin, A. Vayonakis, and J. Zmuidzinas // *Nature*, 425, 817 (2003).
2. B. S. Karasik, R. Cantor // *Appl. Phys. Lett.*, 98, 193503 (2011).
3. G. V. Prokopenko, S. V. Shitov, I. L. Lapitskaya, V. P. Koshelets, J. Mygind // *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, 13, 2, 1042 (2003).
4. А. В. Меренков, Т. М. Ким, В. И. Чичков, С. В. Калинин, С. В. Шитов // *Физика твердого тела*, 64, 10, 1404 (2022).

# Измерение параметров сверхпроводящего болометра с СВЧ-считыванием

А. В. Меренков<sup>1</sup>, Т. М. Ким<sup>1</sup>, Ан. Б. Ермаков<sup>2</sup>, Л. С. Соломатов<sup>1</sup>,  
В. И. Чичков<sup>1</sup>, С. В. Шитов<sup>1,2,\*</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Ленинский пр., 4, Москва, 119049

<sup>2</sup> Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009

\* sergey3e@gmail.com

Разработан ряд новых подходов к традиционным методам измерения параметров сверхпроводящих терагерцовых болометров с электронным газом и высокочастотным считыванием при температурах 100–400 мК. Рассмотрена проблема черноты планковского излучателя, а также метод модуляции СВЧ подогрева сверхпроводящего мостика на модах прозрачности резонатора. Разработанные методики позволили уточнить NEP, эффективность преобразования, мощность насыщения и быстродействие болометрического детектора на основе пленочного микромостика из гафния при температуре 400 мК, демонстрируя  $NEP \approx 10^{-17}$  Вт/√Гц, что близко к теоретически возможному для экспериментальных образцов.

## Введение

Определение собственных шумов, быстродействия и динамического диапазона сверхпроводящих терагерцовых болометров при температурах порядка 100 мК является непростой задачей. Шумовой параметр болометра, NEP, определяется путем сравнения собственных шумов детектора с шумом калиброванного источника, в качестве которого часто выступает черное тело (ЧТ) — поглотитель с известной термодинамической температурой. Для калибровки оптического отклика болометра на излучение ЧТ необходимо рассчитать коэффициент преобразования мощности в полосе детектора с учетом «черноты» самого ЧТ. Поскольку широкополосное ЧТ-излучение, вводимое из комнаты, может перегрузить систему охлаждения, излучатель помещают внутри криостата вблизи приемной апертуры детектора, например [1]. Считается, что криостат растворения не чувствителен к термодинамическому излучению с температурой ниже 1 К, что объясняется малой мощностью белого шума ( $\sim 10^{-24}$  Вт с учетом закона Планка). Для устранения дрейфов температуру ЧТ следует модулировать, что сложно из-за его тепловой инерции, а стабильный терагерцовый шум ( $\sim 10^{-14}$  Вт) можно получить при разогреве ЧТ до температур порядка 8–10 К, что требует тепловой мощности порядка 10 мВт и плохо совместимо с криостатированием детектора на уровне 100 мК, даже в том случае, когда мощность отводится на более мощную ступень криостата  $\sim 1$  К. Известен метод измерения быстродействия прямых детекторов с помощью биений двух монохроматических генераторов, излучение которых подается из комнаты [2]. Применение данной методики связано с решением, по крайней мере, двух задач: 1) оснащение криостата оптической системой, препятствующей проникновению инфракрасного излучения  $\sim 300$  К, и 2) создание системы смешивания пучков двух генераторов, не говоря уже о наличии самих плавно пере-страиваемых генераторов терагерцового диапазона.

## Чернотельный излучатель

Испытанный нами в качестве «черного тела» поглотитель на основе резистивной пленки на сапфировой пластине массой менее 0,5 г имел постоянную времени нагрева и охлаждения около 1 с, как показа-

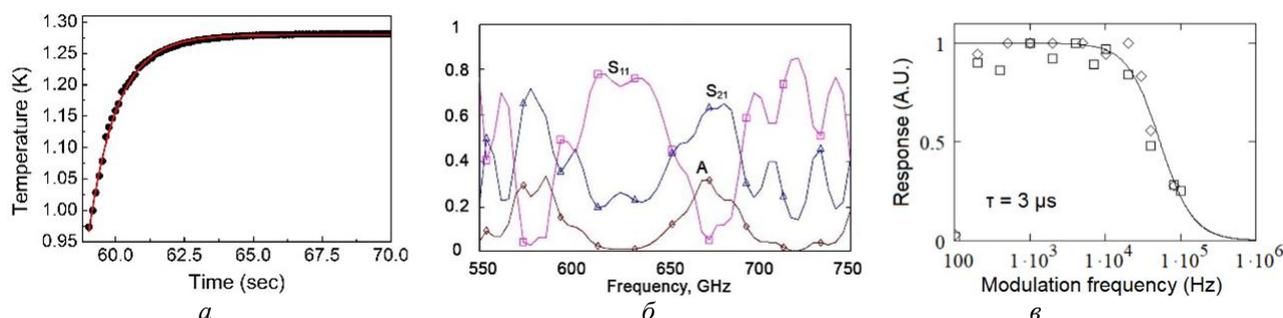
но на рис. 1, а [3]. Значение коэффициента черноты такого излучателя было получено с применением электромагнитного моделирования. На двух концах заглушенного прямоугольного волновода с идеально проводящими стенками были сформированы излучатель и приемник, настроенные на полную передачу в диапазоне 550–750 ГГц. Резистивная пленка толщиной 0,01 мкм прилегала к слою диэлектрика (сапфир  $\epsilon \approx 10$ ) поперек оси волновода. Сопротивление пленки варьировалось в интервале 25–1000 Ом на квадрат, а толщина подложки — 50–500 мкм. Показано, что для тонкой подложки чернота поглотителя может достигать значения 60%, но полное поглощение невозможно, и для экспериментальной подложки оно снижается до нескольких процентов, демонстрируя серьезную частотную неравномерность (рис. 1, б). В работе [3] мы использовали оценочное значение 42%, и необходимая поправка «играет» в пользу исследованного детектора, приближая его NEP к теоретическому значению  $10^{-17}$  Вт/√Гц.

## Вклад шумов буферного усилителя

Шумовую температуру усилительного тракта определяли с помощью широкополосного дробового шума, генерируемого сверхпроводящим туннельным контактом Al/AlO<sub>x</sub>/Al при температуре 30–50 мК, как предложено в работе [4]. Было обнаружено, что эффективная шумовая температура на входном разъеме кабеля, который подключается к детектору и ведет к усилителю, расположенному на ступени криостата 3 К, составляет около 20 К, а не 5–10 К, как оценивалось ранее, исходя из спецификации используемого усилителя. Это также «играет» в пользу чувствительности самого детектора [3], приближая измеренную NEP вплотную к теоретическим оценкам.

## Быстродействие и динамический диапазон

Поиск решения для «быстрого» термодинамического излучателя терагерцовых частот, совместимого с криостатом растворения, привел нас к разработке перспективных микроизлучателей на основе планарных антенн с внутренней калибровкой [4]. Предварительные измерения быстродействия болометра были проведены по-другому — с помощью амплитудно-



**Рис. 1.** Нагрев пленочного излучателя током 0,2 мА (а). Рассчитанные коэффициенты пленочного излучателя [A.U.] (б): отражение  $S_{11}$ , пропускание  $S_{21}$ , чернота А. Отклик болометра на модуляцию на второй гармонике резонатора (в)

модулированного сигнала  $\approx 4,2$  ГГц вне полосы чувствительности буферного усилителя 1,35–1,6 ГГц. Фазовым детектором измерялась зависимость амплитуды демодулированного сигнала на основной частоте резонатора от частоты модуляции сигнала на второй гармонике резонатора. Согласно экспериментальным данным (рис. 1, в), на частотах модуляции до 16–18 кГц отклик можно считать постоянным. Выше 20 кГц отклик уменьшается, что дает оценку скорости реакции болометра  $\approx 3$  мкс. Это близко к скорости реакции самого резонатора. Таким образом нельзя исключить, что быстродействие детектора ограничено резонатором, и собственное время релаксации электронного газа в мостике еще короче. Оценка линейности отклика RFTES-болометра проводилась на фиксированной частоте модуляции  $\sim 10$  кГц. Была получена практически линейная зависимость амплитуды отклика от напряжения/глубины модуляции: диапазон выходных напряжений фазового детектора составил 4–800 мВ (более 23 дБ) при мощности подогрева мостика  $\sim 0,3 \times 10^{-12}$  Вт на частоте 1,5 ГГц.

В заключение проведенные проверки и методические уточнения измеренных параметров подтверждают перспективность детектора с СВЧ-считыванием нелинейного импеданса электронного газа [3].

### Финансирование

Исследование поддерживалось проектом РФФИ № 20-37-90094 «Аспиранты» и стратегическим проектом «Квантовый интернет» в рамках Программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030».

### Литература

1. A. V. Uvarov, S. V. Shitov, A. N. Vystavkin // Meas. Tech. 53(9), 1047 (2010). DOI: 10.1007/s11018-010-9617-4.
2. E. M. Gershenson, M. E. Gershenson, G. N. Gol'tsman, A. M. Lyul'kin, A. D. Sernenov, A. V. Sergeev // Zh. Eksp. Teor. Fiz., 97, 901 (1990).
3. А. В. Меренков, Т. М. Ким, В. И. Чичков, С. В. Калинин, С. В. Шитов // Физика твердого тела. 64, 10, 1404 (2022). DOI: 10.21883/FTT.2022.10.53081.50НН.
4. Т. М. Ким, С. В. Шитов // Письма ЖТФ, 47, 24, 13 (2021) DOI:10.21883/PJTTF.2021.24.51791.18897.

# Nonlinearity, locking, and chaos in anomalous Josephson junctions

Yu. M. Shukrinov<sup>1,2,3,\*</sup>, I. R. Rahmonov<sup>1,2,3,\*\*</sup>, K. V. Kulikov<sup>1,2,\*\*\*</sup>, S. A. Abdelmoneim<sup>1,4,\*\*\*\*</sup>,  
M. Nashaat<sup>1,5,#</sup>, A. Janalizadeh<sup>6,##</sup>, M. R. Kolahchi<sup>6,###</sup>, A. E. Botha<sup>7,####</sup>, J. Tekic<sup>8,#####</sup>

<sup>1</sup> BLTP, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow Region, 141980, Russia

<sup>2</sup> Dubna State University, Dubna, 141980, Russia

<sup>3</sup> Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, 141700, Russia

<sup>4</sup> Physics department, Menofiya University, Faculty of Science, 32511, Shebin Elkom, Egypt

<sup>5</sup> Department of Physics, Faculty of Science, Cairo University, 12613 Giza, Egypt

<sup>6</sup> Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences, Zanjan 45195-1159, Iran

<sup>7</sup> Department of Physics, University of South Africa, Private Bag X6, Roodepoort, Johannesburg 1710, South Africa

<sup>8</sup> Laboratory for Theoretical and Condensed Matter Physics - 020, "Vinc'a" Institute of Nuclear Sciences, National Institute of the Republic of Serbia, University of Belgrade, P.O. Box 522, 11001, Belgrade, Serbia

\* shukrinov@theor.jinr.ru, \*\* rahmonov@theor.jinr.ru, \*\*\* kulikov@theor.jinr.ru, \*\*\*\* SARA.ALI15@science.menofia.edu.eg,

# sci\_phy\_majed@windowslive.com, ## aliasgharjanali@gmail.com, ### mohammad.kolahchi@gmail.com, #### Botha@unisa.ac.za, ##### jstekic@gmail.com

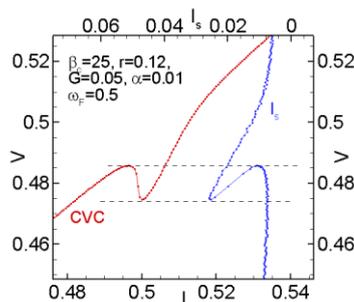
The effects of external electromagnetic radiation on the synchronization of the magnetization precession and Josephson oscillations in the  $\varphi_0$  junction are investigated. Their manifestation in the magnetization dynamics of the ferromagnetic layer and in the current-voltage characteristics of the junction are shown. Effects of model parameters on nonlinearity, locking and chaos in anomalous Josephson junctions are discussed.

## Introduction

Phase shift in current — phase relation of anomalous Josephson junctions leads to the series of interesting features important for different applications [1–3]. Here we demonstrate the manifestation of nonlinearity in current-voltage characteristics (CVC), examples of indirect locking of magnetization precessions to the external periodic signal, and chaos.

## Nonlinearity

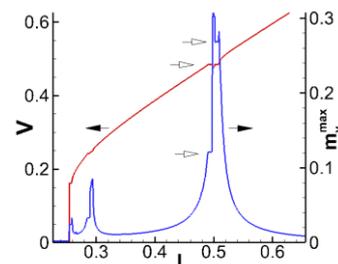
The nonlinear properties of hybrid structures are clearly manifested in the predicted effect of the anomalous dependence of the resonant frequency on the Gilbert damping ( $\alpha$ -effect) [4, 5]. In Fig. 1 the manifestation of nonlinearity in CVC and superconducting current  $I_s$  is demonstrated. It has been shown that the associated system of Landau — Lifshitz — Gilbert — Josephson equations can be reduced to a scalar nonlinear Duffing equation. We have shown that there is a critical damping value at which cubic nonlinearity comes into play, changing the dependence of the resonance frequency on damping, leading to the  $\alpha$ -effect. A demonstration of the  $\alpha$ -effect for various values as a function of the spin-orbit interaction and the ratio of the Josephson energy to the magnetic one is given [5]. We have found a formula that predicts the critical damping value as a function of the spin-orbit coupling and the ratio of the Josephson energy to the magnetic one.



**Fig. 1.** Manifestation of nonlinearity in CVC and superconducting current  $I_s$

## Locking

The possibility of controlling the dynamics of magnetic precession with a superconducting current opens up wide scope for applications in superconducting electronics and spintronics. In our work [6], we demonstrated for the first time the indirect capture of the magnetic precession in the superconductor ferromagnet superconductor (S/F/S) junction by Josephson oscillations under the action of an external periodic signal, which is reflected by the appearance of synchronization steps in the dependence of the magnetization on the current through the junction. Fig. 2 shows the manifestation of the locking in  $m_y^{\max}(I)$  and CVC. We found that the position of the step is determined by the radiation frequency and the shape of the resonance curve.



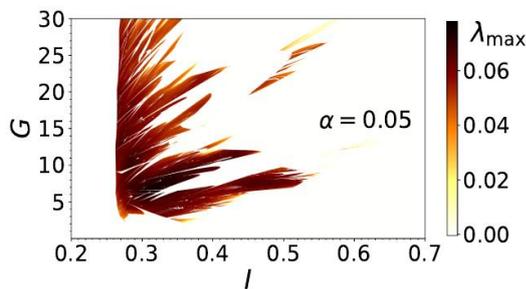
**Fig. 2.** Manifestation of the locking in CVC and  $m_y^{\max}(I)$ . Simulation parameters were the same as in Fig.1,  $\omega = 0.485$ ,  $A = 0.05$

Another interesting effect under external radiation is related to the state with a negative differential resistance (NDR) in the current–voltage characteristic of an anomalous Josephson junction. Such states can be used in switching circuits and multivibrator electronic devices. We have shown that in the region with NDR, an additional step appears in the current-voltage characteristic. Detailed studies [6] showed that the oscillations corresponding to this step have the same frequency as the oscillations on the first step, but they have a different amplitude. This makes it possible to control not only the frequency, but also the amplitude of the magnetic precession in the cap-

ture area. Unique prospects arise for the control and management of the magnetic moment in such hybrid systems.

### Chaos

One of the most important tasks in the field of data coding and communication security is the development of methods for chaos controlling and managing [7]. We have demonstrated a rich variety of periodic and chaotic behavior in the dynamics of the magnetic moment in the anomalous Josephson junction [8, 9]. It was also shown that the chaotic behavior of the system can be controlled by applying an external periodic signal of the desired frequency and amplitude. In Fig. 3 we demonstrate the chaos manifestation at different values of the ratio  $G$  of Josephson energy to the magnetic one. It is assumed that such a system can be used as chaotic logic gates in computers based on chaotic systems.



**Fig. 3.** Maximal Lyapunov exponent as a function of  $G$  (the ratio between the Josephson energy and the magnetic anisotropy energy), and the dc-bias current

### Financial support

The study was carried out in the framework of the Egypt-JINR, South Africa –JINR, and Serbia – JINR research projects. Numerical simulations were funded by the project No. 18-71-10095 of the Russian Scientific Fund.

### References

1. A. S. Mel'nikov, S. V. Mironov *et al.* // Phys. Usp., 65 (12) (2022).
2. V. Bobkova, A. M. Bobkov, M. A. Silaev // J. Phys. Condens. Matter // 34, 353001 (2022).
3. Yu. M. Shukrinov // Phys. Usp., 65, 317 (2022).
4. Yu. M. Shukrinov, I. R. Rahmonov, A. Janalizadeh, and M. R. Kolahchi // Phys. Rev. B, 104, 224511 (2021).
5. A. Janalizadeh, I. R. Rahmonov, S. A. Abdelmoneim, Yu. M. Shukrinov and M. R. Kolahchi // Beilstein J. Nanotechnology, 13, 1155 (2022)
6. S. A. Abdelmoneim, Yu. M. Shukrinov, K. V. Kulikov, H. ElSamman, and M. Nashaat // Phys. Rev. B, 106, 014505 (2022)
7. A. E. Botha, Yu. M. Shukrinov, J. Tekic // Chaos, Solitons and Fractals, 156 (2022) 111865.
8. M. Nashaat, M. Sameh, A. E. Botha, K. V. Kulikov, Yu. M. Shukrinov // Chaos, 32, 093142 (2022)
9. A. E. Botha, Yu. M. Shukrinov, J. Tekic, and M. R. Kolahchi // Submitted for Phys. Rev.

# Магнитные скирмионы высокого порядка в неоднородном магнитном поле

М. С. Шустин<sup>1,\*</sup>, В. А. Степаненко<sup>2</sup>, Д. М. Дзедзисашвили<sup>1,\*\*</sup>

<sup>1</sup> Институт физики им. Л. В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, ул. Академгородок, 50/38, Красноярск, 660036

<sup>2</sup> Сибирский федеральный университет, Свободный пр., 82А, Красноярск, 660041

\*mshustin@yandex.ru, \*\*ddm@iph.krasn.ru

Для 2D-модели Хаббарда со спин-орбитальным взаимодействием Рашба на треугольной решетке, помещенной во внешнее магнитное поле, изучена структура эффективных взаимодействий при половинном заполнении в режиме сильных электронных корреляций. Показано, что в третьем порядке теории возмущений внутри магнитной подсистемы реализуются киральные взаимодействия векторной и скалярной природы. Возникновение последних обусловлено орбитальными эффектами магнитного поля. Показано, что в случае неоднородного поля скалярное киральное взаимодействие может приводить к стабилизации аксиально-симметричных скирмионных состояний с произвольными топологическими индексами. При учете иерархии энергетических параметров эффективных взаимодействий проведено аналитическое описание оптимальных размеров таких состояний.

## Введение

До недавнего времени подавляющее большинство исследований 2D-магнитных скирмионов (МС) относилось к аксиально-симметричным структурам с топологическим зарядом  $|Q| = 1$ . Это связано с тем, что аксиально-симметричные структуры с  $|Q| > 1$  не стабилизируются взаимодействием Дзялошинского — Морри (ДМ), наиболее активно изучаемом при моделировании МС. В недавних работах было предсказано, что фрустрированное обменное взаимодействие в сочетании с взаимодействием ДМ может приводить к стабилизации аксиально-симметричных МС высокого порядка (МСВП) с  $|Q| > 1$  [1–3]. Однако такой механизм не обладает достаточной практической гибкостью, а сами МСВП не были открыты экспериментально.

Между тем недавно было показано, что МСВП с четными  $|Q|$  могут представлять интерес как перспективные объекты для реализации и управления майорановскими модами (ММ) [4]. Однако, поскольку такие спиновые конфигурации не были открыты экспериментально, в недавних работах поиск ММ сместился на анализе связанных состояний типа МС / сверхпроводящий вихрь [5]. Так, было показано, что одним из факторов стабилизации такого состояния может являться взаимодействие МС с неоднородным полем сверхпроводящего вихря [6–8]. В настоящей работе показывается, что аксиально-симметричное неоднородное поле может также являться фактором стабилизации МСВП за счет орбитальных эффектов магнитного поля.

## Полученные результаты

В работе продемонстрирована возможность стабилизации МСВП в двумерных системах, помещенных в неоднородное магнитное поле. Ключевым моментом в таком рассмотрении оказался учет орбитальных поправок от взаимодействия системы с магнитным полем. Для оценки характерных энергий таких поправок проведен вывод эффективных взаимодействий внутри спиновой подсистемы для 2D-модели Хаббарда на треугольной решетке, помещенной во внешнее магнитное поле, при учете спин-орбитального взаимодействия Рашба. Оказалось, что в режиме сильных электронных корреляций и отно-

сительно слабого спин-орбитального взаимодействия, эффективные спиновые взаимодействия содержат киральные вклады векторной и скалярной природы:

$$H_D = \sum_{[f,g]} \mathbf{D}_{fg} \cdot [\mathbf{S}_f \times \mathbf{S}_g], \quad (1)$$

$$H_K = \sum_{[f,g,l]} K \cdot (\mathbf{S}_f \cdot [\mathbf{S}_g \times \mathbf{S}_l]). \quad (2)$$

При этом важно, что эти взаимодействия оказываются одного порядка интенсивности. Векторное киральное взаимодействие, или взаимодействия ДМ ( $H_D$ ), определяется величиной спин-орбитального взаимодействия и зависит от характеристик материала. Вклад скалярного кирального взаимодействия ( $H_K$ ) зависит от пространственного профиля приложенного к системе внешнего магнитного поля. В случае однородного поля его вклад сводится к сдвигу энергии отсчета системы. Однако, в неоднородном поле вклады от  $H_D$  и  $H_K$  могут конкурировать друг с другом.

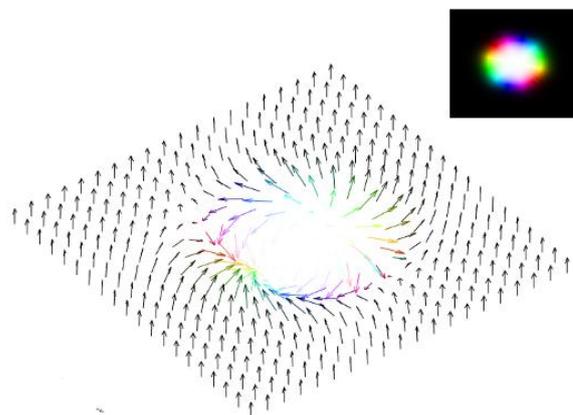
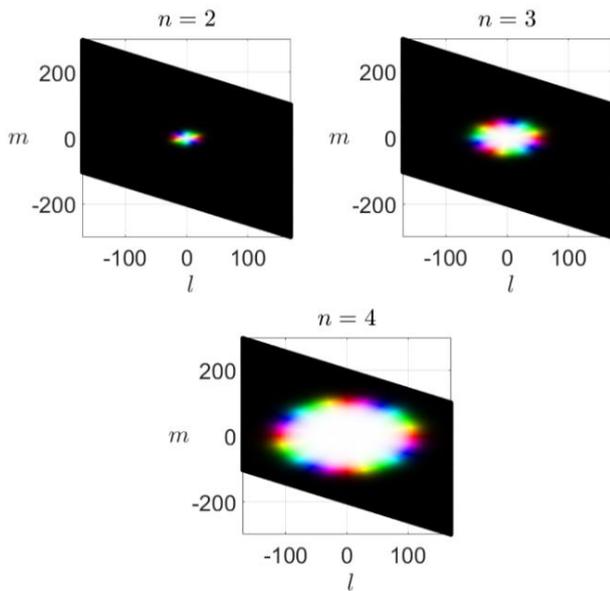


Рис. 1. Пространственные профили МСВП с  $|Q| = 2$ . На вставках справа приведена визуализация профилей с помощью цветовой схемы, используемой далее на рис. 2

В работе рассмотрен вопрос конкуренции киральных взаимодействий для случая аксиально-симметричного неоднородного магнитного поля в контексте формирования и стабилизации МС. При этом, считалось, что напряженность поля вблизи центра скирмиона мала и линейно возрастает при удалении от центра к границе. Оказалось, что для простых МС, обладающих топологическими зарядами  $|Q| = 1$ , скалярное и векторное киральные взаимодействия



**Рис. 2.** Эволюция пространственных профилей МСВП с увеличением топологического заряда  $n=|Q| = 2, 3, 4$

входят в энергетический функционал аддитивно и либо дополняют, либо ослабляют друг друга. Более интересным оказался вопрос стабилизации аксиально-симметричных скирмионов высокого порядка с  $|Q| > 1$ . Оказалось, что их реализация в неоднородном поле возможна исключительно путем скалярного кирального взаимодействия. При этом зависимость МСВП от значений топологического заряда  $Q$ , напряженности прикладываемого к центру магнитного поля  $H$  и параметра обменного взаимодействия  $J$  является очень нетривиальной. Для её описания мы развили аналитическую теорию МСВП в описанном «линейном» неоднородном поле. Так, зависимости оптимальной ширины доменной стенки,  $w_*$ , и радиу-

са,  $R_*$ , МСВП от параметров системы с хорошей точностью определяется выражением

$$w_* \cong \frac{1}{\sqrt{H}}y - \frac{\pi^2}{12JH}y^4 + \frac{5\pi^2\sqrt{H}}{288(JH)^2}y^7,$$

$$R_* \cong \sqrt{\frac{K|Q|}{H} - \frac{\pi^2 w_*^2}{4}}, \quad y = \sqrt{\frac{K|Q|}{Q^2 + \pi^2/9}},$$

где предполагается реализация режима  $J \gg K \gg H$ , отвечающего, например, сильно коррелированным системам. Анализ приведенных выражений показал, что с увеличением  $|Q|$  радиус МСВП увеличивается, а отношение  $R_*/w_*$  уменьшается (см. рис. 1 и 2).

### Финансирование

*Работа выполнена при поддержке Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (проект № 20-1-4-25-1) и Совета по грантам Президента РФ для поддержки молодых российских ученых (проект МК-4687.2022.1).*

### Литература

1. A. Leonov, M. Mostovoy // Nature Commun., **6**, 8275 (2015).
2. R. Ozawa, S. Hayami, Y. Motome // Phys. Rev. Lett., **118**, 147205 (2017).
3. L. Rózsá, K. Palotás, A. Deák et. al. // Phys. Rev. B, **95**, 094423 (2017).
4. G. Yang, P. Stano, J. Klinovaja, D. Loss // Phys. Rev. B, **93**, 224505 (2016).
5. S. Rex, I. V. Gornyi, A. D. Mirlin // Phys. Rev. B, **100**, 064504 (2019).
6. E. S. Andriyakhina, I. S. Burmistrov // Phys. Rev. B, **103**(17), 174519 (2021).
7. Е. С. Андрияхина, С. Апостолов, И. С. Бурмистров // Письма в ЖЭТФ, **116**(11), 801 (2022).

# Моделирование двухфотонных событий в сверхпроводящей полоске для различной длины тепловой связи

Е. В. Щетинина<sup>1,2,\*</sup>, М. А. Дрязгов<sup>2,3</sup>, Ю. П. Корнеева<sup>2</sup>, А. А. Корнеев<sup>2,3</sup>, М. А. Тархов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский университет «МЭИ», ул. Красноказарменная, 14, Москва, 111250

<sup>2</sup> Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Ленинский пр., 32а, город Москва, 11933

<sup>3</sup> Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991

Мы представляем результаты исследования динамики двух горячих пятен, образованных одновременным поглощением двух фотонов. Оценивались время жизни нормальных доменов и максимальное сопротивление сверхпроводящей полоски в зависимости от расстояния между центрами горячих пятен. Минимальное расстояние между центрами горячих пятен  $d$ , приводящее к потере термической связи, равно 28 нм, что согласуется с экспериментальными данными. Была оценена возможность различения двухфотонных событий для различных схем считывания.

## Введение

Сверхпроводящий однофотонный детектор (superconducting single photon detector, SSPD) является чувствительным к спектру излучения от рентгеновского до среднего инфракрасного (ИК) диапазонов. Принцип его работы основан на локальном нарушении сверхпроводимости за счет поглощения фотона. SSPD сочетает в себе низкую скорость темнового счета (ниже 1 Гц), высокую скорость счёта одиночных фотонов (выше 1 ГГц) и высокую квантовую эффективность (99,5%) [1]. Такие детекторы используются в квантовой криптографии [2], системах оптической связи в дальнем космосе [3] и др.. В последние годы ведутся исследования SSPD в области детектирования и разрешения многофотонных событий [4].

## Моделирование и результаты

Исследуемый образец представляет собой полоску NbN размером  $0,1 \times 10$  мкм, толщиной 4,8 нм, изготовленную методами электронной литографии и плазмохимического травления. Критическая температура NbN  $T_c = 10$  К, температура ванны с жидким гелием при пониженном давлении, то есть температура подложки,  $T_{sub} = 2$  К, кинетическая индуктивность на квадрат  $L_h = 100$  пГн, поверхностное сопротивление пленки  $R_c = 579 \Omega$ , критический ток  $I_c = 10$  мкА. Волновое сопротивление коаксиальной линии, параллельной детектору,  $Z_0 = 50$  Ом.

Моделирование начинается с момента образования в сверхпроводящей полоске нормального домена. Начальные условия для численного решения, реализуемого на языке python: ток в сверхпроводнике близок к критическому  $I_{bias} = 0,9 \cdot I_c$ , нормальный домен размером 20 нм, образованный в центре полоски, пересекает всю её ширину и нагрет до критической температуры, остальная часть полоски имеет температуру, равную температуре подложки.

Электротермическая модель основана на решении двух дифференциальных уравнений, одно из которых описывает эволюцию горячего пятна, другое описывает изменение тока через сверхпроводящую полоску [5].

Модель для детектирования одного фотона так же подходит и для случая двухфотонных событий в одномерном случае. Принимается, что два фотона по-

глощаются и образуют горячие пятна одновременно. Изначально домены термически не связаны друг с другом при поглощении, но смещаются общим током и вносят совместный вклад в сопротивление полоски.

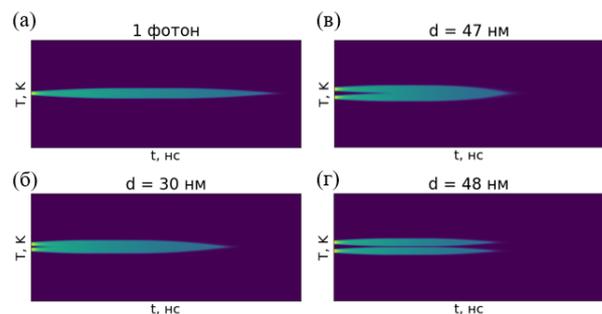
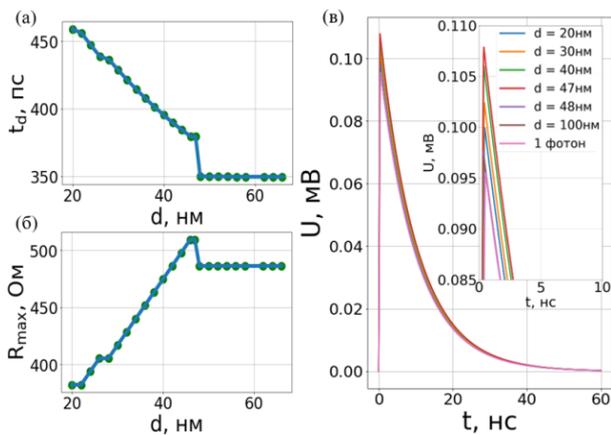


Рис. 1. Карты эволюции нормальных доменов во времени для различных расстояний между центрами распределений температур доменов

На рис. 2, а, б видно, что чем дальше находятся домены, тем быстрее происходит остывание горячих пятен, однако существует резкое падение и последующая фиксация как времени жизни доменов, так и максимального сопротивления нанополоски, при переходе от 47 нм к 48 нм, что может быть связано с потерей термической связи между доменами (рис. 1).

На рис. 2, в представлены расчетные импульсы напряжений. При наличии термической связи, двухфотонные события отличаются друг от друга и от остальных событий по амплитуде. При потере термической связи импульсы становятся неотличимыми друг от друга, но отличаются от остальных событий скоростью нарастания переднего фронта импульса напряжения. Данные события невозможно различить без использования высокоточного оборудования с широкой полосой пропускания и низким уровнем тепловых шумов.

Результат моделирования по длине связи между горячими пятнами соответствует расстоянию между границами распределений температур доменов, то есть расстоянию между центрами  $t_d$  без учета размера половины нормального домена (10 нм) от каждого распределения. Таким образом, длина связи между горячими пятнами в 28 нм близка к полученным ранее в работах Ренема и др. в  $23 \pm 2$  нм [6] и М. И. Поляковой в  $17 \pm 2$  нм [7].



**Рис. 2.** Время жизни нормального домена  $t_d$  в зависимости от расстояния между центрами распределений температур доменов (а); б — максимальное сопротивление сверхпроводящей полоски в зависимости от расстояния между центрами распределений температур доменов; в — графики рассчитанных импульсов напряжения в зависимости от расстояния между центрами распределений температур поглощенных фотонов. На вставке: вершины импульсов напряжения

### Заключение

Согласно электротермической модели, время жизни домена уменьшается с увеличением расстояния между центрами домена и не изменяется после потери термической связи между доменами.

В результате моделирования была получена длина связи между горячими пятнами в 28 нм, которая согласуется с экспериментальными данными.

Сделан вывод, что импульсы напряжения при двухфотонном и однофотонном событиях, принимаемые измерительным оборудованием, являются неразличимыми без использования дополнительных методов детектирования.

### Литература

1. J. Chang, *et al.* // Detecting Single Photons with Superconducting Nanowires // Delft University of Technology, vol. 101 (2021).
2. H. Takesue, *et al.* // Quantum key distribution over a 40-dB channel loss using superconducting single-photon detectors // Nature Photonics, 1, p. 343 (2007).
3. J. Leslie, «Towards deep space optical communications», // Nature Astronomy, 4 (9): 907 (2020).
4. R. Cheng, *et al.* Unveiling photon statistics with a 100-pixel photon-number-resolving detector, 1–9 (2022).
5. J. K. W. Yang, *et al.* Modeling the electrical and thermal response of superconducting nanowire single-photon detectors // IEEE Trans. Appl. Supercond., vol. 17 (2007).
6. J. J. Renema, *et al.* // Optics express, 3, 2806–2813, (2012).
7. M. I. Polyakova, *et al.* Extracting hot-spot correlation length from SNSPD tomography data // J. Phys.: Conf. Ser., 1410 012166, (2019).

СЕКЦИЯ 2

---

# **Магнитные наноструктуры**



# Высокоэффективные спинтронные эмиттеры ТГц-излучения на основе металлических бислоев

П. Ю. Авдеев<sup>1,\*</sup>, А. В. Горбатова<sup>1</sup>, Н. В. Безвиконный<sup>1</sup>, С. В. Овчаренко<sup>1</sup>, Н. С. Гусев<sup>2</sup>, Е. А. Караштин<sup>2</sup>, М. В. Сапожников<sup>2</sup>, А. М. Буряков<sup>1</sup>

<sup>1</sup> МИРЭА – Российский технологический университет, пр. Вернадского, 78, Москва, 119454

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

\* pasha.avdeev.2000@mail.ru

Экспериментально продемонстрирована высокая эффективность спинтронных излучателей на основе бислоев Co/Mo и CoFeB/Pt. Показана возможность магнитного управления поляризацией, генерируемого ТГц-излучения. Выявлена зависимость величины ТГц-сигнала от поляризации оптической накачки для структуры Co/Mo

## Введение

Поиск эффективных источников электромагнитного излучения в терагерцовом (ТГц) диапазоне 0,1–30 ТГц является одним из важнейших направлений современных исследований [1]. На данный момент известно несколько механизмов ТГц-эмиссии, среди которых эффект встроенного поля, фотовольтаический эффект Дембера, оптическое выпрямление, обратный спиновый эффект Холла, обратный эффект Рашбы — Эдельштейна, сверхбыстрое размагничивание и т. д. [2, 3]. Генерация ТГц-излучения на основе спиновых механизмов, является активно развивающимся и перспективным направлением спинтроники.

## Методика эксперимента

В данной работе методом магнетронного распыления на подложку из SiO<sub>2</sub> были получены гетероструктуры Co (3 нм)/Mo (3 нм) и CoFeB (3 нм)/Pt (3 нм), покрытые защитным слоем окисла — SiO<sub>2</sub> (5 нм). Параметры ТГц-эмиттеров исследовались методом терагерцовой спектроскопии временного разрешения в геометрии на прохождение, подробно описанным в работе [4].

## Результаты

Получены временные профили ТГц-сигналов. Для генератора на основе CoFeB/Pt амплитуда ТГц-сигнала сравнима по порядку величины с оптически-нелинейным кристаллом ZnTe, одним из наиболее популярных и классических ТГц-источников. Оптимальная эффективность связана с оптимальным выбором толщин функциональных слоев [5]. Амплитуда ТГц-излучения для эмиттера на основе структуры Co/Mo на порядок ниже, чем у CoFeB/Pt.

Спектры ТГц-излучения, полученные при помощи фурье-преобразования временных профилей ТГц-сигналов, демонстрируют спектральную чувствительность в диапазоне ~ 0,8–3,0 ТГц, с пиковой амплитудой в диапазоне 0,8–1,0 ТГц.

С помощью продольного магнитооптического эффекта Керра были получены магнитооптические петли гистерезиса. Получены следующие значения коэрцитивного поля: ~ 40 мТл и ~ 20 мТл для Co/Mo и CoFeB/Pt соответственно.

Исследованы зависимости величины размаха ТГц-сигнала и ТГц-гистерезиса от поляризации и плотности энергии импульса накачки вплоть до

3,25 мДж/см<sup>2</sup>. Зависимость ТГц-размаха от энергии импульса накачки для обоих образцов имеет линейный вид, характерный для спинтронных эмиттеров на основе спинового эффекта Холла. В эмиттере на основе Co/Mo наблюдается изменение величины ТГц-сигнала при повороте поляризации оптической накачки. Изменение угла поляризации накачки сопровождается смещением петель ТГц-гистерезиса вдоль оси ординат, характеризующей величину размаха ТГц сигнала. Для образца со структурой CoFeB/Pt такой зависимости выявлено не было.

Преимущественным механизмом генерации в обеих гетероструктурах является обратный спиновый эффект Холла, поскольку при накачке спинтронного эмиттера вдоль нормали с противоположных сторон, при сохранении пространственного положения осей магнитной анизотропии происходит изменение знака спинового тока в зеркальном отражении временного профиля ТГц-сигнала относительно оси времени. Магнитная природа этого явления позволяет управлять поляризацией излучаемых ТГц-импульсов, воздействуя на намагниченность исследуемых образцов [4]. В частности, в нашей работе продемонстрирован поворот плоскости поляризации ТГц-излучения на 180° при изменении полярности внешнего магнитного поля, а также плавный поворот при изменении магнитного поля, направленного вдоль оси трудного намагничивания.

## Финансирование

Исследование выполнено при поддержке Минобрнауки РФ (проект № 075-15-2022-1131) и РФФИ (гранты № 21-79-10353 и № 23-22-00295).

## Литература

1. E. T. Papaioannou, R. Beigang THz spintronic emitters: a review on achievements and future challenges // *Nanophotonics*. 2021. Vol. 10, № 4. P. 1243–1257.
2. W. Wu et al. Principles of spintronic THz emitters // *Journal of Applied Physics*. 2021. T. 130. C. 091101.
3. L. Huang et al. Universal field-tunable terahertz emission by ultrafast photoinduced demagnetization in Fe, Ni, and Co ferromagnetic films // *Scientific Reports*. 2020. T. 10. № 1. C. 1–6.
4. D. Khusyainov et al. Polarization control of THz emission using spin-reorientation transition in spintronic hetero-structure // *Scientific reports*. 2021. **11**, № 1. C. 1–8.
5. T. Seifert et al. Efficient metallic spintronic emitters of ultrabroadband terahertz radiation // *Nat. Photonics*. 2016. Vol. 10, №7. P. 483–488.

# Магнитные свойства и гетерофазные состояния наночастиц системы Co-Rh

Е. М. Артемьев\*, Т. А. Ким, А. В. Закарлюка

Сибирский федеральный университет, пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041

\* aem49@yandex.ru

Данные источников по диаграмме состояния системы Co-Rh имеет неполный и различающийся характер. В соединениях кобальта и родия по одним данным наблюдается широкая область твердых растворов на основе ГПУ кристаллической модификации кобальта, а по другим — область твердых растворов на основе ГЦК решетки родия [1, 2]. Данные по определению магнитных характеристик практически отсутствуют. Работа посвящена исследованию структуры и магнитных свойств наночастиц CoRh. Наночастицы сплава CoRh были получены химическим путем в процессе термоллиза комплексных солей. Изучение процесса термоллиза комплексных солей и фазового состава продуктов восстановления, позволяет заключить, что образование твердых растворов родия и формирование конечного однофазного твердого раствора происходит через стадии последовательного выделения атомов металлов компонентов. Определяющим в механизме образования продуктов термоллиза является различная термическая устойчивость составляющих комплексных солей, что обуславливает разделенное по температуре восстановление металлов. На микроскопе высокого разрешения JEM-2100 была исследована кристаллическая структура, фазовый и элементный состав полученных частиц. Обработка электронно-микроскопических снимков, показывает, что в наночастицах имеются области размерами 3–5 нм, обладающие различными параметрами решеток. Расшифровка показывает, что, как правило, это ГПУ- и ГЦК-структуры. Кроме того, на снимках видно существование большого количества неупорядоченной структуры и большого количества дефектов упаковки. Очевидно, это связано с тем, что

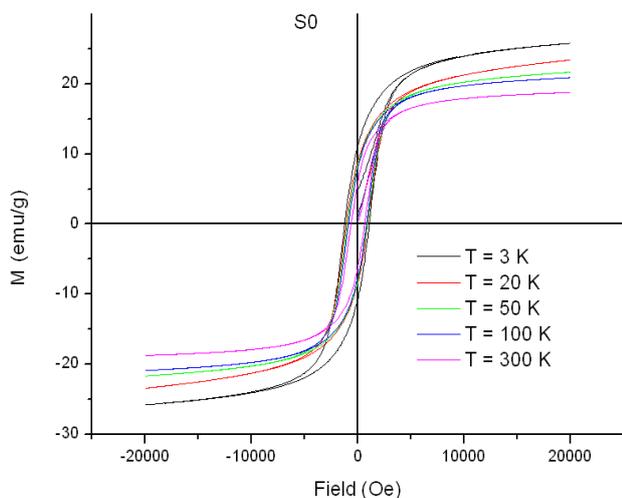


Рис. 1. Петли гистерезиса наночастиц твердого раствора Co50Rh50, полученные при температурах от 3К до 300К на сквид-магнетометре

ГПУ- и ГЦК-структуры являются плотноупакованными слоистыми структурами и отличаются только способом упаковки слоев. ГЦК-структура может быть получена последовательным наложением слоев ABC, ABC, ABC, ..., то есть последовательным смещением слоя АВ (если его взять как элемент упаковки) на вектор  $(1/3, 2/3)$ , а ГПУ структура последовательным наложением слоев АВ, АВ, АВ, ..., то есть смещением на вектор  $(0, 0)$ . Вероятно, энергия образования дефектов упаковки очень мала в данных плотноупакованных структурах, и поэтому возникают неупорядоченные области, чередующиеся с областями с ГЦК- и ГПУ-структурой. Исследовались наночастицы твердых растворов составов Co65Rh35 — Co25Rh75. На СКВИД-магнетометре были проведены измерения магнитных характеристик частиц в температурном интервале 3–300 К. Были измерены намагниченности насыщения частиц, температурная зависимость намагниченности насыщения, коэрцитивная сила и скважность  $S$  для твердых растворов всех полученных составов. На рис. 1, 2 показаны петли гистерезиса при температурах от 3К до комнатной для твердого раствора Co50Rh50 (S0) и температурная зависимость намагниченности в поле и без поля систем Co60Rh40 (S1), Co50Rh50 (S0), Co25Rh75 (S2).

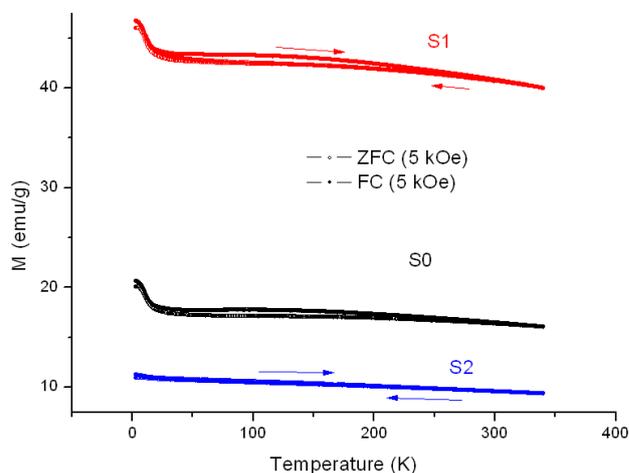


Рис. 2. Температурная зависимость намагниченности наночастиц для твердых растворов систем Co60Rh40 (S1), Co50Rh50 (S0), Co25Rh75 (S2)

## Литература

1. Диаграммы состояния двойных металлических систем / под общей редакцией Н. П. Лякишева; Т. 2. М. : Машиностроение, 1997. 1024 с.
2. М. Хансен, К. Андерко. Структуры двойных сплавов: справочник. Т. 1. М. : Металлургиздат, 1962. 608 с.

# Фазовый переход порядок беспорядок и его влияние на магнитные свойства в тонких пленках твердых растворов CoPd и CoIr

Е. М. Артемьев\*, Т. А. Ким, А. В. Закарлюка

Сибирский федеральный университет, пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041

\* aem49@yandex.ru

Получены тонкие пленки твердых растворов CoPd и CoIr, показывающие в исходном состоянии картины микрофракции в виде плотноупакованных ГПУ, ГПУ+ГЦК, ГЦК-структур и в виде диффузного гало. Состояние, характеризующееся диффузным гало, представляет собой полиморфное превращение мартенситного типа. Возникает при мартенситном переходе низкотемпературной ГПУ фазы в высокотемпературную ГЦК-фазу. Идентифицированы кристаллические метастабильные структуры, возникающие в пленках. Исследованы магнитные характеристики полученных пленок.

Предлагаемая работа посвящена исследованию структуры и магнитных свойств метастабильных состояний, образующихся в твердых растворах CoPd и CoIr. В работе исследовались пленки CoPd с содержанием Pd от 20 до 80 % полученные методами вакуумного и магнетронного напылений и пленки CoIr в области составов от Co<sub>20</sub>Ir<sub>80</sub> до Co<sub>65</sub>Ir<sub>35</sub> полученные химическим методом на покровных стеклах. При напылении пленок CoPd варьировалась температура подложек ( $T_{\text{п}}$ ). Применялись одновременно подложки MgO, LiF, NaCl, стекло. Электронно-микроскопические исследования показывают, что пленки с ГПУ фазой в интервале составов Co<sub>1-x</sub>Pd<sub>x</sub>, где  $x = 0,4-0,6$ , состоят из кристаллитов ГПУ фазы, ориентированных осью  $C$  перпендикулярно к плоскости подложки и когерентно подстроены между собой так, что электронограмма представляет собой картину монокристаллического блока ГПУ-фазы с разориентировкой в несколько градусов на протяжении 3–10 мкм. При повышении  $T_{\text{п}}$  пленки начинают конденсироваться двухфазными в виде смеси ГПУ- и ГЦК-фаз. С увеличением  $T_{\text{п}}$  процентное содержание ГЦК-фазы растет и при  $T_{\text{п}} = +100$  °C количество ГЦК-фазы приблизительно одинаково с количеством ГПУ (по интенсивности структурных рефлексов). Анализ электронограмм и рентгенограмм показывает, что кристаллиты ГПУ- и ГЦК-фаз стыкуется когерентно, плоскость (111) ГЦК-фазы лежит на базисной плоскости ГПУ-фазы. Из-за этой параллельности на электронограммах некоторые рефлексы от межплоскостных расстояний совпадают, например,  $d$  (022), (202) ГЦК и  $d$  (110), (210) ГПУ-фаз, а сама микроэлектронограмма, снятая с участка образца в несколько микрон, представляет набор точечных рефлексов, аналогичный электронограмме монокристаллической пленки. В двухфазной системе решетки фаз стыкуются когерентно и параметры фаз несколько изменяются, для ГПУ  $a = 0,262$  нм,  $c = 0,429$  нм, а для ГЦК фазы  $a = 0,372$  нм. К плоскостям типа (001) ГПУ-фазы подстраиваются плоскости типа (111) ГЦК-фазы. В пленках сплава Co<sub>1-x</sub>Pd<sub>x</sub>, где  $x = 0,3-0,55$ , области, дающие на электронограммах диффузные гало, начинают появляться не при понижении температуры подложек, а при повышении. При повышении  $T_{\text{п}}$  в двухфазной пленке (ГПУ+ГЦК) сплава начинают появляться участки, дающие на электронограммах диффузные гало, площадь участков увеличивается с по-

вышением  $T_{\text{п}}$  при конденсации и, например, пленка эквиатомного состава полученная при  $T_{\text{п}} = +150 - +180$  °C полностью аморфноподобна. Безусловно, наибольший интерес представляет метастабильное состояние пленок нанокристаллического сплава Co<sub>50</sub>Pd<sub>50</sub>, полученного при высоких  $T_{\text{п}}$  и характеризующегося диффузным гало. Необходимо указать, что превращение диффузное гало → АВАСАВАС... также является сдвиговым, поскольку осуществляется в течение нескольких секунд (при облучении отделенной от подложки пленки в колонне электронного микроскопа сфокусированным пучком электронов). Наличие диффузного гало на данных пленках позволяет заключить, что исходное состояние следует рассматривать как отдельный вид переходного мартенсита. Измерения намагниченности насыщения  $M_S$  дают при 20 °C для однофазных ГПУ-пленок эквиатомного состава величину  $1000 + \Delta 80$  Гс. Намагниченность насыщения ГЦК однофазных пленок того же состава равна  $800 + \Delta 50$  Гс, увеличиваясь при обогащении сплава кобальтом. Намагниченность насыщения двухфазных ГПУ+ГЦК пленок толщиной до 1500 Å лежит в области значений между намагниченностями насыщения ГПУ- и ГЦК-фаз того же состава (например, для эквиатомного состава 900–750 Гс). Величина  $M_S$  изменяется от пленки к пленке одного и того же состава в пределах больших, чем ошибка измерений (5%).

Параметр обмена пленок с нанокристаллической структурой лежит между значениями для ГПУ и ГЦК кристаллических твердых растворов. Этот факт говорит о том, что нанокристаллическая структура представляет собой смесь нанокристаллических зародышей (пластинок) с ГПУ- и ГЦК-симметрией ближайшего окружения

## Твердые растворы CoIr

Пленки системы CoIr в области составов от Co<sub>20</sub>Ir<sub>80</sub> до Co<sub>65</sub>Ir<sub>35</sub> были получены химическим методом на покровных стеклах. Состав и толщина пленок определялись методом рентгеновского флуоресцентного анализа. Толщина пленок изменялась от 300 до 800 Å. Рентгеноструктурные исследования показали наличие в пленках большой доли рентгеноаморфного состояния, кроме того, в наблюдаемых в пленках дифракционных картинах положение главно-

го пика фазы изменяется от  $2\theta = 40,833^\circ$  для  $\text{Co}_{25}\text{Ir}_{75}$  до  $2\theta = 42,431^\circ$  для  $\text{Co}_{65}\text{Ir}_{35}$ . Анализ рентгенограмм позволяет интерпретировать данные состояния как смесь твердых растворов на основе двух плотноупакованных кристаллических модификаций: ГПУ и ГЦК. Кроме того, на полученных пленках были проведены электронно-микроскопические исследования кристаллической структуры и элементный анализ локальных участков пленок на микроскопе JEM-2100. Обработка электронно-микроскопических снимков полученных на микроскопе, показывает наличие соседствующих участков размерами до 4–4,5 нм, обладающих ГПУ- и ГЦК-структурой. Кроме того, на снимках видно существование большого количества неупорядоченной структуры и большого количества дефектов упаковки. Очевидно, это связано с тем, что ГПУ- и ГЦК-структуры являются плотноупакованными слоистыми структурами и отличаются только способом упаковки слоев. Очевидно, что энергия образования дефектов упаковки очень мала в данных плотноупакованных структурах и поэтому возникают неупорядоченные области, чередующиеся с областями с ГЦК- и ГПУ-структурой. На пленках данных составов были измерены магнитные характеристики. Намагниченность насыщения  $M_s$  в исследуемой области составов для пленок сплавов от

$\text{Co}_{25}\text{Ir}_{75}$  до  $\text{Co}_{60}\text{Ir}_{40}$  изменяется от 260 до 450 Гс при комнатной температуре соответственно. Коэрцитивная сила  $H_s$  изменяется от 220 до 370 Э. Петли прямоугольные со скважностью  $S$  близкой к единице.

### Выводы

Получены тонкие пленки твердых растворов  $\text{CoPd}$  и  $\text{CoIr}$ , показывающие в области эквивалентных составов в исходном состоянии картины микрофракции в виде плотноупакованных ГПУ, ГПУ + ГЦК, ГЦК-структур и в виде диффузного гало. Состояние, характеризующееся диффузным гало, представляет собой полиморфное превращение мартенситного типа. Возникает при мартенситном переходе низкотемпературной ГПУ-фазы в высокотемпературную ГЦК-фазу. Поскольку энергии образования дефектов упаковки в плотноупакованных ГПУ- и ГЦК-структурах близки, возникает разупорядоченная дефектная кристаллическая структура, близкая по своим свойствам к аморфной. Показана петля гистерезиса пленки  $\text{Co}_{56}\text{Ir}_{44}$  с разупорядоченной дефектной кристаллической структурой. Исследованы магнитные характеристики структур полученных пленок твердых растворов  $\text{CoPd}$  и  $\text{CoIr}$ .

# Особенности фазовых переходов скирмионных решеток в фрустрированных магнитных пленках

А. Х. Баишева<sup>1,\*</sup>, А. Р. Юлдашева<sup>1</sup>, И. Ф.Шарафуллин<sup>1,\*\*</sup>, Х. Т. Диеп<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Уфимский университет науки и технологии, ул. Заки Валиди, 32, Уфа, 450076, Россия

<sup>2</sup>Laboratoire de Physique Théorique et Modélisation Université de Cergy-Pontoise, CNRS, UMR 8089, 2 Avenue Adolphe Chauvin, 95302 Cergy-Pontoise, Cedex, France

\*aliya-baishева@yandex.ru, \*\*sharafullinif@yandex.ru

В данной работе анализировалась магнитоэлектрическая пленка антиферромагнетик/ферроэлектрик с треугольной решеткой. Были установлены диапазоны значений параметров взаимодействия и напряженности внешнего поля при которых возникает фаза скирмионной решетки. Методом Монте-Карло определены температуры и типы фазовых переходов в системе

## Введение

Магнитные скирмионы — наноразмерные топологически защищенные спиновые вихри — исследовались как потенциальные носители информации в устройствах спинтроники [1, 2]. Скирмионы образуются под действием внешнего магнитного поля в нецентросимметричных нанопленках или на интерфейсах в гетероструктурах и межфазных сверхрешетках с нарушением симметрии [3]. В этой работе были рассмотрены магнитные фрустрированные нанопленки с треугольной решеткой.

## Метод расчета

Рассмотрим случай антиферромагнитной пленки с треугольной кристаллической решеткой. Выбранная система особенно интересна, поскольку известно, что данная решетка фрустрирована (это показано экспериментально и теоретически [4]), что фрустрации способствуют формированию неколлинеарных спиновых конфигураций типа скирмионов даже в отсутствии взаимодействия Дзялошинского — Мория [5].

Опишем гамильтониан для данной системы с помощью спиновой модели Гейзенберга следующим образом:

$$H = - \sum_{i,j} J_{ij}^m \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - \sum_i J_{ij}^{mf} \vec{S}_i \cdot \vec{P}_j - \sum_{i,j} J_{ij}^f \vec{P}_i \cdot \vec{P}_j - \sum_{i,j,k} \vec{D}_{i,j} \cdot [\vec{S}_i \times \vec{S}_j]$$

где  $\vec{S}_i, \vec{S}_j$  — спины на  $i, j$ -м узле треугольной решетки, соответственно.  $J_{ij}^m < 0$  параметр антиферромагнитного взаимодействия между спином и его ближайшими соседями, параметр для всех спинов в антиферромагнитной пленке примем имеющим одинаковое значение, равное  $J^m$ , сумма в первом слагаемом берется по парам спинов ближайших соседей. Аналогично антиферромагнитной подсистеме  $J_{ij}^f > 0$ , параметр взаимодействия между ближайшими поляризациями на соседних узлах, параметр  $J_{ij}^f = J^f$  будет одинаковым для всех узлов в ферроэлектрической подсистеме.

Примем, что амплитуда магнитоэлектрической связи  $J_{ij}^{mf} = J^{mf}$  независима от  $(i; j)$ . Для ферроэлектрической подсистемы для простоты мы предполагаем, что электрические поляризации  $\vec{P}_i$  являются единичными векторами, направленными пер-

пендикулярно плоскости пленки;  $\vec{D}_{i,j}$  — вектор Дзялошинского — Мория направлен перпендикулярно плоскости.

## Результаты и обсуждение

Расчеты основного состояния магнитной пленки антиферромагнетик/ферроэлектрик на простой треугольной решетке в рамках данной модели позволяют сделать вывод о том, что фаза решетки скирмионов формируется даже без приложенного магнитного поля, фазы скирмионных решеток в основном состоянии стабильны в большой области значений параметров (рис. 1). Результаты расчетов свидетельствуют о том, что в диапазоне значений параметра магнитоэлектрического взаимодействия  $J^{mf} \in (0; 2)$  при параметрах  $J_m = -1, J_f = 1, D = 0.75$  спиновая конфигурация основного состояния становится менее совершенной. Эти результаты важны для приложений, так как скирмионы, представляющие собой неоднородные магнитные вихревые состояния, могут управляться внешним электрическим полем.

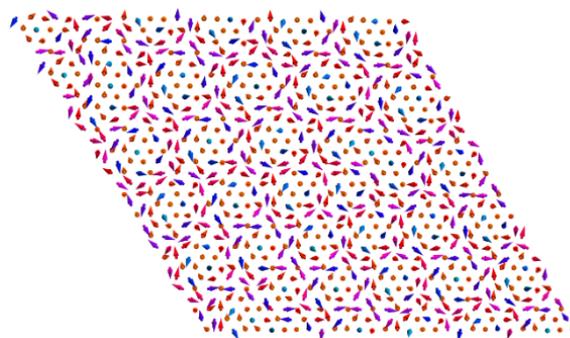
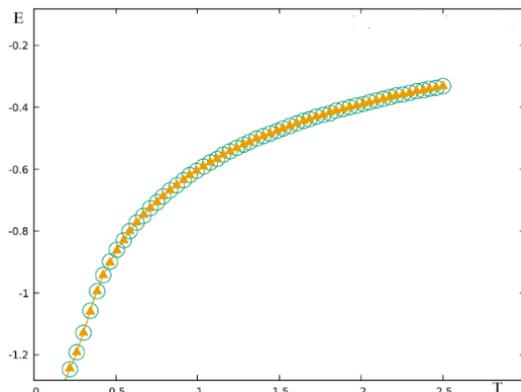


Рис. 1. Спиновая конфигурация основного состояния магнитной пленки антиферромагнетик/ ферроэлектрик на треугольной антиферромагнитной решетке при параметрах  $J_m = -1, J_f = 1, J_{mf} = 0, D_m = 0.75$

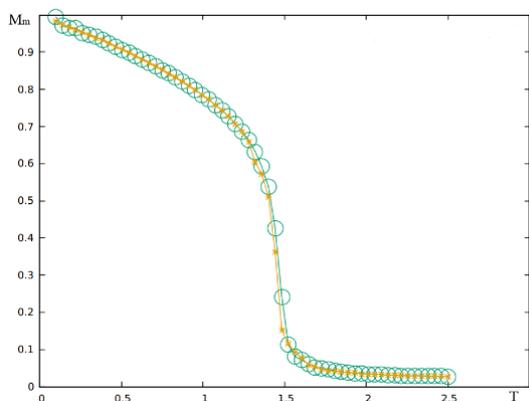
В этой работе рассмотрены с помощью метода Монте-Карло и метода наискорейшего спуска фазовые переходы, происходящие в магнитоэлектрической нанопленке (рис. 2, 3).

Другой характер фрустрации и антиферромагнитного упорядочения в магнитной пленке приводит к тому, что магнитные фазовые переходы демонстрируют иной характер в отличие от рассмотренного нами ранее случая на простой кубической решетке,

где наблюдались очень сильные фазовые переходы первого рода [6] при больших значениях поверхностных взаимодействий. Необходимо подчеркнуть, что структура скирмионов устойчива в большой области внешнего магнитного поля.



**Рис. 2.** Зависимость энергии всей треугольной решетки от температуры:  $J_m = -1$ ,  $J_f = 1$ ,  $J_{mf} = 0$ ,  $Dt = 0.75$  (зеленые незакрашенные кружки),  $J_m = -1$ ,  $J_f = 1$ ,  $J_{mf} = 2$ ,  $Dt = 0.75$  (желтые треугольники)



**Рис. 3.** Зависимость параметра порядка магнитной пленки от температуры:  $J_m = -1$ ,  $J_f = 1$ ,  $J_{mf} = 0$ ,  $Dt = 0.75$  (зеленые незакрашенные кружки),  $J_m = -1$ ,  $J_f = 1$ ,  $J_{mf} = 2$ ,  $Dt = 0.75$  (желтые треугольники)

Увеличение магнитоэлектрического взаимодействия влияет на формирование скирмионной решетки, но практически не сказывается на критической температуре, при которой происходит фазовый переход «порядок-беспорядок» ( $T_c = 0.77$ ) в приведенных единицах при значениях магнитоэлектрического взаимодействия  $J_{mf} = 0$  и  $J_{mf} = 2$ .

### Заключение

В данной работе было выполнено моделирование простой треугольной решетки антиферромагнетик/ферроэлектрик. Были установлены диапазоны значений параметров взаимодействия и напряженности внешнего поля.

### Финансирование

*Работа производилась в рамках государственного задания на выполнение научных исследований молодежными лабораториями (приказ МН-8/1356 от 20.09.2021).*

### Литература

1. A. Rosh // Nat. Nanotechnol., **12**, 27819695 (2017).
2. A. Fert, V. Cros, J. Sampaio // Nat. Nanotechnol., **8**, 23459548 (2013).
3. W. Koshihara, Y. Kaneko, J. Iwasaki, M. Kawasaki, Y. Tokura, N. Nagaosa // Japanese Journal of Applied Physics, **54**, 053001 (2015).
4. W. Fang, A. Raeliarijaona, P. H. Chang, A. A. Kovalev, K. D. Belashchenko // Physical Review Materials, **5**, 054401 (2021).
5. I. F. Sharafullin, M. K. Kharrasov, H. T. Diep // Phys. Rev. B, **99**, 214420, (2019).
6. I. F. Sharafullin, M. K. Kharrasov, H. T. Diep // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, **476**, 214420 (2019).

# Проявление поверхностных и размерных эффектов в магнитных свойствах наночастиц $\epsilon$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>

Д. А. Балаев<sup>1,\*</sup>, А. А. Дубровский<sup>1</sup>, А. А. Красиков<sup>1</sup>, С. В. Семенов<sup>1</sup>, Ю. В. Князев<sup>1</sup>, О. А. Баюков<sup>1</sup>, С. С. Якушкин<sup>2</sup>, В. Л. Кириллов<sup>2</sup>, О. Н. Мартыанов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики им. Л. В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, Академгородок, 50, стр. 38., Красноярск, 660036

<sup>2</sup> Институт катализа им. Г. К. Борескова СО РАН, пр. Ак. Лаврентьева, 5, Новосибирск, 630060

\*dabalaev@iph.krasn.ru

Обобщаются эффекты, связанные с влиянием большой доли поверхностных атомов и малого размера частиц  $\epsilon$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> на магнитные свойства и наличие известного для этого полиморфа оксида железа магнитного перехода (в температурном диапазоне 80–150 К). В наночастицах  $\epsilon$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> размером менее 6 нм магнитный переход не проявляется, величина константы эффективной магнитной анизотропии  $K_{eff}$  становится меньше аналогичной ( $K_V$ ) для частиц размерами  $d \sim 10$ –30 нм, однако для частиц ультрамалых размеров существенную роль начинает играть поверхностная магнитная анизотропия. В рамках известного соотношения  $K_{eff} = K_V + 6K_S/d$ , позволяющего разделить вклады объемной и поверхностной анизотропии, получена величина константы поверхностной магнитной анизотропии  $K_S$ .

## Введение

Оксид железа (III) существует в нескольких структурных модификациях, наиболее известными из которых являются  $\alpha$ - и  $\gamma$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Другие структурные модификации могут быть получены только в наноразмерном виде, и к настоящему времени известны, по крайней мере, три таких полиморфа:  $\beta$ -,  $\epsilon$ - и  $\zeta$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Самым интересным по магнитным свойствам и многообещающим в плане практических применений является  $\epsilon$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Существовая только в наноразмерном виде (частицы размерами  $d$  до  $\sim 30$  нм),  $\epsilon$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> демонстрирует гигантскую коэрцитивную силу  $H_C$  (до 20 кОе для  $d \sim 20$  нм) при комнатной температуре [1–5]. В структуре  $\epsilon$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> атомы железа занимают четыре неэквивалентные позиции, что обуславливает возможность реализации сложной магнитной структуры. В настоящее время считается общепринятым, что в диапазоне температур 150–500 К в  $\epsilon$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> реализуется ферромагнитная коллинеарная структура [1], при этом величина константы магнитной анизотропии  $K_V$  (для  $d \sim 10$ –20 нм) достигает  $5 \cdot 10^6$  эрг/см<sup>3</sup> [5, 6]. Однако в температурном диапазоне от 150 К до 80 К в  $\epsilon$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> происходит магнитный переход, сопровождающийся резким уменьшением величин  $K_V$  и  $H_C$ . По совокупности различных данных можно считать, что в низкотемпературном состоянии (ниже 80 К) в  $\epsilon$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> реализуется неколлинеарная структура типа магнитной спирали [1, 7]. Вышесказанное относится к частицам порядка 20–30 нм. Однако в частицах ультрамалых размеров (единицы нанометров) наиболее сильно проявляются поверхностные и размерные эффекты, описанию которых посвящена данная работа.

## Приготовление образцов и их характеристика

Образцы  $\epsilon$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> получали двумя оригинальными методиками: (1) метод пропитки по влагоемкости матрицы силикагеля сульфатами Fe(II) [8, 9] — далее образцы FS, и метод диффузного обмена солей Fe(II) с гидрогелем SiO<sub>2</sub> — далее образцы FX [10] (во втором методе наночастицы находятся в матрице ксерогеля SiO<sub>2</sub>). Для каждого метода получена серия образцов с различными средними  $\langle d \rangle$  размерами (от 3.4 до 17 нм

для FS и от 4 до 10 нм для FX) и дисперсий. Все образцы охарактеризованы методами просвечивающей электронной микроскопии, рентгеновской дифракции, мессбауэровской спектроскопии (MS), ферромагнитного резонанса (FMR) и магнитометрии (VSM).

## Основные результаты

На рис.1, а приведены температурные зависимости намагниченности для серии образцов FS с различными средними размерами. Образцы, кроме  $\langle d \rangle \sim 3.4$  нм, демонстрируют (по виду зависимостей  $M(T)$ ) известный для  $\epsilon$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> магнитный переход (в интервале 80–150 К). Из данных на рис.1, а выделяется зависимость  $M(T)$  для образца, в котором

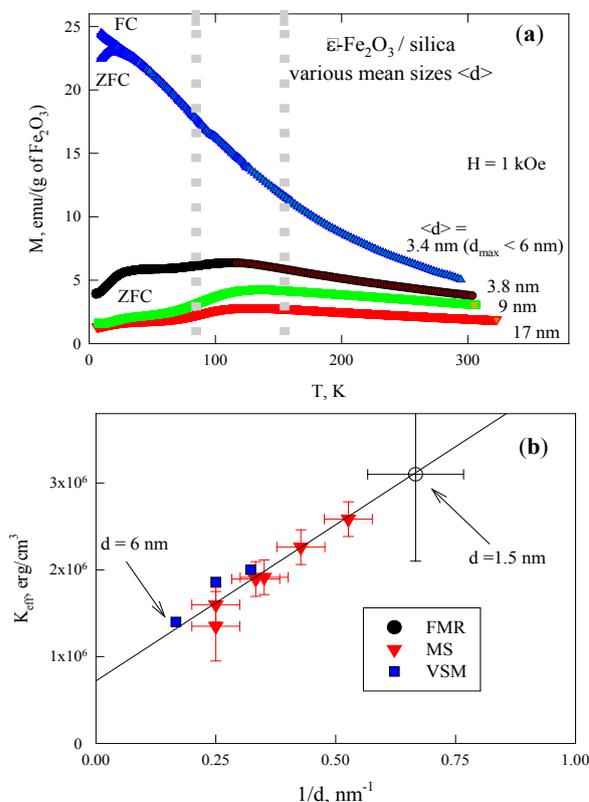


Рис. 1. Зависимость  $M(T)$  образцов серии FS (а); б — зависимость величины  $K_{eff}$  (полученной различными методиками — VSM, MS, FMR) от  $1/d$  для образцов серий FS и FX

максимальный размер частиц  $d_{\max}$  не превышает 6 нм. Из данных по намагниченности, магнитного перехода в этом образце нет, но имеет место переход из суперпарамагнитного (SPM) в заблокированное состояние (максимум зависимости  $M(T)$  при условиях охлаждения в нулевом поле (ZFC) при температуре SPM-блокировки 14 К).

Для образцов серий FS и FX, содержащих, в том числе, частицы размерами менее 6 нм, с помощью методов VSM, MS и FMR (эти методики различаются различными характерными временами измерения), были определены температуры (для определенного размера) перехода в SPM-состояние [11, 12]. По классическому соотношению Нееля — Брауна вычислены значения эффективной константы магнитной анизотропии  $K_{\text{eff}}$ . Зависимость  $K_{\text{eff}}$  от обратного размера частиц ( $1/d$ ) приведена на рис. 1, *b*. Линейный характер этой зависимости позволил получить величины констант объемной  $K_V$  и поверхностной  $K_S$  магнитной анизотропии по известному выражению  $K_{\text{eff}} = K_V + 6K_S/d$  [13]. Значения  $K_V$  и  $K_S$  составили  $7.2 \pm 0.5$  эрг/см<sup>3</sup> и  $0.06 \pm 0.01$  эрг/см<sup>2</sup> соответственно.

### Заключительные замечания

Из полученных результатов можно говорить о существовании критического размера для  $\epsilon\text{-Fe}_2\text{O}_3$  — около 6 нм. В частицах меньшего размера не наблюдается магнитного перехода в интервале 80–150 К, и константа объемной магнитной анизотропии становится на порядок меньше. В то же время, при таких

малых размерах проявляется значительный вклад поверхностной анизотропии в величину  $K_{\text{eff}}$ .

### Литература

1. M. Gich, C. Frontera, A. Roig, et al. // *Chem. Mater.*, **18**, 3889 (2006).
2. S. Ohkoshi, S. Kuroki, S. Sakurai, et al. // *Angew. Chem. Int. Ed.*, **46**, 8392 (2007)
3. A. Namai, M. Yoshikiyo, K. Yamada, et al. // *Nature Commun.*, **3**, 1035 (2012).
4. J. Tuček, and R. Zboril, A. Namai, S. Ohkoshi, // *Chem. Mater.*, **22**, 6483 (2010).
5. M. Gich, A. Roig, C. Frontera, et al. // *J. Appl. Phys.*, **98**, 044307 (2005).
6. D. A. Balaev, I. S. Poperechny, A. A. Krasikov, et al. // *J. Appl. Phys.*, **117**, 063908 (2015).
7. Yu. V. Knyazev, A. I. Chumakov, A. A. Dubrovskiy, et al. // *Phys. Rev. B*, **101**, 094408 (2020).
8. S. S. Yakushkin, A. A. Dubrovskiy, D. A. Balaev, et al. // *J. Appl. Phys.*, **111**, 44312 (2012).
9. S. S. Yakushkin, D. A. Balaev, A. A. Dubrovskiy, et al. // *J. Supercond. Nov. Magn.*, **31**, 1209 (2017).
10. S. S. Yakushkin, D. A. Balaev, A. A. Dubrovskiy, et al. // *Ceramics International*, **44**, 17852 (2018).
11. A. A. Dubrovskiy, D. A. Balaev, K. A. Shaykhutdinov, et al. // *J. Appl. Phys.*, **118** (2015).
12. Yu. V. Knyazev, D. A. Balaev, V. L. Kirillov, et al. // *JETP Letters*, **108**, 527 (2018).
13. F. Bødker, S. Mørup, and S. Linderoth // *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 282 (1994).

# Анизотропия гистерезиса поликристаллической ферромагнитной нанонити

С. А. Сацук<sup>1</sup>, С. В. Комогорцев<sup>2</sup>, Ю. Ю. Балашов<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup> Федеральный исследовательский центр КНЦ СО РАН, Академгородок, 38, Красноярск, 660036

<sup>2</sup> Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН ФИЦ КНЦ СО РАН, Академгородок, 50/38, Красноярск, 660036

\* Y.balashov@yandex.ru

Выполнен микромагнитный расчет с целью выявить влияние поликристаллического строения и поперечного размера нанонити на анизотропию поля неустойчивости. Направления осей легкого намагничивания в системе кристаллитов ориентированы случайно. Расчет был проведен с различными величинами магнитной кристаллической анизотропии кристаллитов. Обнаружено, что при малой анизотропии кристаллита угловая зависимость поля неустойчивости определяется только диаметром нанонити и описывается кривыми Ламэ. При увеличении константы локальной магнитной анизотропии кристаллита наблюдается переход от единственного скачка на петле гистерезиса к непрерывной зоне полей неустойчивости, в пределах которой поведение намагниченности необратимо.

## Введение

Ферромагнитные нанонити интенсивно изучаются в течение нескольких десятилетий ввиду их приложений как функционального элемента в информационных технологиях и биомедицине [1]. Поперечный размер таких нитей варьируется от единиц до сотен нанометров, при этом длина превышает поперечный размер как минимум на порядок. В большинстве случаев такие нити характеризуются поликристаллическим строением. Прикладными свойствами поликристаллических нанонитей, такими как коэрцитивная сила и магнитная анизотропия, поле неустойчивости, можно управлять путем изменения формы и структуры [1]. Поле неустойчивости, при котором состояния намагниченности скачком переходят друг в друга, зависит от механизма перемагничивания, при этом оно проявляет различную угловую зависимость в нитях с различными механизмами перемагничивания. В данной работе при помощи микромагнитного расчета выявлены некоторые общие черты влияния поликристаллического строения и поперечного размера нанонити на анизотропию поля неустойчивости и коэрцитивного поля.

## Численный эксперимент

Микромагнитное моделирование угловых зависимостей поля неустойчивости для ферромагнитных поликристаллических нанонитей с различными диаметрами и разными размерами кристаллитов было выполнено в среде OOMMF [2]. При расчете были учтены три основных вклада в магнитную энергию нити: обменный, диполь-дипольный и энергия анизотропии кристаллита. Подход к моделированию поликристаллического строения заключался в следующем: направление оси легкого намагничивания (ОЛН) ячеек в пределах одного кристаллита задавалось однородным, в то время как в системе кристаллитов ОЛН были ориентированы случайно. Расчет был проведен с различными величинами константы магнитной кристаллографической анизотропии кристаллитов  $5 \cdot 10^3$ ,  $3 \cdot 10^5$  и  $5 \cdot 10^5$  Дж/м<sup>3</sup>. Параметры расчета: константа обменного взаимодействия  $A = 10^{-11}$  Дж/м, размер кубической ячейки в методе конечных разностей 5 нм, намагниченность  $M_S = 10^6$  А/м. Мы рассчитали угловые зависимости поля неустойчивости для нитей

с диаметрами 10, 30, и 60 нм и размерами кристаллитов соответственно 5, 15 и 30 нм.

## Результаты и обсуждение

В результате моделирования обнаружено, что характер угловой зависимости коэрцитивного поля зависит от диаметра нити и локальной магнитной анизотропии кристаллита (рис. 1).

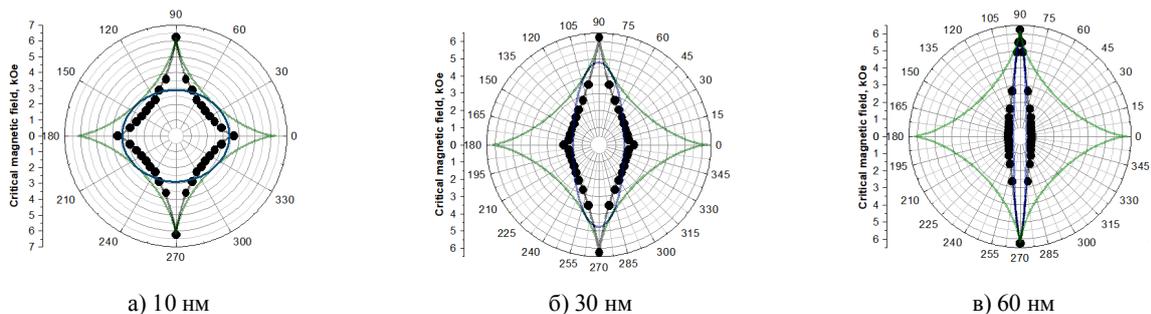
При малой величине магнитной кристаллографической анизотропии кристаллита (по сравнению с энергией диполь-дипольного взаимодействия) угловая зависимость поля неустойчивости  $H_i(\varphi)$  определяется только диаметром нанонити. Нити очень малого диаметра ( $< \sqrt{A/M_S^2}$ ) перемагничиваются однородным вращением, анизотропию поля неустойчивости в них можно описать астроидами Стонера-Вольфарта [3]. По мере увеличения диаметра нити, наблюдается непрерывный переход от модели Стонера — Вольфарта к модели Аарони [4]. Мы предлагаем универсальное описание таких зависимостей поведения анизотропии поля неустойчивости кривыми Ламэ:

$$H_i = \frac{ab}{((a \cos(\varphi))^n + (b \sin(\varphi))^n)^{1/n}} \quad (1)$$

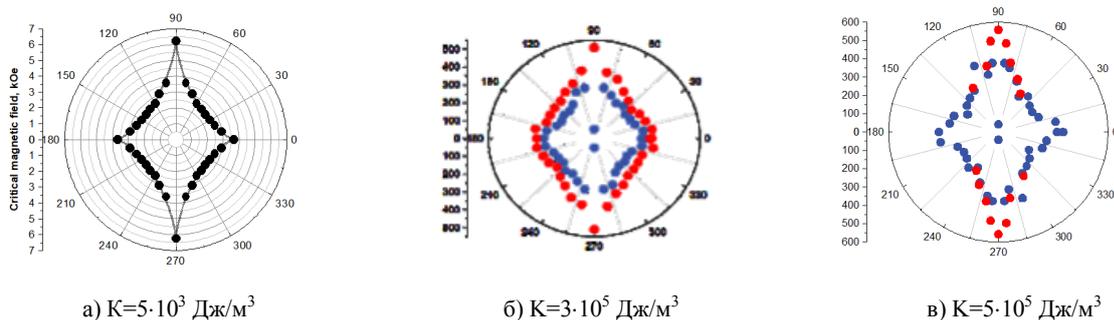
Выбор критического индекса  $n$  и коэффициентов  $a$  и  $b$  позволяет описать угловую зависимость поля неустойчивости  $H_i$ .

На рис. 1 показан переход от перемагничивания однородным вращением (зеленая кривая при  $n = 2/3$  и  $a = b$ ) к перемагничиванию по типу керлинга ( $n = 2$  и  $a \neq b$ ) по мере увеличения поперечного размера нанонити. В этом случае мы видим, что ни одна из этих известных моделей не применима к расчету анизотропии поля неустойчивости поликристаллических нанонитей. Такая структура нанонити создает промежуточный тип неустойчивости, характерный для определенного набора микромагнитных констант и зависящий только от поперечного размера нанонити

По мере того, как увеличивается константа локальной магнитной анизотропии, наблюдается переход от единственного скачка на петле гистерезиса к множеству скачков Баркгаузена (рис. 2). При большом, по сравнению с энергией диполь-дипольного взаимодействия, значении анизотропии кристаллита ( $K = 5 \cdot 10^3$  Дж/м<sup>3</sup>) происходит переход к непрерывной



**Рис. 1.** Микромагнитный расчет угловой зависимости поля неустойчивости (черные кружки) при магнитной анизотропии кристаллита  $K = 5 \cdot 10^3$  Дж/м<sup>3</sup> для нанонитей с разными поперечными размерами. Зеленая кривая — модель Стонера — Вольфарта [3], синяя кривая — модель Аарони [4], черная кривая — кривая Ламэ



**Рис. 2.** Численный расчет анизотропии поля неустойчивости при разных значениях магнитной анизотропии кристаллита. Красные и синие кружки обозначают начальное и конечное поле, при котором возникают скачки Баркгаузена, соответственно

зоне полей, в пределах которой поведение намагниченности необратимо – увеличивается размытие поля необратимости. Однозначные угловые зависимости превращаются в зоны необратимого поведения  $H_i(\varphi)$ .

Подобное поведение не описывается ни одной из аналитических моделей, поскольку они не учитывают поликристаллическую структуру нанонити, однако хорошо известно, что такая структура может значительно влиять на микромагнитные состояния и магнитный гистерезис.

### Литература

1. L. G. Vivas, Y. P. Ivanov, D. G. Trabada, M. P. Proenca, O. Chubykalo-Fesenko and M. Vázquez // *Nanotechnology B*, **24**, 105703 (2013).
2. M. Donahue, D. Porter // *Interagency Report*, 6376 (2006).
3. E. C. Stoner and E. P. Wohlfarth // *Phil. Trans. Roy. Soc. A*, **B 240**, 559 (1948).
4. A. Aharoni // *J. Appl. Phys. B*, **82.3**, 1281–1287 (1997).

# МСМ- и ФМР-исследование изменения магнитных свойств микрочастиц Ni под действием одноосных механических напряжений

Д. А. Бизязев<sup>1,\*</sup>, А. П. Чукланов<sup>1</sup>, Н. И. Нургазизов<sup>1</sup>, А. А. Бухараев<sup>1</sup>, Л. В. Базан<sup>1</sup>,  
В. Я. Шур<sup>2</sup>, А. Р. Ахматханов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского ФИЦ КНЦ РАН, ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029

<sup>2</sup> Институт естественных наук и математики, УрФУ, Екатеринбург

\* dbiziaev@inbox.ru

Методом МСМ и ФМР исследован термоиндуцированный магнитоупругий эффект в квадратных микрочастицах Ni, сформированных на монокристаллических подложках. Из анализа спектра ФМР следует, что при изменении температуры образца в них индуцируется поле магнитной анизотропии, обусловленное разницей в коэффициентах термического расширения кристаллической подложки вдоль разных кристаллографических осей. Показано, что наблюдаемое методом ФМР изменение направления магнитной анизотропии в микрочастицах согласуется с трансформацией доменной структуры, наблюдаемой при помощи МСМ.

## Введение

В последнее время много внимания уделяется возможности управления магнитными свойствами микрочастиц при помощи создаваемых в них одноосных механических напряжений. При экспериментальных исследованиях таких явлений одной из важных становится сопоставление данных, получаемых разными методами. Для этого нужно, чтобы механические напряжения, создаваемые в частицах, могли легко контролироваться, а в идеале еще и изменяться при проведении эксперимента. Одним из вариантов решения такой проблемы может стать создание в микрочастицах напряжений заданной величины на этапе их создания, например за счет изгиба тонкой подложки при их напылении [1]. После ее выпрямления наведенное напряжение сохраняется долгое время, и образец может последовательно исследоваться разными методами [2]. Можно использовать пьезоэлектрические подложки, которые изменяют свои размеры под действием приложенного потенциала, что позволяет сжимать или растягивать микрочастицы непосредственно при проведении измерений с помощью магнитно-силового микроскопа (МСМ), однако регистрация угловых зависимостей ферромагнитного резонанса (ФМР) на таких образцах будет не возможна. Оптимальным подходом может стать создание микрочастиц на монокристаллических подложках, имеющих различные коэффициенты термического расширения по разным кристаллографическим осям. На таких подложках величина и направление наводимых напряжений обусловлены температурой образца, что позволяет хорошо их контролировать и изменять непосредственно во время эксперимента.

## Результаты и обсуждение

Для проведения исследований были сформированы массивы квадратных микрочастиц Ni размерами  $7.5 \times 7.5 \times 0.02$  мкм на поверхности монокристаллических подложек из ниобата лития ( $\text{LiNbO}_3$ , далее CLN) и титанил фосфата калия ( $\text{KTiOPO}_4$ , далее КТР). Микрочастицы напылялись через плотно прижатую к поверхности металлическую сетку при комнатной температуре. Использовался метод распыления твердотельной мишени электронным лучом в условиях

сверхвысокого вакуума. В качестве контрольного образца был сформирован массив микрочастиц на поверхности стеклянной подложки.

За счет разности в температурных коэффициентах линейного расширения CLN подложки позволяли наводить в микрочастицах одноосные напряжения около  $1.5 \text{ МПа}/^\circ\text{C}$ , КТР  $1.7 \text{ МПа}/^\circ\text{C}$ . Подробнее механизма создаваемых напряжений рассмотрен в [3]. Для ФМР-измерений использовался Bruker EMX Plus с полем ( $H_{\text{ex}}$ ) до 1,4 Тл и микроволновым полем частотой 9,8 ГГц. Для всех трех типов образцов были сняты ФМР-спектры при углах ориентации  $[0^\circ; 180^\circ]$  и в диапазоне температур  $[-10; 60]^\circ\text{C}$ . Типичный вид спектров ФМР представлен на рис. 1.

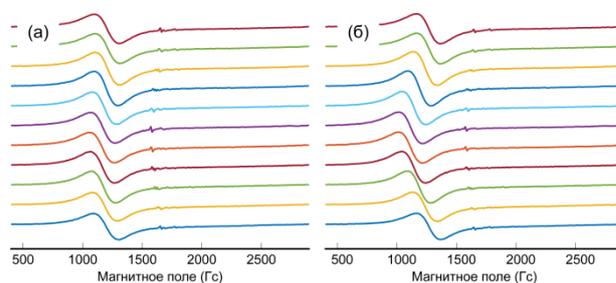
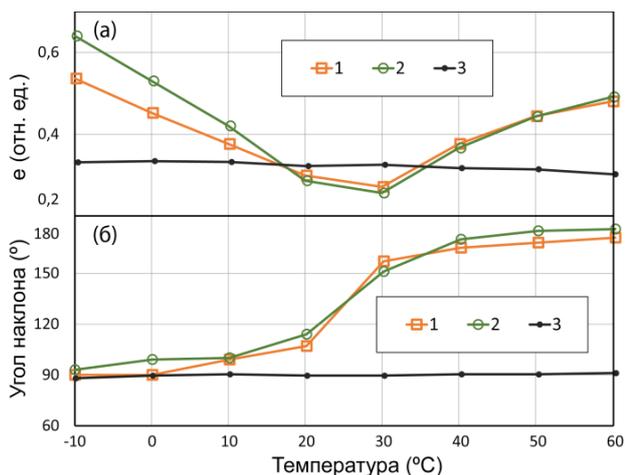


Рис. 1. ФМР-спектры микрочастиц Ni на КТР при различных углах ориентации относительно магнитного поля: а —  $30^\circ\text{C}$ ; б —  $60^\circ\text{C}$

Были построены угловые зависимости резонансного поля ( $H_{\text{res}}$ ) и найдены эксцентриситет ( $e$ ), как соотношение  $H_{\text{res,max}}$  и  $H_{\text{res,min}}$ , и направления оси анизотропии от температуры (рис. 2). При комнатной температуре выраженного направления анизотропии не наблюдалось ни на одном из образцов. Оно появилось только на монокристаллических подложках при охлаждении или нагреве образца (рис. 2). На стеклянной подложке с изотропным коэффициентом термического расширения, как и предполагалось, изменений не наблюдалось.

Для МСМ-измерений использовался сканирующий зондовый микроскоп Solver P47 в однопроводном режиме. Температура варьировалась от комнатной и до  $+60^\circ\text{C}$ , т. е. составляла половину диапазона ФМР-измерений. МСМ-исследования показали, что при комнатной температуре микрочастицы имеют

четырёхдоменную структуру с одинаковыми доменами, так называемую структуру Ландау (рис. 3, а). Это соответствует отсутствию выраженных направлений анизотропии при ФМР-измерениях. Увеличение температуры приводит к увеличению размера двух доменов, между которыми формируется доменная стенка (рис. 3, б, в). Ее длину можно использовать в качестве параметра, характеризующего изменение площадей доменов, и качественно поведение этой длины при изменении температуры совпадает с изменением эксцентриситета, наблюдаемого при ФМР-измерениях (рис. 3, з).

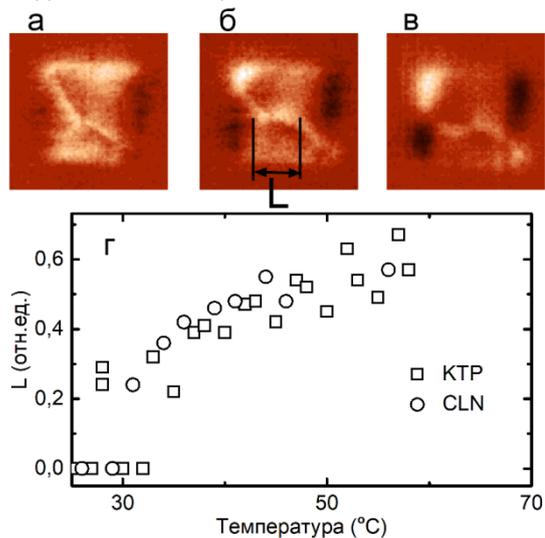


**Рис. 2.** Зависимости эксцентриситета углового отклонения резонансного поля (а) и угла направления оси термоиндуцированной магнитной анизотропии (б) от температуры для микрочастиц Ni на: 1 — КТР, 2 — CLN, 3 — стекле

### Заключение

Методом ФМР продемонстрировано, что направление оси наведенной термоиндуцированной магнитной анизотропии меняется почти на  $90^\circ$  при изменении температуры образца на  $60^\circ\text{C}$  для микрочас-

тиц Ni, сформированных на CLN- и КТР-подложках и практически не меняется на стеклянных, что хорошо согласуется с трансформацией доменной структуры, наблюдаемой с помощью МСМ.



**Рис. 3.** МСМ-изображение отдельной микрочастицы Ni на CLN-подложке при температуре  $25^\circ\text{C}$  (а),  $45^\circ\text{C}$  (б),  $60^\circ\text{C}$  (в). Зависимость длины стенки между двумя увеличенными доменами (L) от температуры (з)

### Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 22-29-00352).

### Литература

1. А. А. Бухараев, А. К. Звездин, А. П. Пятаков, Ю. К. Фетисов // УФН, **188**, с. 1288–1330 (2018).
2. Д. А. Бизяев, А. А. Бухараев, Ю. Е. Кандрашкин, и др. // Письма в ЖТФ, **42**, в. 20, с. 24–32 (2016).
3. Н. И. Нургазизов, Д. А. Бизяев, А.А. Бухараев и др. // ФТТ, **64**, с. 1316–1323 (2022).

# Управление свойствами магнитоупругих волн в слоистых антиферромагнитных гетероструктурах

Т. В. Богданова<sup>1,2,\*</sup>, Д. В. Калябин<sup>1,2</sup>, А. Р. Сафин<sup>1,3</sup>, С. А. Никитов<sup>1,2,4</sup>

<sup>1</sup> Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11/с7, Москва, 125001

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701

<sup>3</sup> Национальный исследовательский университет МЭИ, ул. Красноказарменная, 14с1, Москва, 111250

<sup>4</sup> Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского (СГУ), ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012

\* bogdanova.tv@phystech.edu

В рамках сигма-модели для антиферромагнетика (АФМ), IrMn, на упругой подложке, LiNbO<sub>3</sub>, решены связанные уравнения для спиновых волн и упругих волн и получено дисперсионное уравнение для магнитоупругих волн. В работе получены нижняя и верхняя частоты магнитоупругого резонанса. При давлении на структуру частота верхней моды, лежащей в терагерцовом диапазоне, смещается вверх. Полученные результаты могут быть использованы для создания устройств формирования и обработки сигналов в терагерцовом и терагерцовом диапазонах частот.

## Введение

Повышенный интерес к антиферромагнитным (АФМ) структурам обусловлен широкими возможностями их применения в терагерцовой электронике. На сегодняшний день есть необходимость в исследовании АФМ-структур для создания управляемых элементов, например, линий задержки и фильтров. Целью данной работы является теоретическое исследование влияния внешних параметров, давления, на частоту антиферромагнитного резонанса.

## Теория

В рамках сигма-модели исследовано распространение магнитоупругих волн Лява в гетероструктуре, содержащей антиферромагнитную пленку (IrMn) на пьезоэлектрической подложке (LiNbO<sub>3</sub>) [1]. Рассмотрен антиферромагнетик с анизотропией типа легкая плоскость и слабым ферромагнетизмом, во внешнем магнитном поле, параллельном поверхности пленки. В первом приближении можно свести систему уравнений динамики намагниченности Ландау — Лифшица к векторному уравнению Нееля [2]:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - V_m^2 \nabla^2\right) \bar{l} \times \bar{l} = 2g(\bar{l} \cdot \bar{H}) \frac{\partial \bar{l}}{\partial t} - g^2 \{ l_z (l_y \bar{e}_x - l_x \bar{e}_y) H_D + 2b l_z (\bar{l} \times \bar{e}_z) M_0 H_E \} + g^2 \left( \bar{l} \times \frac{\partial (F_{me} + F_{ms})}{\partial \bar{l}} \right) H_E, \quad (1)$$

где  $\bar{L} = \bar{M}_1 - \bar{M}_2 = 2\bar{L}M_0$  — антиферромагнитный вектор,  $V_m$  — характерная скорость спиновой волны,  $g$  — гиромагнитное отношение,  $b$  — константы неоднородного обмена. Для простоты предполагается, что антиферромагнетик магнитоупруго и упруго изотропен. Толщина ферромагнитного слоя равна  $d$ , а толщина подложки значительно больше. Полная энергия антиферромагнетика состоит из магнитной, упругой, магнитоупругой, наведенной магнитоупругой (внешнее давление) и зеемановской энергий. Подложка выбирается с целью обеспечения волноводных свойств для распространения волн Лява. Это условие для скорости попе-

речных объемных волн в слое (1) и подложке (2) выражается в виде [3]

$$v_1 < v_2. \quad (2)$$

В этом случае поверхностные волны Лява могут быть локализованы в слое IrMn. Динамика акустической волны описывается следующим образом:  $\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k}$ ,  $\sigma_{ik}$  представляет собой тензор механических напряжений. Чтобы связать продольное и поперечное волновые числа, подставим пробные функции для  $l_x = \exp[i(ky - \omega t) + qz]$  и для  $u_x = \exp[i(ky - \omega t) + kz]$  в уравнения движения и получаем условия:

$$\kappa_1 = \left[ \frac{\omega^2}{S_t^2} - k^2 \right]^{-\frac{1}{2}}, \quad (3)$$

$$\kappa_2 = \left[ -\frac{\omega^2}{S_t^2} + k^2 \right]^{-\frac{1}{2}}, \quad (4)$$

$$q = \frac{[\omega^4 + (k^2 + \kappa^2)(\omega^2 S_t^2 + V_m^2 S_t^2 - V_m^2 k^2 S_t^2 - \omega_{sk} S_t^2) - V_m^2 k^2 - \omega_{me} \omega_e \omega_{tk}^2]}{V_m^2 \omega^2 \left[ 1 + \frac{S_t^2}{\omega^2} (k^2 + \kappa^2) \right]}, \quad (5)$$

где  $S_t = \left[ \frac{c_{44}}{\rho} \right]^{-\frac{1}{2}}$  — скорость поперечного звука, а

$$\omega_{me}, \omega_e, \omega_{sk} = [V_m^2 k^2 + \omega_H (\omega_H - \omega_D) + \omega_e \omega_{me}]^{-\frac{1}{2}},$$

$\omega_{tk} = S_t k$  — магнитоупругая, упругая частоты соответственно. Для нахождения дисперсии воспользуемся гармонической формой функции  $l_x = [A \sin(qz) + B \cos(qz)] \exp[i(ky - \omega t)]$  для затухания упругих волн в подложке. Полученные формы функций подставляются в граничные условия:

$$1. \sigma_1 + 4bM_0^2 l_x = 0, \quad z = d; \quad (6)$$

$$2. \sigma_1 + 4bM_0^2 l_x = \sigma_2, \quad z = 0; \quad (7)$$

$$3. u_{z1} = u_{z2}, \quad z = 0; \quad (8)$$

$$4. l_y \frac{\partial l_x}{\partial z} - l_x \frac{\partial l_y}{\partial z} = 0, \quad z = d; \quad (9)$$

$$5. l_y \frac{\partial l_x}{\partial z} - l_x \frac{\partial l_y}{\partial z} = 0, \quad z = 0. \quad (10)$$

Найдя нули детерминанта матрицы  $5 \times 5$ , получим численно дисперсионную характеристику.

## Обсуждение результатов

В данной работе было рассмотрено распространение магнитоупругих волн Лява в тонком слое антиферромагнетика, когда на пленку оказано внешнее давление. Для выбранных в качестве материала АФМ-слоя —  $\text{IrMn}$  и подложки —  $\text{LiNbO}_3$ , получена дисперсионная характеристика магнитоупругих волн в такой структуре. Установлено, что частота резонанса первой моды ( $n = 1$ ) для структуры  $\text{IrMn} - \text{LiNbO}_3$  составляет 7,87 ГГц (Рис. 1, а), резонансная частота в терагерцовом диапазоне принимает значение 1,038 ТГц (Рис. 1, б), а при давлении частота в терагерцовом диапазоне смещается в более длинноволновую область. Можно сделать вывод, что при приложении одноосного давления к АФМ-структуре существенно увеличивается собственная частота колебаний магнитных подрешеток антиферромагнетика в ТГц-диапазоне.

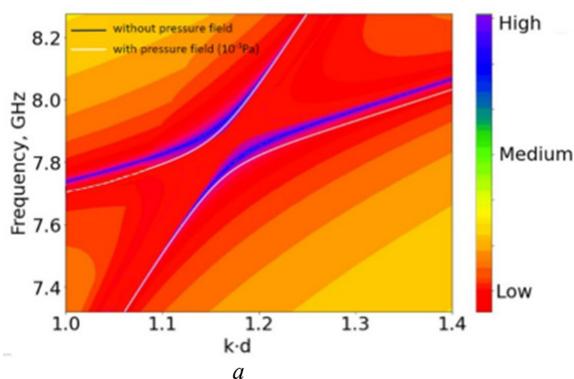


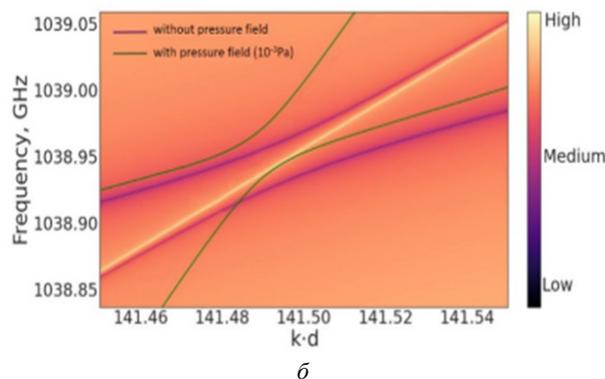
Рисунок 1 был построен для внешнего магнитного поля 180 Э. Исследование структур, содержащих тонких слой антиферромагнетика, расширяет перспективы применения и разработки магнитоупругих датчиков, магнитных носителей для записи информации и запоминающих устройств.

## Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 19-19-00607-П.

## Литература

1. I. E. Dikshstein, S-H. S. Salk // *Phys. Rev. B*, **53**, 14957–14965 (1996).
2. V. I. Ozhogin, V. L. Preobrazhenskii // *Sov. Phys.*, **31**, 713–729 (1988).
3. T. Dai, D. V. Kalyabin, S. A. Nikitov // *Ultrasonics*, **121**, 106656 (2021).



**Рис. 1.** Дисперсионная зависимость магнитоупругих волн в структуре АФМ-слой — подложка в ГГц- и ТГц-диапазоне. Цветом обозначены значения детерминанта для структуры без учета внешнего давления, а отдельными линиями обозначены дисперсионные зависимости с учетом наведенной магнитострикции ( $\approx 10^{-3}$  Pa)

# Исследование влияния биосовместимой оболочки на магнитные свойства наночастиц оксида железа

И. Г. Важенина<sup>1,2,\*</sup>, С. В. Столяр<sup>3,2</sup>, А. В. Тюменцева<sup>3</sup>, М. Н. Волочаев<sup>3</sup>, Р. С. Исхаков<sup>1</sup>, С. В. Комогорцев<sup>1,4</sup>, В. Ф. Пьянков<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук – обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН, Академгородок, д.50, стр. 38, Красноярск, 660036

<sup>2</sup> Сибирский федеральный университет, пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041

<sup>3</sup> ФИЦ «Красноярский научный центр СО РАН», Академгородок, д. 50, Красноярск, 660036

<sup>4</sup> Сибирский государственный университет науки и технологий им. М. Ф. Решетнева, ул. Мира, 82, Красноярск, 660049

\* irina-vazhenina@mail.ru

Представлены результаты исследования магнитных наночастиц магнетита размером ~10 нм методом ферромагнитного резонанса с различным типом биосовместимой оболочки частицы в диапазоне температур от 7 до 300 К. Анализ резонансного поля и ширины линии ФМР от температуры позволил установить, что в диапазоне от 100 до 120 К происходит переход Вервея, 220 К соответствует температуре блокировки, а до 50 К внешняя оболочка находится в состоянии спинового стекла.

## Введение

Магнитные наночастицы оксидов железа, покрытые инертными материалами, являются перспективными материалами для применения в различных областях (биомедицине, электронике и т. д.). Важными параметрами для оценки их использования являются диполь-дипольное взаимодействие между отдельными частицами, температура блокировки, магнитная анизотропия отдельной частицы.

## Методика эксперимента

Магнитные наночастицы были получены методом химического осаждения из водного раствора соответствующих солей с двумя типами оболочек. Первая — в виде покрытия оксида кремния при использовании тетраэтоксисилана (ТЭОС) в процессе синтеза. Во втором случае наночастицы магнетита покрывали тетраэтоксисиланом (ТЭОС) и 3-аминопропилтриэтоксисиланом (АПТЕС) для получения оболочки содержащей аминогруппы на поверхности.

Структурные исследования были выполнены на просвечивающем электронном микроскопе Hitachi HT7700 TEM. Согласно полученным изображениям средний размер частиц составляет  $9,6 \pm 1$  нм. Кривые ферромагнитного резонанса ФМР записывались на оборудовании КРЦКП ФИЦ КНЦ СО РАН (спектрометр ELEXSYS E580, Bruker, Германия) при частоте накачки резонатора  $f = 9,48$  ГГц.

## Результаты и обсуждение

Температурные зависимости резонансного поля  $H_R$  позволили определить поле наведенной анизотропии  $H_A = H_{RS} - H_R$ , где  $H_{RS} = \omega/\gamma$  — поле ФМР однородно намагниченной сферы, которое в нашем случае составляет 3360 Э (γ — гиромагнитное соотношение,  $\omega = 2\pi f$ ). Для монодисперсных частиц зависимость  $H_A(T)$  линейно убывает с температурой, достигая нуля при температуре блокировки  $T_B$  [1, 2].  $H_A(T)$ , применяемая нами для описания экспериментальных значений, учитывала неоднородность по параметру  $T_B$  [3]:

$$\langle H_A(T) \rangle = \langle H_A(0) \rangle \cdot \frac{\int H_A(T) f(T_B) dT_B}{\int f(T_B) dT_B}, \quad (1)$$

где  $\langle H_A(0) \rangle$  — среднее значение  $H_A$  при  $T = 0$  К. Лучшего согласия с экспериментальными данными (рис.1) удалось достичь, применяя логнормальную функцию распределения  $T_B$ :

$$f(T_B) = \frac{1}{T_B \cdot \sigma \sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left(-\ln\left(\frac{T_B}{T_{B0}}\right) / 2\sigma^2\right). \quad (2)$$

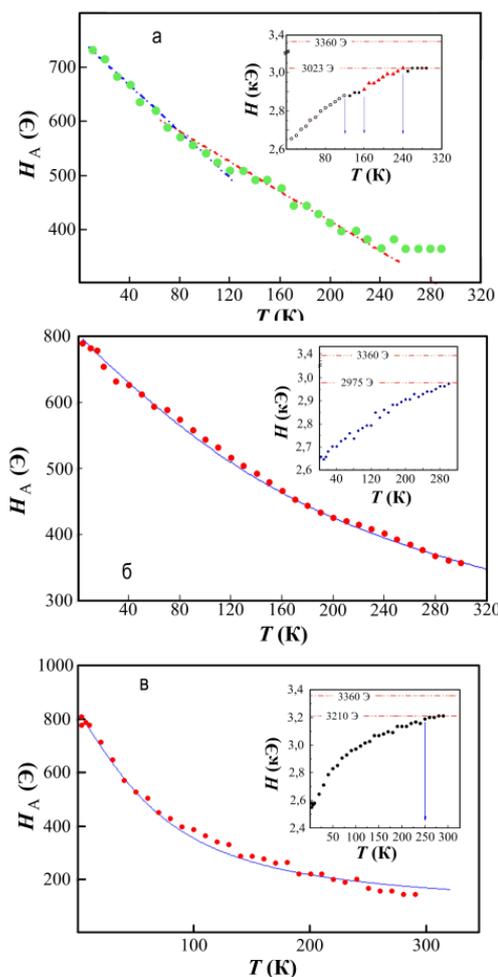


Рис. 1. Экспериментальные значения (кружки) и расчетные кривые (линии)  $H_A(T)$  для порошка без оболочки (а), с оболочками ТЭОС (б) и ТЭОС+АПТЕС (в). На вставках показаны регистрируемые  $H_R(T)$

Значение  $T_{B0}$  соответствует определенному магнитному состоянию в магнитной подсистеме частиц. Оказалось, что количество необходимых для описания логнормальных мод определяется типом оболочки. Значения  $T_{B0}$  для исследованных образцов представлены в табл. 1.

Таблица 1. Параметры порошков

Тип оболочки, температурный диапазон	$M_S$ , Гс	$K_0 \cdot 10^5$ , эрг/см <sup>3</sup>	Характерные температуры, К	
			из подгонки $H_A(T)$	из подгонки $\Delta H(T)$
Без оболочки, $7 < T < 100$ К	262	4,0	380	50 и 360
Без оболочки, $130 < T < 300$	193	2,9	530	50 и 220
ТЕОС, $7 < T < 300$ К	280	2,7	50, 170 и 220	55 и 210
ТЕОС+АПТЕС, $7 < T < 300$ К	204	2,6	75 и 225	85 и 230

Температурная зависимость ширины линии  $H$  была описана выражением для частиц со случайно ориентированной осью легкого намагничивания [4][5]:

$$\Delta H(T) = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{\omega \alpha (\xi_0 - L_1)}{\gamma \xi_0 L_1} + 3 \frac{\omega \varepsilon L_2}{\gamma L_1}, \quad (3)$$

где  $\alpha = 0,01$  — параметр затухания,  $\varepsilon = K\gamma/(M \cdot \omega)$ ,  $K$  — константа анизотропии,  $L_1$  и  $L_2$  — функции Ланжевена,  $\xi_0 = \frac{\omega M_S V}{\gamma k_B T}$ ,  $M_S$  — намагниченность насыщения,  $V$  — объем частиц,  $k_B$  — постоянная Больцмана. Константа анизотропии описывалась функцией вида  $-K(T) = K_0(1 + A_0 \exp(-T/T_0) + A_1 \exp(-T/T_1))$ . Выражение (3) позволило установить  $M_S$ ,  $K_0$ ,  $T_0$  и  $T_1$  (табл. 1).

$H_A(T)$  и  $\Delta H(T)$  для непокрытого порошка были разделены на два участка (от 7 до 100 К и от 120 до 300 К), которые рассматривались отдельными подгонными кривыми (рис. 1, а). Переход, наблюдаемый в диапазоне температур от 100 до 130 К, согласуется

с переходом Вервея при 125 К для магнетита.  $H_A(T)$  покрытых порошков представляет собой гладкую функцию, но для порошка с оболочкой ТЕОС подгонная кривая демонстрирует характерную температуру 170 К, которая может соответствовать переходу Вервея в этой системе. Температура 530 К для непокрытого образца (см. табл. 1) близка в температуре Кюри магнетита. Температура 380 К может соответствовать температуре Кюри низкотемпературной фазы магнетита.

Анализ кривых  $H_A(T)$  и  $\Delta H(T)$  покрытых порошков выполнялся без разбиения на температурные диапазоны (табл. 1). Можно предположить, что до 50 К для непокрытого порошка и порошка с оболочкой ТЕОС и до 80 К для порошка с оболочкой АПТЕС внешняя оболочка находится в состоянии спинового стекла [1]. Переход частиц в суперпарамагнитное состояние происходит при  $220 \pm 10$  К для всех образцов.

## Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда №22-14-20020, Красноярского краевого фонда науки.

## Литература

1. С. В. Столяр, Д. А. Балаев, В. П. Ладыгина и др. // Письма ЖЭТФ **111**, 197 (2020).
2. S. V. Stolyar, R.N. Yaroslavtsev, A. V. Tyumentseva, S. V. Komogortsev et al. // J. Phys. Chem. C., **126**, 7510 (2022).
3. S. V. Komogortsev, R. S. Iskhakov, A. D. Balaev, et al. // Phys. Solid State **51**, 2286 (2009).
4. Ю. Л. Райхер, В. И. Степанов // ЖЭТФ, **102**, 1409 (1992).
5. I. S. Poperechny, Y. L. Raikher // Phys. Rev. B., **93**, 014441 (2016).

# Неоднородность размагничивающих полей наноструктурированных покрытий 3d-металлов, выявляемая статическими и динамическими магнитными методами

И. Г. Важенина<sup>1,2,\*</sup>, С. В. Столяр<sup>2,3</sup>, С. В. Комогорцев<sup>1,2</sup>, О. А. Ли<sup>2,3</sup>, Р. С. Исхаков<sup>1</sup>, Д. А. Великанов<sup>1</sup>, Е. В. Черемискина<sup>2</sup>, И. В. Немцев<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup> Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук – обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН, Академгородок, д.50, стр. 38, Красноярск, 660036

<sup>2</sup> Сибирский федеральный университет, пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041

<sup>3</sup> ФИЦ «Красноярский научный центр СО РАН», Академгородок, д.50, Красноярск, 660036

\* irina-vazhenina@mail.ru

Покрытия 3d-металлов (Ni, Co, Fe), синтезированные новой модификацией метода химического осаждения с использованием арабиногалактана характеризуются неоднородным атомным строением. В работе с помощью метода анализа кривых намагничивания изучены неоднородности внутреннего поля, обусловленные морфологическими особенностями микроструктуры изготовленных покрытий. Последнее позволило описать экспериментальные кривые ферромагнитного резонанса.

## Введение

Покрытия на основе Ni, Fe и Co, получаемые методом химического осаждения с использованием полисахаридов [3], перспективны из-за сочетания высоких магнитных характеристик [1, 2] с простотой и масштабируемостью метода получения. Неоднородность покрытий, синтезируемых таким методом, отражается на их магнитных характеристиках. В работе с помощью анализа кривых намагничивания изучены морфологические особенности изучаемых покрытий. Полученные данные позволили успешно описать наблюдаемые угловые зависимости параметров ферромагнитного резонанса.

## Методика эксперимента

Ферромагнитные покрытия Fe-C, Ni-C и Co-C толщиной порядка 1–2 мкм на меди были синтезированы методом химического осаждения из водного раствора с использованием арабиногалактана. Электронно-микроскопические исследования (сканирующий электронный микроскоп FE SEM Hitachi S-5500) и рентгеновская дифракция (ДРОН 3) были использованы для исследования морфологии и микроструктуры полученных покрытий (рис. 1). Статические магнитные измерения были выполнены на SQUID-магнитометре, динамические — на оборудовании КРЦКП ФИЦ КНЦ СО РАН (спектрометр ELEXSYS E580, Bruker, Германия) при частоте накачки резонатора  $f = 9,48$  ГГц. Спектры ферромагнитного резонанса были измерены при различных ориентациях постоянного магнитного поля относительно нормали пленки.

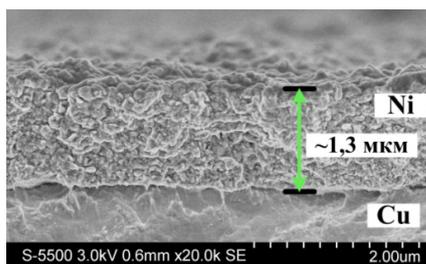


Рис. 1. СЭМ-изображение Ni-покрытия

## Результаты и обсуждение

Согласно модели Стонера — Вольфарта поле насыщения в направлении, перпендикулярном оси легкого намагничивания, равно полю магнитной анизотропии. Форма петли в данном направлении в рамках модели представляет линейную безгистерезисную зависимость намагниченности в диапазоне от  $-H_s$  до  $H_s$ , вне этого диапазона образец однородно намагничен до насыщения ( $M = \pm M_s$ ) [4]. На экспериментальной петле гистерезиса однородного образца поле насыщения определяется размагничивающим лем  $H_s = N \cdot M_s$  ( $N$  — размагничивающий фактор), при котором должен наблюдаться резкий излом. Неоднородность материала «размывает» излом на  $M(H)$  вблизи  $H_s$ . Описание данного эффекта было использовано для количественной оценки распределения размагничивающих полей.

Нисходящая часть экспериментальной петли гистерезиса аппроксимировалась суммой кривых:

$$M(H) = \begin{cases} M_s \sum_i \left( \frac{H}{H_{Si}} \right) \cdot f_i, & \text{для } |H| < H_{Si} \\ \pm M_s, & \text{для } |H| > H_{Si} \end{cases}, \quad (1)$$

где  $M_s$  — намагниченность насыщения, а  $H_{Si}$  — парциальное эффективное размагничивающее поле,  $f_i$  — соответствующий ему статистический вес.

Результат оценки такой неоднородности на примере измерений Ni-покрытия показан на рис. 2.

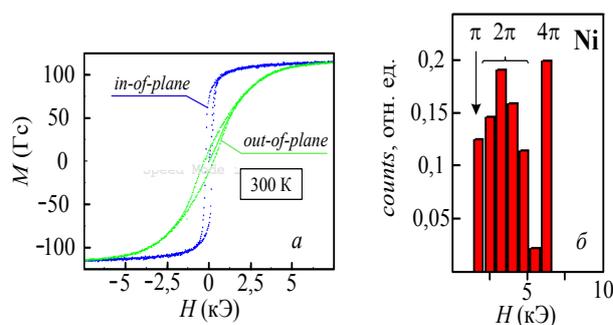
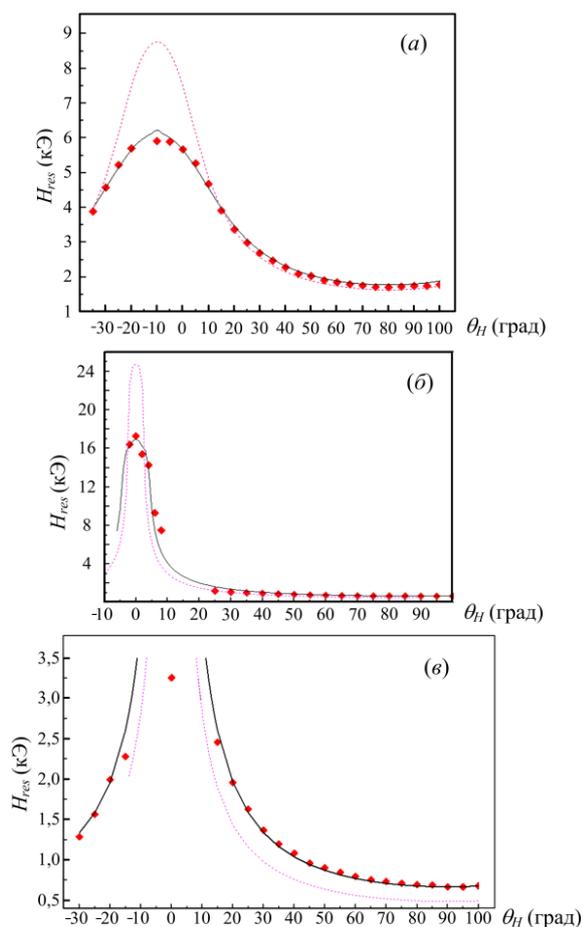


Рис. 2. Кривые намагничивания и гистограмма распределения размагничивающих полей Ni-покрытия



**Рис. 3.** Зависимость экспериментальных значений резонансного поля  $H_{res}$  (ромбы) от угла для Ni (а), Co (б) и Fe (в) покрытий, а также расчетные значения для однородной пленки (пунктирная линия) и с учетом размагничивающих факторов (сплошная линия)

Размагничивающие факторы, определенные из статических измерений, использовались при вычислении угловой зависимости позиций резонансного поля ФМР (рис. 3). Система уравнений, позволяющая получить выражение зависимости резонансного поля от угла, была получена минимизацией полной энергии магнитной системы  $E$  [5–7] и при условии равновесия положения вектора намагниченности  $M$ , заданного соотношением  $\partial E / \partial \varphi = \partial E / \partial \theta = 0$  (где  $\theta$  и  $\varphi$  — полярный и азимутальный угол  $M$ ). Варьируемыми параметрами при подгонке результатов численного решения системы и экспериментальных данных являлись эффективная намагниченность  $M_{eff}$  и поле перпендикулярной анизотропии  $H_{an}$ . Аппроксимация расчетной кривой проводилась по методу наименьших квадратов. Подгоночные параметры приведены в табл. 1.

Таблица 1. Параметры покрытий

Покрытие	Ni	Co	Fe
$M_S$ , Гс	105	422	875
$M_{eff}$ , Гс	400	1270	1315
$H_{an}$ , Э	350	5600	6500

### Литература

1. A. P. Kuzmenko, L. Kozhitov, D. Muratov, *et al* // J. Nano-Electron. Phys., **6**, 03024 (2014).
2. S. V. Stolyar, R. N. Yaroslavtsev, L. A. Chekanova, *et al.* // J. Magn. Magn. Mater., **511**, 166979 (2020).
3. Л. А. Чеканова, Е. А. Денисова, Р. С. Исхаков, и др. // Патент. Россия. № RU 2710611 C1. 2019.
4. S. V. Komogortsev, I. G. Vazhenina, S. A. Kleshnina, *et al.* // Sensors., **22**, 3324 (2022).
5. H. Suhl // Phys. Rev., **97**, 555 (1955).
6. J. Smit, H. G. Beljers // Philips Res. Repts., **10**, 113 (1955).
7. J. O. Artman // Phys. Rev., **105**, 74 (1957).

# Простая спин-переориентационная модель редкоземельных ортоферритов и ортохромитов

Е. В. Васинович\*, А. С. Москвин\*\*

Уральский федеральный университет, ул. Ленина, 51, Екатеринбург, 620075

\* e.vasinovich@gmail.com, \*\* alexander.moskvin@urfu.ru

Приводится простая, но реалистичная микроскопическая теория спонтанной спиновой переориентации в редкоземельных ортоферритах  $RFeO_3$  и ортохромитах  $RCrO_3$ , индуцированной 4f–3d-взаимодействием. Показано, что и температура, и характер спин-переориентационного перехода являются результатом конкуренции спиновой анизотропии второго и четвертого порядков 3d-подрешетки, кристаллического поля для 4f-ионов и 4f–3d-взаимодействия.

## Введение

Редкоземельные орторомбические перовскиты, ортоферриты  $RFeO_3$  и ортохромиты  $RCrO_3$  (где  $R$  — редкоземельный ион и иттрий) обладают многими важными свойствами, такими как слабый ферро- и антиферромагнетизм, перемангничивание и явление спонтанной переориентации спинов. Спиновая переориентация (СП) является одним из их уникальных свойств, которое привлекло большое внимание еще в 1970-х годах [1], хотя их точное микроскопическое описание до сих пор остается проблемой для теоретиков и экспериментаторов. Возрождение интереса к механизму СП и магнитной компенсации в редкоземельных перовскитах в последние годы связано с открытием магнитоэлектрического эффекта и обменного эффекта смещения, которые могут иметь прямое применение в магнитоэлектронике.

## Описание модели

Наиболее популярными примерами систем со спонтанными переходами спиновой переориентации являются магнетики на основе 3d- и 4f-элементов, таких как редкоземельные ортоферриты  $RFeO_3$ , ортохромиты  $RCrO_3$ , интерметаллиды  $RCO_5$ ,  $RFe_2$  и др. Во всех случаях важной причиной спонтанного СП является взаимодействие 4f–3d. Обычно это взаимодействие учитывают, вводя эффективное поле магнитно-упорядоченной 3d-подрешетки, действующее на 4f-ионы.

Для учета вклада R-подрешетки в свободную энергию при низких температурах мы предлагаем модель, рассматривающую либо хорошо изолированный нижний кramerсов дублет 4f-ионов (с нечетным числом 4f-электронов), либо хорошо изолированные два нижних штарковских подуровня с близкими энергиями, образующие квазидублет. В таком «однодублетном» приближении для спонтанного СП-перехода можно ввести свободную энергию, приходящуюся на один ион, следующим образом:

$$\Phi = K_1 \cos 2\theta + K_2 \cos 4\theta - kT \ln 2 \cosh \frac{\Delta(\theta)}{2kT}, \quad (1)$$

где  $K_1$  и  $K_2$  — первая и вторая константы анизотропии для 3d-подрешетки [2], которые в СП-области не зависят от температуры,  $\theta$  — угол ориентации вектора антиферромагнетизма  $\mathbf{G}$  в 3d-подрешетке,  $\Delta(\theta)$  — расщепление нижнего (квази)дублета 4f-иона в магнитном поле 3d-подрешетки. Последнее слагаемое — это вклад 4f-дублета в свободную энергию [1].

Расщепление  $\Delta(\theta)$  для кramerсова дублета при СП-переходе в ас-плоскости в отсутствие внешнего магнитного поля имеет следующий вид [3]:

$$\Delta(\theta) = \left( \frac{\Delta_a^2 - \Delta_c^2}{2} \cos 2\theta + \frac{\Delta_a^2 + \Delta_c^2}{2} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где  $\Delta_{a,c}$  — расщепления дублета при низкой и высокой температурах соответственно.

Полагая, что  $K_1 > 0$  и  $\Delta_a > \Delta_c$ , из условия минимума свободной энергии мы приходим к следующей системе уравнений, описывающей СП-переход:

$$\sin 2\theta = 0, \quad \alpha\mu + \beta\mu^3 = \tanh \frac{\mu}{\tau}, \quad (3)$$

где  $\tau, \mu$  — нормированные температура и расщепление дублета, и  $\alpha, \beta$  — параметры, которые выражаются через  $K_1, K_2, \Delta_a, \Delta_c$  [3]. Таким образом мы приходим к следующим магнитным конфигурациям:  $G_x$ -фаза, где  $\theta = \pm \frac{\pi}{2}$ ;  $G_z$ -фаза, где  $\theta = 0, \pi$ ; угловая  $G_{xz}$ -фаза, где температурная зависимость угла  $\theta(\tau)$  находится из решения системы уравнений (3).

## Результаты и обсуждение

Характер СП-перехода определяется видом решения уравнения (ф3) в области  $\mu_s \leq \mu \leq \mu_f$ , где  $\mu_s$  соответствует началу СП-перехода при высокой температуре  $\tau_s$ , а  $\mu_f$  — окончанию перехода при низкой температуре  $\tau_f$ .

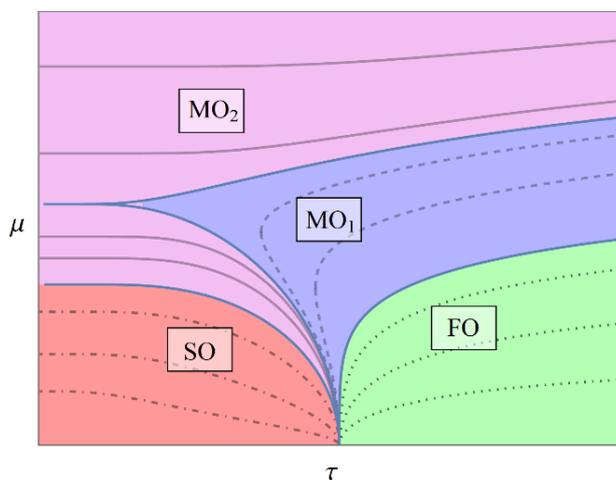


Рис. 1. Фазовая диаграмма  $\mu - \tau$ , представляющая решения управляющего уравнения (2), где области с разным характером СП-перехода выделены разными цветами

В простейшем случае ( $K_2 = 0$ ) основное уравнение переходит в уравнение молекулярного поля, хорошо известное в основах теории ферромагнетизма:  $\mu = \tanh \frac{\mu}{\tau} = B_{\frac{1}{2}}\left(\frac{\mu}{\tau}\right)$ , где  $B_{\frac{1}{2}}(x)$  — функция Бриллюэна. Таким образом, при отсутствии кубической анизотропии в «однодуплетной» модели СП будет реализовываться либо через два фазовых перехода второго рода при  $\mu_f \leq 1$  (полная спиновая переориентация  $G_x-G_z$ ), либо через один переход второго рода при  $\mu_f > 1$ , но в этом случае СП будет неполной и завершится переходом к угловой спиновой структуре  $G_{xz}$ .

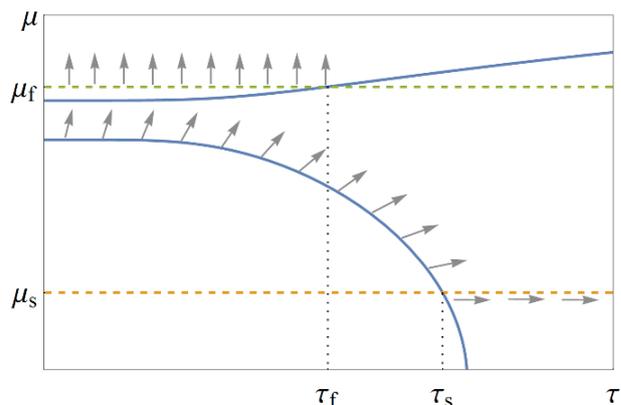
Похожее поведение, но при более сложной зависимости  $\mu(\tau)$ , будет реализовываться и при  $K_2 > 0$  (SO-область на рис. 1).

При отрицательной второй константе анизотропии  $K_2 < 0$  возможны несколько принципиально различных решений основного уравнения (ф3). При  $K_2^* \geq K_2$ , где  $K_2^*$  определяется из условия  $\beta = -\frac{1}{3}\alpha^3$ , имеется одно нетривиальное решение уравнения (3). Это решение неустойчиво и здесь отсутствует принципиальная возможность плавного вращения спинов: СП всегда реализуется через фазовый переход первого рода (FO-область на рис. 1).

В промежуточном диапазоне значений  $K_2^* < K_2 < 0$  основное уравнение имеет одновременно два нетривиальных решения. Можно показать, что здесь должны реализовываться СП-переходы «смешанного» типа. Например (рис. 2), при температуре  $\tau_s$  происходит плавный фазовый переход второго рода  $G_x-G_{xz}$ , но при последующем охлаждении ( $\tau \leq \tau_f$ ) допустимы уже две стабильные фазы,  $G_{xz}$  и  $G_z$ , т. е. в системе может произойти либо резкий переход первого рода  $G_{xz}-G_z$ , либо система останется в угловой  $G_{xz}$ -фазе.

Таким образом, в «однодуплетной» модели существуют не только плавные и резкие СП-переходы: в зависимости от параметров анизотропии и расщепле-

ния нижних уровней 4f-ионов здесь возникает принципиальная возможность существования уникальных «смешанных» СП-переходов, при которых спины сначала плавно поворачиваются до одного определенного угла, а затем резко разворачиваются до другого.



**Рис. 2.** Пример необычной «смешанной» спиновой переориентации при изменении температуры, стрелками обозначено направление вектора Нееля  $\mathbf{G}$  в аз-плоскости

### Финансирование

Работа выполнена в рамках проекта РФФ № 22-22-00682.

### Литература

1. К. П. Белов, А. К. Звездин, А. М. Кадомцева, Р. З. Левитин. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М. : Наука, 1979.
2. A. S. Moskvin // *Magnetochemistry*, **7**, 111 (2021).
3. A. S. Moskvin, E. V. Vasinovich, A. V. Shadrin // *Magnetochemistry*, **8**, 45 (2022).

# Спин-зависимые фотоэлектрические эффекты в структурах с квантовой ямой InGaAs/GaAs и близкорасположенным $\delta$ <Mn>-слоем

Е. И. Малышева\*, М. В. Дорохин\*\*, П. Б. Демина, А. В. Кудрин, А. В. Здравейщев, О. В. Вихрова

НИФТИ ННГУ, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950  
\*malysheva@phys.unn.ru, \*\*dorokhin@nifti.unn.ru

Исследованы фотоэлектрические эффекты в диодах на основе гетероструктур с квантовой ямой InGaAs/GaAs и близкорасположенным ферромагнитным  $\delta$ <Mn>-слоем. Показано, что известная методика измерения магнитополевой зависимости степени циркулярной поляризации может быть дополнена измерениями фото-ЭДС при облучении структуры циркулярно-поляризованным светом разной полярности. Комбинация двух методик дает расширенную информацию относительно динамики спин-поляризованных носителей заряда в гетероструктурах InGaAs/GaAs/ $\delta$ <Mn>.

## Введение

Спин-зависимые эффекты в структурах, сочетающих в себе полупроводниковые и ферромагнитные свойства, представляют интерес с точки зрения интеграции в оптоэлектронные микросхемы [1]. К подобным системам относятся гетероструктуры с квантовой ямой и близкорасположенным ферромагнитным слоем. В основе работы таких структур лежит так называемый «эффект близости» — поляризация по спине носителей заряда в квантовой яме за счет магнитного взаимодействия с близкорасположенным ферромагнитным дельта-слоем Mn. Подобные системы обычно изучаются оптическими методами — путем измерения магнитополевых зависимостей степени циркулярной поляризации фото- и/или электролюминесценции. В последнее время обсуждается возможность использования дополнительных исследовательских методик, например, магнитокругового дихроизма, или спин-зависимого поглощения света.

## Методика эксперимента

В данной работе исследованы диоды на основе гетероструктур с квантовой ямой (КЯ) InGaAs/GaAs и близкорасположенным  $\delta$ <Mn>-слоем. Представлены результаты измерения магнитополевых зависимостей степени циркулярной поляризации электролюминесценции (рис. 1, а) и фотоэлектрического эффекта при засветке циркулярно-поляризованным излучением (рис. 1, б). Структуры для исследований сформированы комбинированным эпитаксиальным методом, сочетающим МОС-гидридную эпитаксию при атмосферном давлении (для роста полупроводниковой части структуры) и импульсное лазерное осаждение (для роста ферромагнитного  $\delta$ <Mn>-слоя и покровного слоя GaAs) [2]. В работе варьировалось расстояние между активной областью (квантовой ямой) и ферромагнитным слоем (толщина спейсерного слоя GaAs).

Исследования магнитооптических эффектов выполнялись при введении диодов в магнитное поле в геометрии Фарадея, максимальная величина поля составила 300 мТл. При измерении циркулярно-поляризованной электролюминесценции (ЭЛ) на образец подавалось прямое электрическое смещение, возбуждаемое электролюминесцентное излучение

регистрировалось со стороны подложки, прозрачной для длины волны ЭЛ квантовой ямы. Для измерения фотоэлектрического эффекта была предложена схема, показанная на рис. 1, б: образец облучался циркулярно-поляризованным светом различной полярности. В обоих случаях для измерения на поверхности формировался тонкий полупрозрачный Au-контакт Шоттки. Омический контакт к подложке n-GaAs формировался искровым вжиганием Sn-фольги. При прямом смещении диода (положительный потенциал на Au-контакте) он испускает электролюминесцентное излучение. В результате облучения диода светом со стороны Au-контакта Шоттки между ним и омическим контактом к подложке создается фото-ЭДС. Величина фото-ЭДС зависит от поляризации света и намагниченности  $\delta$ <Mn>-слоя.

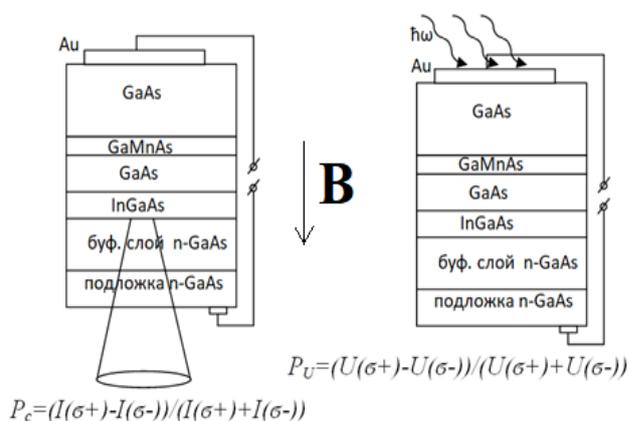
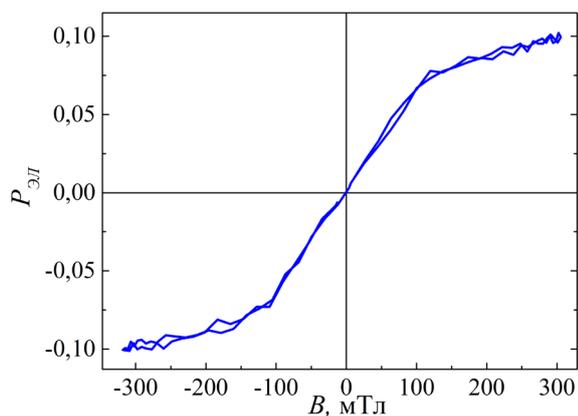


Рис. 1. Схема эксперимента при измерениях циркулярной поляризации ЭЛ (а) и спиновой фото-ЭДС (б)

## Результаты и обсуждение

Магнитополевая зависимость степени циркулярной поляризации ЭЛ показана на рис. 2.

При намагничивании образца внешним магнитным полем электролюминесцентное излучение становится частично циркулярно-поляризованным. Поляризация ЭЛ обусловлена взаимодействием между ферромагнитным  $\delta$ <Mn>-слоем и носителями заряда в квантовой яме. Степень поляризации зависит от толщины спейсерного слоя (расстояние между квантовой ямой и  $\delta$ <Mn>).



**Рис. 2.** Магнитополевая зависимость степени циркулярной поляризации ЭЛ

При исследованиях фото-ЭДС регистрируется разность значений фотосигнала при засветке светом правой и левой циркулярной поляризации. Эта разность зависит от длины волны возбуждающего излучения. При межзонном возбуждении разностный сигнал может быть обусловлен эффектом магнитокругового дихроизма, либо спин-зависимого транспорта носителей через намагниченный слой  $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ . Возможен вариант резонансного возбуждения носителей в квантовую яму (с энергией ниже ширины запре-

щенной зоны GaAs). В этом случае к разностному сигналу добавляются компоненты, связанные со спин-зависимым поглощением и резонансным туннелированием носителей заряда из квантовой ямы на состояния дельта-слоя марганца. Эффективность последнего процесса также зависит от толщины спейсерного слоя между квантовой ямой и  $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ .

Таким образом, методы исследования степени циркулярной поляризации ЭЛ и спин-зависимой фото-ЭДС взаимно дополняют друг друга. Их комбинированное использование позволяет изучать не только магнитные свойства ферромагнитного  $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -слоя в спиновой светоизлучающей диоде, но и анализировать динамику спин-поляризованных носителей в квантовой яме InGaAs с близкорасположенным  $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -слоем.

### Финансирование

*Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 23-29-00312).*

### Литература

1. M. Holub, P. Bhattacharya // J. Phys. D: Appl. Phys. **40**, R179 (2007).
2. М. В. Дорохин, Е. И. Малышева, А. В. Здоровейцев и др. // ФТП **46**, № 12, 1554 (2012).

# Генерация ЭДС при распространении ПМСВ в структуре ЖИГ-Pt в слабых полях подмагничивания

Ю. В. Никулин<sup>1</sup>, С. Л. Высоцкий<sup>1,2,\*</sup>, А. В. Кожевников<sup>1</sup>, Ю. А. Филимонов<sup>1,2</sup>, М. Е. Селезнев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019

<sup>2</sup> СГУ им. Н. Г. Чернышевского, Астраханская ул., 83, Саратов, 410012

\* vysotsl@gmail.com

Экспериментально исследована генерация ЭДС в полоске платины, нанесенной на поверхность пленки железоиттриевого граната (ЖИГ), в которой поверхностные магнитостатические волны возбуждаются при величинах поля подмагничивания  $H$ , недостаточных для намагничивания пленки ЖИГ до насыщения. Показано, что в интервале величин  $H$ , отвечающих существованию в пленке ЖИГ полосовой доменной структуры, величина сигнала ЭДС, генерируемой за счет обратного спинового эффекта Холла, может быть соизмерима с измеряемой для случая насыщенной пленки ЖИГ. Эффект связывается с наличием «закрывающей» доменной структуры вблизи поверхности пленки ЖИГ.

## Введение

Исследование генерации ЭДС при распространении спиновых волн (СВ) в структурах магнитный диэлектрик — металл представляет интерес для создания энергоэффективной элементной базы на принципах магноники и спинтроники [1, 2]. Наиболее широко исследуются структуры на основе пленок железоиттриевого граната (ЖИГ) и платины, в которых при распространении в пленке ЖИГ СВ за счет обратного спинового эффекта Холла [3] в пленке платины генерируется ток носителей заряда

$$\vec{I}_e \sim \vec{n} \times \vec{I}_s, \quad (1)$$

где  $\vec{n}$  — орт вектора спинового момента в ЖИГ,  $\vec{I}_s$  — спиновый ток, направленный нормально к плоскости структуры [4].

В эксперименте обычно измеряют величину ЭДС  $U = I_e R$ , где  $R$  — сопротивление пленки платины. При этом величина поля подмагничивания  $H$  выбирается достаточно большой для запрета развития процессов параметрической неустойчивости СВ, ограничивающих величину  $U$  [5]. В данной работе сообщается о наблюдении ЭДС в структуре ЖИГ — Pt при малых величинах  $H$ , отвечающих неоднородному основному состоянию пленки ЖИГ.

## Методика эксперимента

Для проведения измерений на поверхность пленки ЖИГ толщиной 11,8 мкм, выращенной методом жидкофазной эпитаксии на подложке гадолиний-галлиевого граната кристаллографической ориентации (111), с помощью технологии магнетронного распыления была нанесена пленка Pt толщиной 5 нм, из которой с помощью технологии фотолитографии был сформирован образец, геометрия которого схематически показана на вставке к рис. 1. Структура помещалась в макет линии задержки на поверхностных магнитостатических волнах (ПМСВ), поле  $H$  прикладывалось параллельно проволочным антеннам диаметром 50 мкм. На входную антенну подавалась СВЧ-мощность  $\approx 7$  дБм, модулированная меандром с частотой 11,3 кГц. Контакты к платине выполнялись с помощью токопроводящего клея, измерения ЭДС проводились с помощью синхронного детектора.

## Результаты измерений

На рис. 1 представлены частотные зависимости  $U(f)$ , измеренные при различных величинах поля подмагничивания (указаны около кривых). Можно видеть, что при уменьшении величины  $H$  до значений, меньших 575 Э, как ширина полосы наблюдения ЭДС, так и максимальное измеряемое в этой полосе значение  $U_{\text{макс}}$  уменьшаются вследствие попадания частотной области наблюдения ПМСВ в область трехмагнонных распадов [5]. Однако в интервале уменьшения  $H$  от 30 Э до 20 Э наблюдается рост величины сигнала ЭДС до уровня, всего в два раза уступающего случаю насыщенной пленки ЖИГ при  $H=700$  Э. Дальнейшее уменьшение  $H$  приводит к уменьшению сигнала ЭДС до нуля. При смене знака поля подмагничивания знак ЭДС меняется в соответствии с (1). С ростом  $|H|$  характер изменения максимального для данной величины  $H$  уровня ЭДС  $U_{\text{макс}}$  качественно соответствует описанному выше (см. рис. 2), при этом количественное различие, очевидно, связано с невзаимным характером распространения ПМСВ [7].

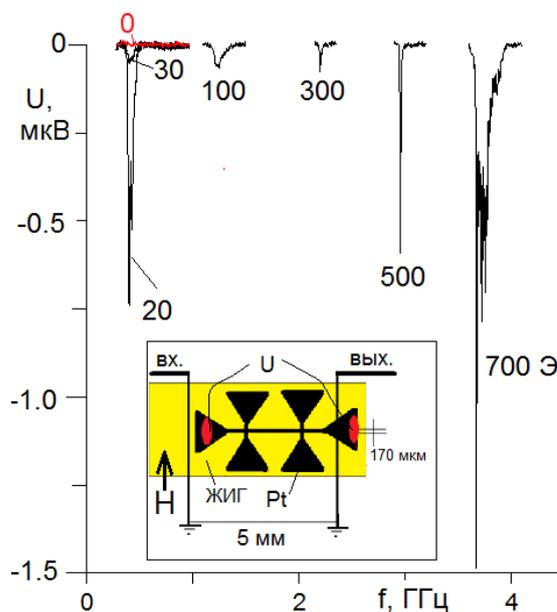


Рис. 1. Зависимости  $U(f)$  для различных величин  $H$  (указаны у кривых). На вставке показана геометрия макета

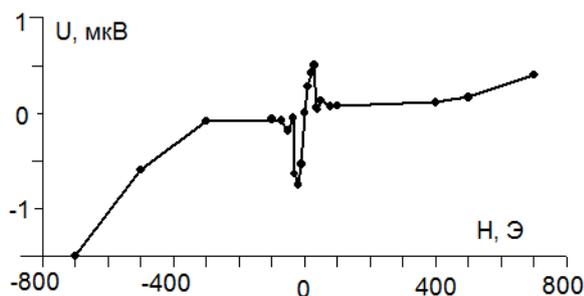


Рис. 2. Зависимость  $U_{\max}(H)$

### Обсуждение результатов

При снижении величины магнитного поля, приложенного касательно поверхности пленки ЖИГ, от насыщающего до уровня, соответствующего ее переходу в доменное состояние, типичной является ситуация, когда намагниченность ориентируется в направлении, близком к нормали к поверхности пленки, и в соседних доменах направлена в противоположные стороны. В использованной пленке ЖИГ мы по методу Фарадея с использованием оптического микроскопа наблюдали формирование доменной структуры (ДС) при уменьшении  $H$  до величин меньше 40 Э (см. рис. 3, а–в). При этом в интервале  $40 \text{ Э} > H > 10 \text{ Э}$  формировалась полосовая ДС (см. рис. 3, б) с шириной домена примерно 3 мкм, которая при дальнейшем уменьшении  $H$  трансформировалась в лабиринтную (см. рис. 3, в).

Возможность наблюдения доменов с помощью эффекта Фарадея свидетельствует о преимущественной ориентации намагниченности в направлении, близком к нормали к поверхности пленки. В то же время из (ф1) следует, что в этом случае ток зарядов должен быть близок к нулю. Мы полагаем, что наблюдение ЭДС при величинах  $H$ , отвечающих доменному состоянию пленки ЖИГ, может быть связано с «несквозным» характером ДС и формированием «замыкающих» доменов вследствие неоднородности

анизотропии в приповерхностном слое аналогично результатам [6] (см. рис. 3г).

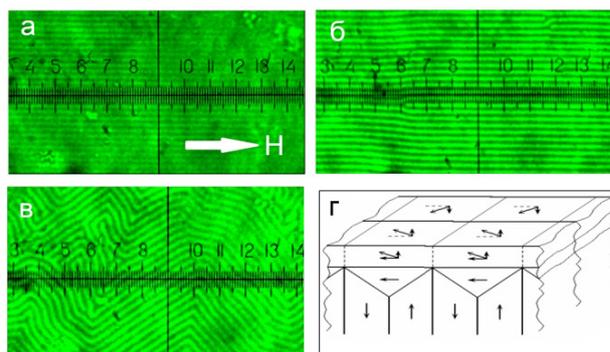


Рис. 3. Вид доменной структуры пленки ЖИГ при  $|H|=40 \text{ Э}$  (а), 20 Э (б), 0 (в). На рис (г) схематично изображена доменная структура приповерхностного слоя [6]

### Финансирование

Работа поддержана Российским научным фондом (грант № 22-19-00500).

### Литература

1. Y. Li, W. Zhang, V. Tyberkevych, W. K. Kwok *et al.* // *Journ. of Appl. Phys.*, **128**, 130902 (2020).
2. A. Hirohata, K. Yamada, Y. Nakatani *et al.* // *JMMM*, **509**, 166711 (2020).
3. M. I. Dyakonov, V. I. Perel // *Phys. Lett.*, **A 35**, 459 (1971).
4. К. И. Овсянников, Г. А. Овсянников, К. Л. Станкевич *и др.* // *ФТТ*, **63**, 1312 (2021).
5. М. Е. Селезнев, Ю. В. Никулин, Ю. В. Хивинцев *и др.* // *Известия вузов. ПНД*, **30**, С. 617 (2022).
6. Э. Г. Локк, М. П. Темиряева, В. И. Щеглов // *Изв. РАН. Серия физическая*, **74**, 1413 (2010).
7. А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков. *Магнитные колебания и волны*. Москва : Физматлит, 1994. 464 с.

# Динамика магнитокалорического эффекта вблизи магнитоструктурного фазового перехода в циклических магнитных полях в ленточных образцах сплавов Гейслера

А. Г. Гамзатов<sup>1,\*</sup>, А. М. Алиев<sup>1</sup>, D.-H. Kim<sup>2</sup>, S.-C. Yu<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт физики им. Х. И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, 367015, Россия

<sup>2</sup> Department of Physics, Chungbuk National University, Cheongju, 28644, South Korea

<sup>3</sup> School of Natural Science, Ulsan National Institute of Science and Technology, Ulsan 44919, South Korea

\* gamzatov\_adler@mail.ru

Приведены результаты прямых измерений магнитокалорического эффекта быстрозакаленных ленточных образцов сплавов Гейслера  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{Al}_2\text{Sn}_{13}$  и  $\text{Ni}_{45}\text{Co}_5\text{Mn}_{31}\text{Al}_{19}$  в интервале температур 100–350 К в циклических магнитных полях до 80 кЭ. Показано, что вблизи магнитоструктурного фазового перехода величина обратного эффекта зависит от скорости температурного сканирования. Чем выше скорость сканирования, тем больше величина МКЭ, что связано с эффектом кинетической релаксации в мартенситной фазе и необратимостью фазового перехода в используемых магнитных полях.

## Введение

Сплавы Гейслера рассматриваются как перспективные функциональные материалы, на основе физических свойств которых могут быть созданы инновационные технологии. В частности, в технологии магнитного охлаждения, основанной на магнитокалорическом эффекте (МКЭ). Очевидно, что эффективность работы холодильной машины, работающей на основе термодинамического цикла нагрев-охлаждение будет тем выше, чем больше циклическая частота, индуцированная переменным магнитным полем [1]. Однако она не может быть бесконечно большой и ограничена кинетикой протекания фазовых превращений. Предельная частота термодинамического цикла имеет также технические ограничения, связанные с конечной скоростью отвода тепла от рабочего тела холодильного устройства. Последняя зависит как от теплопроводности самого тела, так и от его геометрических форм [2].

Известно, что в магнитных рефрижераторах магнитный хладагент будет подвергаться многократному циклическому воздействию магнитного поля [1], поэтому необходимость проведения исследований МКЭ в циклических магнитных полях является очевидной. Такие исследования на сегодняшний день находятся на начальных стадиях.

Наиболее эффективной с точки зрения улучшения теплоотвода являются тонкие ленты, в которых отношение площади поверхности к объему будет максимальным. Кроме того, исследования динамического отклика магнитокалорических материалов в виде тонких лент на воздействия переменного магнитного поля будут способствовать лучшему пониманию взаимосвязи между магнитной и структурной подсистемами твердого тела в низкоразмерных системах, когда граничные эффекты начинают играть существенную роль.

В данной работе приводятся результаты экспериментальных исследований магнитокалорических свойств ленточных образцов сплавов  $\text{Ni}_{45}\text{Co}_5\text{Mn}_{31}\text{Al}_{19}$  и  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{Al}_2\text{Sn}_{13}$  в интервале  $T = 80\text{--}350$  К в магнитных полях до 80 кЭ.

## Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведены температурные зависимости намагниченности сплавов  $\text{Ni}_{45}\text{Co}_5\text{Mn}_{31}\text{Al}_{19}$  и  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{Al}_2\text{Sn}_{13}$  в магнитном поле 100 Э в режиме нагрева. Исследуемые сплавы демонстрируют два фазовых перехода: низкотемпературный магнитоструктурный фазовый переход мартенсит-аустенит (МСФП) 1-го рода и магнитный переход ближе к комнатной температуре. По данным намагниченности в сплавах  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{Al}_2\text{Sn}_{13}$  и  $\text{Ni}_{45}\text{Co}_5\text{Mn}_{31}\text{Al}_{19}$  наблюдается как магнитный (при  $T_C = 315$  К и  $T_C = 305$  К), так и магнитоструктурный фазовые переходы (при  $T_S = 175$  К и 260 К). Как видно, для образца  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{Al}_2\text{Sn}_{13}$  в поле 100 Ое вблизи  $T_C$  наблюдается значительный рост намагниченности, который обычно объясняют либо эффектом Гопкинсона, либо сосуществованием двух кристаллических фаз (аустенит-мартенсит) [3, 4].

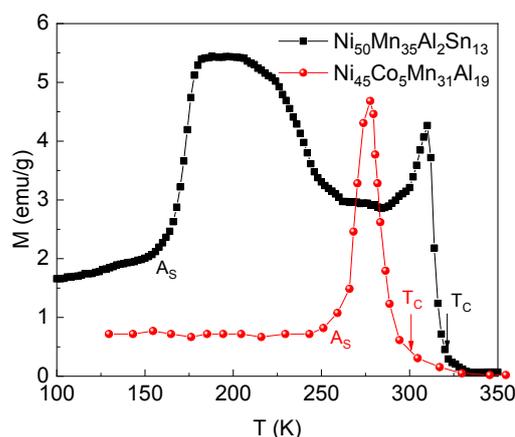
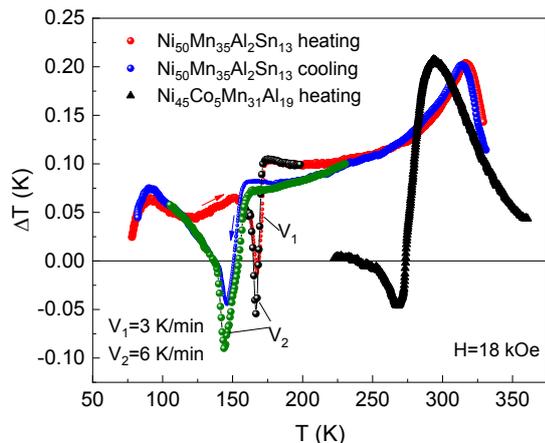


Рис. 1. Зависимость  $M(T)$  в режиме нагрева для  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{Al}_2\text{Sn}_{13}$  и  $\text{Ni}_{45}\text{Co}_5\text{Mn}_{31}\text{Al}_{19}$  при  $H = 100$  Э

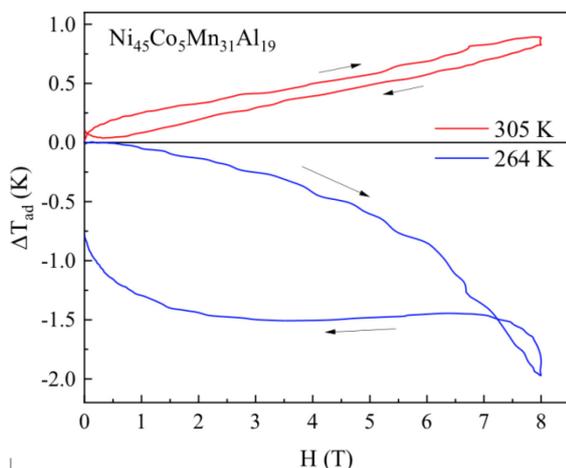
На рис. 2. приведены результаты прямых измерений МКЭ для  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{Al}_2\text{Sn}_{13}$  и  $\text{Ni}_{45}\text{Co}_5\text{Mn}_{31}\text{Al}_{19}$  в циклическом магнитном поле 18 кЭ и частотой 0.2 Гц. Вблизи МСФП наблюдается обратный (отрицательный) МКЭ, а вблизи  $T_C$  прямой (положительный) МКЭ. Для образца  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{Al}_2\text{Sn}_{13}$  измерения

проведены в различных скоростях нагрева/охлаждения ( $V_1 = 3$  К/мин,  $V_2 = 6$  К/мин, и  $V_3 = 10$  К/мин). Как видим, величина прямого эффекта вблизи  $T_C$  в режимах нагрева/охлаждения равна  $\sim 0.2$  К при  $H = 18$  кЭ.



**Рис. 2.** Температурная зависимость МКЭ в магнитном поле 18 кЭ с частотой  $f = 0.2$  Гц для  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{Al}_2\text{Sn}_{13}$  и  $\text{Ni}_{45}\text{Co}_5\text{Mn}_{31}\text{Al}_{19}$

На рис. 3 представлена полевая зависимость МКЭ для сплава  $\text{Ni}_{45}\text{Co}_5\text{Mn}_{31}\text{Al}_{19}$  вблизи температур максимумов прямого ( $\sim 305$  К) и обратного ( $\sim 264$  К) МКЭ при разовом включении/выключении магнитного поля интенсивностью 80 кЭ. Как видно из графика, величина  $\Delta T_{\text{ad}}$  вблизи  $T_C$  достигает значения 0.9 К при  $H = 80$  кЭ, а при отключении поля возвращается обратно, что является следствием обратимости фазового перехода ФМ — ПМ. При  $T = 264$  К величина обратного МКЭ в поле 80 кЭ в режиме роста поля равна  $\Delta T = -2$  К. При отключении магнитного поля мы наблюдаем необратимый МСФП. Необратимость обратного МКЭ была рассмотрена в работе [5] и объяснена конкуренцией прямого и обратного МКЭ.



**Рис. 3.** Полевые зависимости МКЭ для  $\text{Ni}_{45}\text{Co}_5\text{Mn}_{31}\text{Al}_{19}$  вблизи  $T_C$  (305 К) и  $T_S$  (264 К)

Магнитокалорический эффект исследовался как прямым методом модуляции магнитного поля в циклических полях до 80 кЭ, так и классическим экстракционным методом. Исследование динамики МКЭ в ленточном образце  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{Al}_2\text{Sn}_{13}$  в циклическом магнитном поле 18 кЭ показало, что вблизи МСФП из-за необратимости МСФП в магнитном поле 18 кЭ величина обратного эффекта зависит от скорости изменения температуры. Чем выше скорость сканирования, тем больше значение МКЭ, что связано с кинетикой фазового перехода и с релаксационными процессами.

При скоростях сканирования ниже 1 К/мин появляется прямой МКЭ с  $\Delta T = 0.21$  К, при максимальной скорости 6 К/мин появляется обратный МКЭ со значением  $\Delta T = -0.095$  К. Величина обратного эффекта при разовом включении магнитного поля равно  $-0.39$  К в поле 18 кЭ. В сплаве  $\text{Ni}_{45}\text{Co}_5\text{Mn}_{31}\text{Al}_{19}$  результаты прямых измерений МКЭ показали, что полевая зависимость МКЭ до 80 кЭ имеет различный характер для фазовых переходов I и II родов. Результаты исследования МКЭ при разовом включении магнитного поля показывают, что величина обратного эффекта равна  $-2$  К в поле 80 кЭ. В циклическом магнитном поле 80 кЭ величина обратного эффекта равна  $-0.9$  К. Полевая зависимость МКЭ вблизи  $T_C$  носит линейный характер, а вблизи МСФП проявляется необратимый МКЭ, т. е. конечная температура образца ниже начальной на 0.75 К. Это связано, с тем, что магнитное поле 80 кЭ недостаточно для индуцирования МСФП во всем объеме образца, только часть образца переходит из мартенситной фазы в аустенитную.

## Финансирование

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта РНФ № 22-19-00610.

## Литература

1. В. Yu, M. Liu, P. W. Egolf, A. Kitanovski // International Journal of Refrigeration, **33**(6), 1029 (2010).
2. K. Klinar, A. Kitanovski, Renewable and Sustainable Energy Rev., 118, 109571 (2020).
3. A. G. Gamzatov, A. B. Batdalov, Sh. K. Khizriev *et al.* // Journal of Alloys and Compounds, **842**, 155783 (2020).
4. A. G. Gamzatov, A. M. Aliev, A. B. Batdalov, *et al.* // Journal of Materials Science 56, 15397–15406 (2021).
5. A. G. Gamzatov, A. M. Aliev, A. Ghotbi Varzaneh, *et al.* // Appl. Phys. Lett., 113, 172406 (2018).

# Дифракция поляризованных нейтронов на наносистемах и наночастицах

И. В. Голосовский<sup>1,\*</sup>, I. Kibalin<sup>2</sup>, A. Gukasov<sup>2</sup>, T. Hansen<sup>3</sup>, A. G. Roca<sup>4</sup>, J. Nogués<sup>4</sup>

<sup>1</sup> НИЦ «Курчатовский институт», Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова, 188300, Гатчина, Россия

<sup>2</sup> Laboratoire Léon Brillouin, CEA-CNRS, CE-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France

<sup>3</sup> Institut Laue Langevin, 71 avenue des Martyrs, 38000 Grenoble, France

<sup>4</sup> Catalan Institute of Nanoscience and Nanotechnology (ICN2), CSIC and BIST, Campus UAB, Bellaterra, E-08193 Barcelona, Spain

\* golosovsky\_iv@pnpi.nrcki.ru

Представлено исследование наносистем ядро/оболочка  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{Mn}_3\text{O}_4$  (~10/1 нм) с использованием дифракции поляризованных нейтронов, что позволило разделить магнитные вклады каждого из компонентов. Показано, что если в малых полях усредненные магнитные моменты  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  и  $\text{Mn}_3\text{O}_4$  связаны антиферромагнитно, то в больших полях они ориентируются параллельно друг другу. Магнитная переориентация моментов  $\text{Mn}_3\text{O}_4$  оболочки связана с полевой эволюцией локальной магнитной восприимчивости от анизотропной к изотропной. Длина магнитной когерентности ядер  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  демонстрирует необычную зависимость от поля из-за конкуренции между антиферромагнитным взаимодействием ядро-оболочка в интерфейсе и зеемановской энергией. В наночастицах  $\text{Mn}_3\text{O}_4$  (~8–10 нм) в нулевом поле магнитный порядок представляет собой сложную скошенную структуру Яфет — Киттеля, как в объемном образце. Эксперименты с помощью поляризованных нейтронов показывают, что уже при 3 кОе магнитный порядок трансформируется от структуры Яфет — Киттеля в другую скошенную структуру.

Ключевым вопросом физики гетерогенных систем ядро — оболочка является природа обменной связи между ядром и оболочкой. Обычно это взаимодействие является ферромагнитным, антиферромагнитное взаимодействие однозначно установлено только в системах ядро-оболочка  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{Mn}_3\text{O}_4$  [1]. Для исследования этого вопроса нейтронная дифракция с поляризованными нейтронами, а именно метод, известный как «flipping ratio», является одним из наиболее подходящих. Этот подход широко используется при исследовании монокристаллов, однако только недавно он стал применяться к порошковым образцам, что связано с появлением больших позиционно-чувствительных детекторов и разработкой нового программного пакета, реализующего двумерный метод Ритвельда с поляризованными нейтронами для порошков.

Проведенные исследования, которые сочетали профильный анализ «spin-up» и «spin-down» нейтронограмм, измеренных с разной поляризацией падающего пучка, и СКВИД-магнитометрию, показали, что переход от антиферромагнитной к ферромагнитной связи между ядром и оболочкой связан с полевой эволюцией локальной магнитной восприимчивости и соответствующей ей магнитной структурой в оболочке  $\text{Mn}_3\text{O}_4$ .

Из уширения дифракционных рефлексов следует, что при увеличении приложенного магнитного поля длина корреляции между спинами в ядре уменьшается. Этот неожиданный результат объясняется конкуренцией между антиферромагнитным обменом между ядром и оболочкой и приложенным магнитным

полем, которое «стремится» выстроить все спины по полю. Результат этой конкуренции — спиновое разупорядочение в интерфейсе во внешнем магнитном поле [2].

С помощью нейтронографии в свободных наночастицах  $\text{Mn}_3\text{O}_4$  обнаружен неколлинеарный магнитный порядок, известный как структура Яфет — Киттеля. По мере увеличения магнитного поля, эта структура эволюционирует в другие скошенные структуры, в которых только некоторые моменты ориентированы вдоль поля.

Обнаружен магнитоструктурный фазовый переход в  $\text{Mn}_3\text{O}_4$  в полях между 3 кЭ и 5 кЭ, обусловленный изменением локальной анизотропии ионов  $\text{Mn}^{3+}$  в октаэдрических В-позициях.

По уширению дифракционных пиков определена длина магнитной когерентности. Показано, что по мере увеличения магнитного поля длина когерентности, т. е. размер магнитоупорядоченной области становится больше.

## Финансирование

Работа поддержана РФФИ, проект № 20-02-00109а.

## Литература

1. M. Estrader *et al.* // Nature Communications, **4**, 2960 (2013).
2. I. V. Golosovsky *et al.* // Направлена в журнал Small Methods (2023).

# Магнитоэлектрический эффект в композитной структуре пленки CoPt / PMN-PT

Р. В. Горев<sup>1,\*</sup>, А. В. Садовников<sup>2</sup>, М. В. Сапожников<sup>1</sup>, О. Г. Удалов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680

<sup>2</sup> Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, ул. Большая Казачья, д. 112А, Саратов, 410012

\* GorevRV@ipmras.ru

Методом магнитосилового микроскопии (МСМ) исследована доменная (с учетом взаимодействия Дзялошинского — Мория) структура многослойной пленки Co/Pt с перпендикулярной анизотропией на кристалл PMN-PT. При деформации пьезоэлектрического кристалла под действием электрического поля наблюдалось изменение доменной структуры пленки.

Доменные стенки (ДС) в ферромагнитных пленках рассматриваются как возможные носители информации в устройствах беговой магнитной памяти или спинтронных устройствах передачи и обработки данных. Ранее было показано [1], что в условиях одноосной деформации ДС в многослойной пленке Co/Pt имеют зигзагообразную структуру. Это объясняется изменением констант поверхностного взаимодействия Дзялошинского — Мория (пВДМ). Применение в качестве подложки пьезоэлектрического кристалла PMN-PT в зависимости от его ориентации позволяет получать как однородные, так и неоднородные деформации нанесенной на его поверхность магнитной пленки. Кроме того, деформации вызываются приложением внешнего электрического поля.

Образцы были изготовлены либо непосредственным напылением пленки Co/Pt на поверхность PMN-PT для проведения исследований бриллюэновского рассеяния света, либо наносились на покровное стекло с последующим приклеиванием на кристалл PMN-PT, для проведения МСМ-измерений, требующих большей гладкости поверхности. Измерения проводились при разных значениях электрического поля (в диапазоне  $-300 \text{ В} \div 300 \text{ В}$ ). Поверхность PMN-PT была ориентирована в направлениях 110 (неоднородная деформация) и 001 (однородная деформация). Анализ доменной структуры Co/Pt проводился по фурье-образам МСМ-изображений. Эксперимент показал, что при любом значении напряжения на кристалле, в пленке Co/Pt реализуется ориентированная доменная структура. При этом приложение поля приводит к изменению ширины магнитных доменов. Проведенные БРС-измерения показали, что деформация пленки сопровождается изменением величины ВДМ в ней.

## Финансирование

Работа выполнена в рамках госзадания (грант № 0030-2021-0021).

## Литература

1. M. V. Sapozhnikov, R. V. Gorev, E. V. Skorokhodov *et al.* // Phys. Rev. B **105**, 024405 (2022).

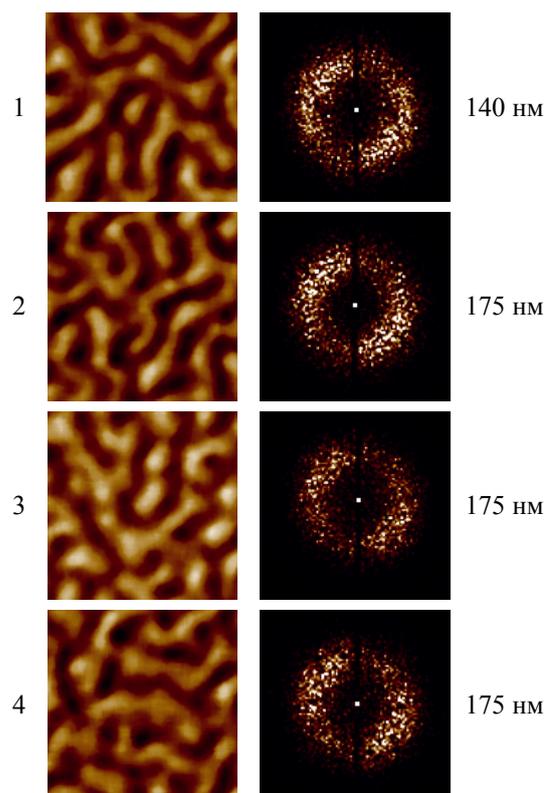
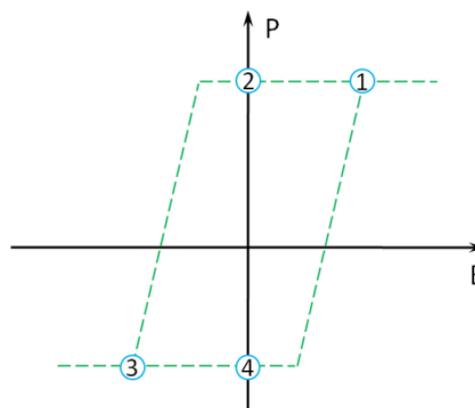


Рис. 1. Схематичный вид петли гистерезиса кристалла PMN-PT и соответствующие ее точкам фрагменты МСМ-изображений пленки Co/Pt, их фурье-образы и ширины доменных стенок

# Спин-волновой транспорт в одномерных и трехмерных магнонных структурах на основе магнонных кристаллов с пьезоэлектрическим слоем

А. А. Грачев\*, Ю. А. Губанова, Е. Н. Бегинин, А. В. Садовников

<sup>1</sup> Лаборатория «Магнитные метаматериалы», Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012

\* stig133@gmail.com

В настоящей работе с помощью численных и экспериментальных методов показано распространение спиновых волн в классе магнонных структур на основе периодических пленок железо-иттриевого граната с пьезоэлектрическим слоем. С помощью экспериментальных и численных исследований будут выявлены механизмы управления спин-волновыми характеристиками в одиночном магнонном кристалле с пьезоэлектрическим слоем и трехмерном магнонном кристалле, сформированным на пьезоэлектрической подложке, путем воздействия внешнего электрического поля на слой пьезоэлектрика.

## Введение

Перспективным и открытым научным направлением является исследование спиновых волн (СВ) в качестве переносчиков информации для логических устройств следующего поколения [1, 2]. СВ-устройства, работая в диапазоне частот от единиц ГГц до 10 ТГц, имеют длину спиновой волны на четыре-пять порядков меньшую, чем радиоволны аналогичной частоты, т. е. обладают хорошей интеграцией с современными микро и наноразмерными электронными устройствами и схемами, в том числе и с 3D-архитектурой ультрабольших интегральных схем [3]. Использование новых физических явлений, возникающих при распространении сигналов в трехмерных периодических и нерегулярных структурах, значительно расширяет функциональные возможности систем обработки информации.

## Рассматриваемая структура

В настоящей работе с помощью численных и экспериментальных методов показано распространение спиновых волн в классе магнонных структур на основе периодических пленок железо-иттриевого граната с пьезоэлектрическим слоем. Одна из рассматриваемых структур приведена на рис. 1. Она представляет собой периодическую пленку ЖИГ в виде меандра с периодом 10 мкм. Магнонный кристалл сформирован на пьезоэлектрической подложке из цирконата титаната свинца (ЦТС) толщиной 200 мкм. Структура помещена во внешнее магнитное поле величиной  $H_0 = 1200$  Э.

С помощью численного моделирования будут построены численные модели для оценки влияния

механических деформаций пьезослоя. Будут проведены экспериментальные исследования по генерации и распространению СВ в предложенных структурах с использованием векторного анализатора цепей. Показано управление спин-волновыми характеристиками, путем приложения внешнего электрического поля к слою пьезоэлектрика.

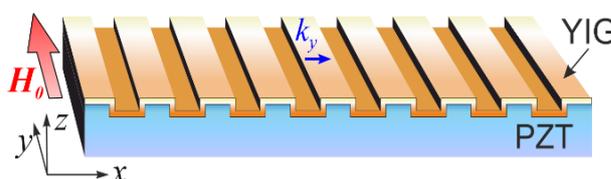


Рис. 1. Схема трехмерного магнонного кристалла на пьезоэлектрической подложке

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 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. A. A. Grachev et al. Strain-mediated tunability of spin-wave spectra in the adjacent magnonic crystal stripes with piezoelectric layer // Applied Physics Letters, 118, 262405 (2021).
3. A. A. Grachev, A. V. Sadovnikov, S. A. Nikitov Strain-Tuned Spin-Wave Interference in Micro-and Nanoscale Magnonic Interferometers // Nanomaterials, 12, 9, 1520 (2022).

# Управление распространением спиновых волн локальным лазерным нагревом в структуре с нарушением трансляционной симметрии

В. А. Губанов<sup>1,\*</sup>, В. В. Кругляк<sup>2</sup>, А. В. Садовников<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Лаборатория «Магнитные метаматериалы» Саратовского государственного университета, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Россия

<sup>2</sup> Университет города Эксетера, г. Эксетер, EX4 4QL, Великобритания

\* vladmeen@gmail.com

В данной работе рассмотрено управление распространением спиновых волн локальным лазерным нагревом в структуре с нарушением трансляционной симметрии. Показано, что для разных ориентаций внешнего постоянного магнитного поля из-за разного распределения внутреннего магнитного поля и при наведении локального лазерного нагрева происходит уменьшение намагниченности насыщения, реализуются режимы пропускания и непропускания спин-волнового сигнала.

## Введение

В последнее время большой интерес вызывает создание новой комплиментарной базы для реализации многомерных устройств обработки и хранения информационных сигналов на принципах магноники [1, 2]. Для реализации данной концепции хорошим кандидатом являются ферромагнитные пленки железо-иттриевого граната за счет низкого затухания.

Особый интерес представляют структуры, в которых за счет нарушения трансляционной симметрии происходит трансформация типа распространяющейся спиновой волны — из поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ) в обратнообъемную магнитостатическую волну (ООМСВ) и обратно в зависимости от направления прилагаемого внешнего магнитного поля [3, 4].

Важным в создании устройств обработки информационных сигналов является возможность управления сигналом. Одним из возможных вариантов является локальный лазерный нагрев.

## Основная часть

Исследуемая структура представляет собой волновод с нарушением трансляционной симметрии в виде подковы (U-shape). Волновод сформирован из пленки железо-иттриевого граната толщиной 10 мкм на подложке гадолиний-галлиевого граната толщиной 500 мкм, полученной методом жидкофазной эпитаксии с помощью метода прецизионной лазерной резки МиниМаркер-2. Возбуждение спиновой волны происходило при помощи микрополосковой антенны  $P_1$  шириной 30 мкм. Съём прошедшей спиновой волны происходил на выходной микрополосковой антенне  $P_2$ .

В данной системе для эффективного возбуждения ПМСВ внешнее магнитное поле  $H_0$  прикладывалось вдоль оси  $x$  и для эффективного возбуждения ООМСВ внешнее магнитное поле  $H_0$  прикладывалось вдоль оси  $y$ . Локальный лазерный нагрев создавался при помощи лазерного источника с длиной волны 830 нм, который в дальнейшем наводился на область скругления. Величина нагрева была оценена при помощи инфракрасной камеры.

Были получены передаточные характеристики  $S_{21}$  для рассматриваемой структуры в случае возбужде-

ния ООМСВ и ПМСВ при приложении локального лазерного нагрева и без нагрева. Были рассмотрены режимы уменьшения и увеличения мощности передаваемого на выходную микрополосковую антенну спин-волнового сигнала. При помощи экспериментального метода мандельштам-бриллюэновской спектроскопии рассеяния света были получены карты распределения квадрата интенсивности спиновой волны, а также представлен режим модовой трансформации спиновой волны после прохождения области скругления при приложении локального лазерного нагрева.

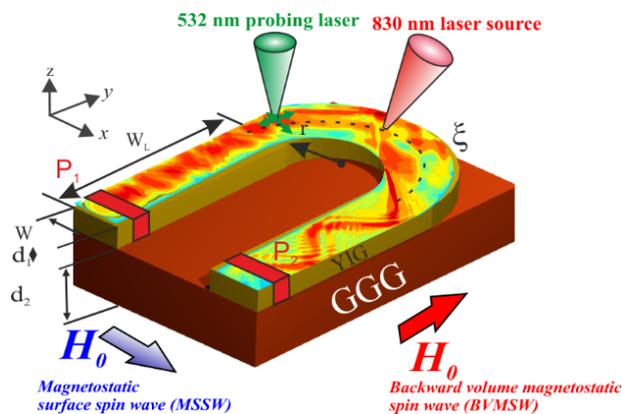


Рис. 1. Схематическое изображение рассматриваемой структуры

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки Российской Федерации в рамках государственного задания (проект № FSRR-2023-0008).

## Литература

1. Q. Wang, P. Pirro, R. Verba *et al.* // *Sci. Adv.*, **4**, No. 1, e1701517 (2018).
2. A. V. Chumak, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga & B. Hillebrands // *Nat. Phys.*, **11**, 6, 453 (2015).
3. A. V. Sadovnikov, C. S. Davies, V. V. Kruglyak *et al.* // *Phys. Rev. B*, **96**, 6, 060401 (2017).
4. T. Brächer, P. Pirro, J. Westermann *et al.* // *Appl. Phys. Lett.*, **102**, No. 13, Art. No. 132411 (2013).

# О форме линии ФМР и генерируемых спиновых токах в структурах Ru/n-Si:Bi

Д. В. Гусейнов<sup>1,\*</sup>, А. А. Ежевский<sup>1</sup>, А. В. Сухоруков<sup>1</sup>, Н. И. Аверина<sup>1</sup>, Н. С. Гусев<sup>1,2</sup>,  
Е. А. Караштин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680

\* guseinov@phys.unn.ru

Экспериментально обнаружен сложный характер угловых зависимостей формы линии ФМР и резонансного поля в структурах Ru/n-Si:Bi. Значения углов, при которых линия приобретает лоренцеву форму, соответствует максимуму сигнала  $V_{ISHE}$ . Эти значения углов соответствуют максимумам вероятности спинового рассеяния с учетом многодолинного характера зоны проводимости кремния.

## Введение

Введение спинов в полупроводниковый канал и преобразование спиновой информации в электрический сигнал — давняя проблема спинтроники [1]. Спиновая накачка, вызванная ферромагнитным резонансом (ФМР), является одним из возможных вариантов решения этой проблемы. Прецессия намагниченности в ферромагнетике, возбужденная ферромагнитным резонансом, инжектирует спиновый ток в парамагнитный слой, что приводит к возникновению электродвижущей силы, поперечной спиновому току в результате действия инверсного спинового эффекта Холла (ИСХЭ) в парамагнитном слое. ИСХЭ наблюдали и исследовали в металлических двухслойных системах Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>/Pt, Pd, Ta [1, 2], p- [3] и n-Si [4] с использованием метода спиновой накачки, основанного на ферромагнитном резонансе.

## Результаты и обсуждение

При исследовании ферромагнитного резонанса (ФМР) в структурах Ru/n-Si обнаруживается существенная особенность в поведении формы линии ФМР и инверсного спинового эффекта Холла (ИСХЭ) в отличие от структур Ru/Pt (Pd, Ta). В структурах на кремнии наблюдалась зависимость формы линий ФМР и ИСХЭ от ориентации внешнего статического магнитного поля, которая могла меняться от чисто симметричной (линия Лоренца) до антисимметричной (линия дисперсии).

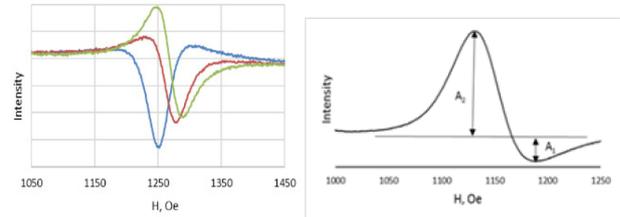
По-видимому, существенное различие в формах линий ФМР и ИСХЭ в структурах Ru/n-Si и Ru/Pt(Pd, Ta) является следствием особых условий на границе пермаллой — кремний (F/S) по сравнению с системами пермаллой — нормальный металл (F/N), заключающихся в различии проводимостей слоев, концентраций носителей и их подвижностей, параметров спиновых релаксационных процессов (времен и длин спиновой диффузии).

Как известно, такие бинарные системы (F/N и F/S) взаимосвязаны посредством переноса момента и генерируемого спинового тока [1]. Динамика намагниченности в них описывается обобщенным уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ) [1, 2]:

$$\frac{d\mathbf{M}(t)}{dt} = -\gamma\mathbf{M}(t) \times \mathbf{H}_{eff} + \frac{\alpha_0}{M_s} \mathbf{M}(t) \times \frac{d\mathbf{M}(t)}{dt} + \frac{\gamma}{M_s V} I_s(t) \quad (1)$$

$$\frac{d\mathbf{M}(t)}{dt} = -\gamma\mathbf{M}(t) \times \mathbf{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M}(t) \times \frac{d\mathbf{M}(t)}{dt}, \quad (2)$$

где  $\alpha_0$  — безразмерная объемная постоянная затухания Гильберта,  $M_s$  — намагниченность насыщения ферромагнетика,  $V$  — его объем. Собственная объемная постоянная  $\alpha_0$  меньше постоянной полного затухания Гильберта  $\alpha$ .



**Рис. 1.** Первые производные линий ФМР для структуры Ru/n-Si:Bi для  $\theta = 0^\circ, 105^\circ, 135^\circ$  и определение отношений амплитуд  $A_1/A_2$ , связанных с изменением формы линии ФМР от линии Лоренца ( $A_1/A_2 = 1$ ) до линии дисперсии ( $A_1/A_2 \ll 1$ )

Спиновый ток в структурах  $I_s$ , возникающий за счет прецессии намагниченности, в общем случае зависит от смешанного кондактанса  $g^{\uparrow\downarrow}$ , который имеет действительную и мнимую составляющие  $g_r^{\uparrow\downarrow}$  и  $g_i^{\uparrow\downarrow}$  [1, 2]. Плотность спинового тока (в единицах  $J/m^2$ ) определяется как:

$$j_s = \frac{\hbar}{4\pi} \left( g_r^{\uparrow\downarrow} \mathbf{m}(t) \times \frac{d\mathbf{m}(t)}{dt} + g_i^{\uparrow\downarrow} \frac{d\mathbf{m}(t)}{dt} \right). \quad (3)$$

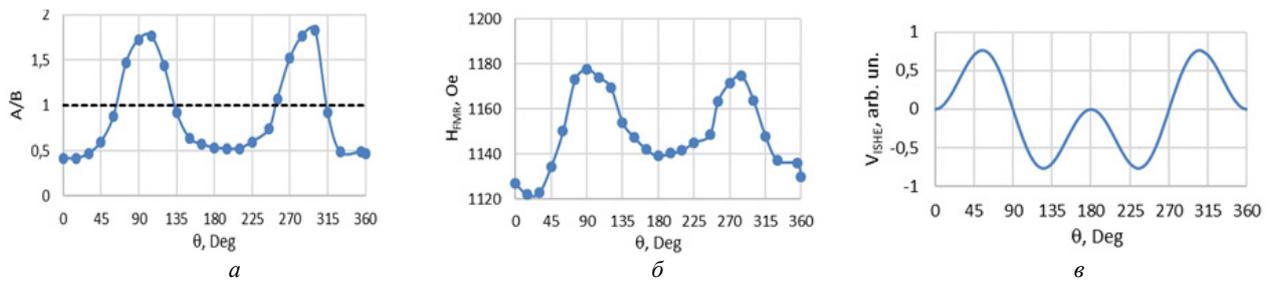
Параметры  $g_r^{\uparrow\downarrow}$  и  $g_i^{\uparrow\downarrow}$  выражаются через модифицированные параметры  $\alpha$  и гиромагнитное отношение  $\gamma$ :

$$\alpha = \alpha_0 + \frac{a^3}{4\pi S d_F} g_r^{\uparrow\downarrow}, \quad (4)$$

$$\gamma = \gamma_0 \left( 1 - \frac{a^3}{4\pi S d_F} g_i^{\uparrow\downarrow} \right)^{-1}. \quad (5)$$

В структурах F/N мнимой частью пренебрегают, [1], поскольку из-за сильного спин-орбитального взаимодействия тяжелый N (Pt, Pd, Ta) является практически идеальным стоком для спинов, поэтому преобладает действительная, диссипативная часть кондактанса. Отношение кондактансов  $g_r^{\uparrow\downarrow}/g_i^{\uparrow\downarrow}$  можно выразить через изменения параметров обобщенного уравнения ЛЛГ [2].

$$\frac{g_r^{\uparrow\downarrow}}{g_i^{\uparrow\downarrow}} = \frac{\delta\alpha}{\delta g/g_0} \quad (6)$$



**Рис. 2.** Угловые зависимости: *a* — изменения формы линий ФМР как отношение амплитуд  $A_1/A_2$  и *б* — резонансного поля; *в* — сигнала ИСХЭ из работы [1]. Магнитное поле ориентировано в плоскости структуры  $\text{Pb}/\text{n-Si:Bi}$

В табл. 1 даны параметры уравнения ЛЛГ и отношения компонент смешанного спинового кондактанса  $g_r^{\uparrow\downarrow}/g_i^{\uparrow\downarrow}$ , измеренные для структур  $\text{Pb}/\text{n-Si:Bi:P}$ . Как видно из табл. 1, отношения компонент смешанного спинового кондактанса  $g_r^{\uparrow\downarrow}/g_i^{\uparrow\downarrow}$  для структур  $\text{Pb}/\text{n-Si:Bi:P}$  существенно выше, по сравнению со структурами  $\text{Pb}/\text{Pt}$  [1, 2].

Таблица 1.

Экспериментальные параметры уравнения ЛЛГ

$\Delta g$	$\Delta g/g$	$\alpha$	$\alpha_0$	$\Delta\alpha$	$g_r^{\uparrow\downarrow}$	$g_r^{\uparrow\downarrow}/g_i^{\uparrow\downarrow}$
0,0728	0,0340	0,0089	0,0081	0,0008	$4.4 \cdot 10^{17}$	0,023

В действительности, спиновый ток (3) имеет постоянную и переменную составляющие. Причем, только постоянная составляющая, определяемая  $z$  компонентой векторного произведения в (3) дает вклад в напряжение ИСХЭ ( $V_{\text{ISHE}}$ ) [6]. Мнимая часть кондактанса не участвует в формировании ИСХЭ, однако может влиять на процессы аккумуляции спинов в зоне интерфейса, модулируя постоянную затухания Гильберта и сам кондактанс, и тем самым влиять на соотношение между мнимой и действительной частями восприимчивости и форму линии ФМР.

Сложный характер угловых зависимостей формы линии и резонансного поля показаны на рис. 2 *a, б*. Характерно, что значения углов при которых линия приобретает лоренцеву форму ( $A_1/A_2 = 1$ ) соответ-

ствует максимуму сигнала  $V_{\text{ISHE}}$  на угловой зависимости рис. 2, *в*, взятой из работы [4]. Эти точки, как показано в [4] соответствуют максимумам вероятности спинового рассеяния с учетом многодолинного характера зоны проводимости кремния. Таким образом, существует определенная связь между формой линии ФМР в структурах  $\text{Pb}/\text{n-Si:Bi}$  и параметрами уравнения ЛЛГ, а также свойствами интерфейса  $\text{Pb}/\text{n-Si:Bi}$  и слоя  $\text{n-Si:Bi}$ , их электронных и спиновых проводимостей и параметров спиновой релаксации и насыщения линии ФМР и их зависимостей от угла.

### Финансирование

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект №22-22-00534.

### Литература

1. Y. Tserkovnyak, A. Brataas, and G. E. W. Bauer // *Rev. Mod. Phys.*, 77, 1375 (2005).
2. J. Dubowik, P. Graczyk, A. Krysztofik et al. // *Phys. Rev. Applied.*, 13.054011 (2020)
3. K. Ando et al. // *Nat. Commun.*, 3, 629 (2012).
4. A. A. Ezhevskii et al. // *PRB*, 101, 195202 (2020).
5. M. Harder et al. // *PRB*, 84, 054423 (2011)
6. B. Swindells and D. Atkinson // *J. Appl. Phys.*, 131, 170902 (2022)

# Проявление сильного обменного взаимодействия в ФМР наноразмерных слоистых структур FeGd

И. Ю. Пашенькин<sup>1</sup>, М. А. Кузнецов<sup>1</sup>, Н. И. Полушкин<sup>1</sup>, М. В. Сапожников<sup>1</sup>,  
Е. С. Демидов<sup>2,\*</sup>, А. А. Фраерман<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

<sup>2</sup> Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Физический факультет, Нижний Новгород, 603950

\* demidov@phys.unn.ru

Впервые наблюдался ФМР сверхтонких (3 и 5 нм) слоев Gd. Оказалось, что намагниченность насыщения Gd и в этом случае при низких температурах достигает 500–600 Гс, как в более толстых слоях ~40 нм. Обнаружены существенные спады резонансного поля  $H_r$  структур Fe/Gd, Fe/Gd/Fe/IrMn с охлаждением, которые могут быть обусловлены только сильным отрицательным обменным взаимодействием (ОВ)  $-40 \div -50$  мДж/м<sup>2</sup> между слоями железа и гадолиния в согласии с литературными данными. Положительное биквадратное ОВ способствует понижению  $H_r$  в ФМР структур FeGd.

## Введение

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 магнетокалорических приборов.

Целью работы является экспериментальное и модельное исследование особенностей спектров ферромагнитного резонанса (ФМР) магнитных слоистых структур FeGd, FeGdFe с сильным обменным взаимодействием (ОВ) при температурах 100–400 К. Работа является продолжением наших прежних исследований магнитных слоистых структур методом ФМР с численным моделированием резонансной прецессии спинов [1–5]. В качестве основного метода диагностики структур был использован метод ФМР. Компьютерное моделирование спектров осуществлялось на основе уравнений Ландау — Лифшица — Гильберта. Изучены характерные спектры ФМР структур Fe/Gd, Fe/Gd/Fe/IrMn и отдельных слоев Gd. Приведены данные численного моделирования ФМР с положительным и отрицательным ОВ магнитных слоев с вариацией параметра ОВ. Впервые наблюдался ФМР 3 и 5 нм слоев Gd. Обнаружены существенные спады резонансного поля структур Fe/Gd, Fe/Gd/Fe/IrMn с охлаждением, которые могут быть обусловлены только сильным отрицательным ОВ  $-40 \div -50$  мДж/м<sup>2</sup> между слоями железа и гадолиния в согласии с [6]. Изучен вклад биквадратного ОВ в температурную зависимость ФМР структур FeGd. Слоистые магнитные структуры изготавливались в ИФМ РАН магнетронным осаждением на постоянном токе металлических слоев на монокристаллические кремниевые или аморфные кварцевые подложки. Для записи ФМР использован 3 см спектрометр электронного парамагнитного резонанса EMX+10/12 фирмы Брукер с магнитным полем до 1.5 Тл.

## Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведены спектры поглощения ФМР при ориентации внешнего магнитного поля в плоско-

сти слоев образцов Ta(5)Gd(3)Ta(5)/SiO<sub>2</sub> и Ta(5)Gd(5)Ta(5)/SiO<sub>2</sub> на кварцевых подложках со сверхтонкими слоями Gd, близкие по толщине к таковым в исследуемых структурах Fe/Gd, Fe/Gd/Fe.

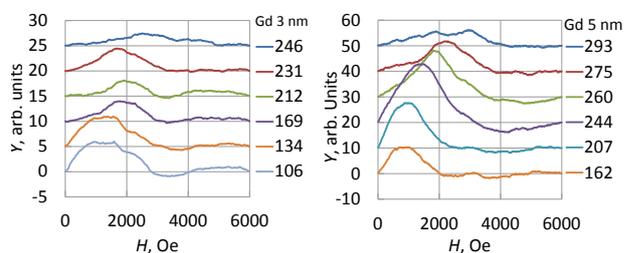


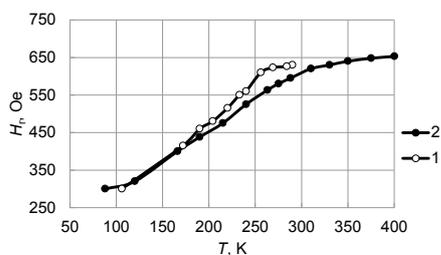
Рис. 1. Спектры поглощения ФМР образцов Ta(5)Gd(3)Ta(5)/SiO<sub>2</sub> слева и Ta(5)Gd(5)Ta(5)/SiO<sub>2</sub> справа при ориентации внешнего магнитного поля в плоскости слоев

Главное, что при низкой температуре согласно рисунку 1 резонансное поле  $H_r \approx 1000$  Э близко к таковому для более толстых слоев Gd 43 нм. Это дает основание полагать, что и у слоев Gd толщиной 3 и 5 нм с понижением температуры намагниченность стремится к величине в 500–600 Гс.

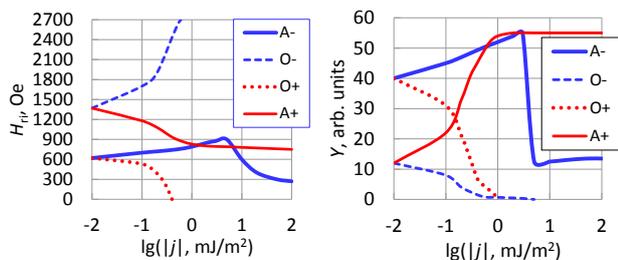
Особенно примечательным в экспериментальных спектрах ФМР является спад с охлаждением от  $T = 290$  К до 105 К резонансного поля  $H_r$  структуры Fe(7)Gd(10)/Si с 630 до 300 Э и от  $T = 400$  К до 88 К резонансного поля  $H_r$  с 650 до 300 Э структуры Fe(3)Gd(3)Fe(3)IrMn/SiO<sub>2</sub> (рис. 2), который никакими вариантами с положительным ОВ не описать. Численное моделирование показало, что имеет место ферромагнитный вариант резонанса, когда согласно [6] имеет место антипараллельная ориентация намагниченности слоя Gd по отношению к слою железа, вызванная сверхсильным отрицательным ОВ  $-40$  мДж/м<sup>2</sup>.

В численном моделировании ФМР задавались намагниченности насыщения слоев  $M_{s1} = 600$  Гс и  $M_{s2} = 1300$  Гс, близкие к таковым соответственно гадолиния и железа.

На рис. 3 приведены результаты численного моделирования ФМР структуры FeGd. Величины g-факторов были взяты равными 2.2 для обоих магнитных слоев. В случае положительного ОВ параметр  $j > 0$  изменялся от 0 до 100 мДж/м<sup>2</sup>, отрицательного ОВ параметр  $j < 0$  изменялся от 0 до  $-100$  мДж/м<sup>2</sup>.



**Рис. 2.** Температурные зависимости резонансных полей  $H_r$  структур: 1 — Fe(7)Gd(10)/Si, 2 — Fe(3)Gd(3)Fe(3)IrMn/SiO<sub>2</sub> при ориентации внешнего магнитного поля в плоскости слоев



**Рис. 3.** Результаты численного моделирования ФМР структуры FeGd при ориентации внешнего магнитного поля в плоскости слоев. Слева — зависимости резонансных полей, справа — амплитуд спектров поглощения от модуля параметра ОВ  $j$ . Символы O+ и A+ означают оптическую и акустическую линии ФМР при  $j > 0$ , A- и O- означают акустическую и оптическую линии ФМР при  $j < 0$

Как видно на рис. 3, при обоих знаках ОВ оптические линии противофазной прецессии спинов быстро спадают по амплитуде и практически должны быть не наблюдаемы при  $|j| > 1$  мДж/м<sup>2</sup>. Уменьшение  $H_r$  до 300 Э в экспериментальных спектрах ФМР возможно при  $j > 0$ , минимально возможное значение  $H_r$  для акустической линии синфазной прецессии спинов A+ на рис. 3  $H_r$  не ниже 750 Э. При отрицательном ОВ расчеты показывают неустойчивость параллельной ориентации намагниченностей Fe и Gd при больших величинах ОВ. В интервале  $j$  от  $-3$  до  $-5$  мДж/м<sup>2</sup> происходит переход к антипараллельной ориентации намагниченностей слоев Fe и Gd. В этом месте имеется излом на кривой  $H_r(j)$  А — для акусти-

ческой линии ФМР, которая сильно уширяется, ее амплитуда скачком падает больше чем на порядок (рис. 3). С этого места  $H_r$  падает с уменьшением  $j$  и достигает 300 Э, как в эксперименте, при  $j \approx -50$  мДж/м<sup>2</sup>. Близкие результаты дает численное моделирование ФМР трехслойки FeGdFe.

**Таблица 1.** Вычисленное влияние вклада биквадратного ОВ на  $H_r$  ФМР структур FeGd. Знак «—» означает отсутствие резонанса

$j$ , мДж/м <sup>2</sup>	$j_2$ , мДж/м <sup>2</sup>	$\uparrow\uparrow, \uparrow\downarrow$	$H_r$ , Э
-80	0	$\uparrow\downarrow$	300
-80	0	$\uparrow\uparrow$	—
0	40	$\uparrow\downarrow$	300
-30	30	$\uparrow\downarrow$	300
0	40	$\uparrow\uparrow$	725

Как видно из табл. 1, положительное биквадратное ОВ способствует понижению резонансного поля при антипараллельной ориентации намагниченностей магнитных слоев железа и гадолия.

### 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 Magnetics, V. 55, 6100906(1-6) (2019).
5. И. Ю. Пашенькин, М. А. Кузнецов, Н. И. Полушкин, *и др.* // Труды XXVI международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», 14-17 марта 2022 г., ИФМ РАН, Н.Новгород. ННГУ, т.1, с. 329–330 (2022).
6. A. B. Drovosekov, N. M. Kreines, A. O. Savitsky, E. A. *et al.* // Phys.: Condens. Matter, 29, 115802 (2017).

# Микромагнитный анализ чувствительности ГМИ-сенсора на основе аморфных тонкопленочных ферромагнитных наноструктур

Г. Д. Демин\*, Н. А. Дюжев\*\*, А. Д. Федина#, А. А. Чеплаков##

Национальный исследовательский университет «МИЭТ», пл. Шокина, 1, Москва, Зеленоград, 124498  
\* demin@ckp-miet.ru, \*\* dyuzhev@ckp-miet.ru, # fedina@ckp-miet.ru, ## cheplakov@ckp-miet.ru

В настоящее время активно развивается технология тонкопленочных магниторезистивных элементов на базе аморфных ферромагнитных (ФМ) структур, использующих эффект гигантского магнитоимпеданса (ГМИ) для детектирования сверхмалых магнитных полей. С целью выбора перспективной конструкции тонкопленочного ГМИ-сенсора произвольной геометрии, обладающей высокой чувствительностью к полю, разработана его комплексная модель, сочетающая в себе расчет временных карт распределения магнитного поля от шины с переменным током и микромагнитный анализ динамики локализованных спиновых моментов в тонкопленочной ФМ-оболочке чувствительного элемента под действием данного поля в каждый момент времени. Показано, что в зависимости от ориентации и амплитуды поля, при определенной величине тока усиливаются отдельные гармоники в частотных спектрах, что может быть эффективно использовано в процессе измерений. Определены параметры, при которых в ФМ-оболочке наблюдаются доменные стенки, ухудшающие характеристики ГМИ-сенсора. Полученные результаты будут полезны при отработке технологии изготовления сенсорных элементов на эффекте ГМИ в аморфных тонкопленочных ФМ-наноструктурах.

## Введение

Прогресс современной электронной индустрии тесно связан с развитием технологии миниатюрных и высокочувствительных сенсоров, способных детектировать сверхмалые магнитные поля, что имеет ряд перспективных практических применений — в геомагнитной навигации, биомедицинской диагностике состояния здоровья человека (магнитоэнцефалография, магнитокардиография), а также в проектировании нейрокомпьютерных интерфейсов. По сравнению с аналогами (СКВИД-магнитометры, сенсоры на эффектах гигантского и туннельного магнетосопротивления (ГМС- и ТМС-сенсоры), атомные магнитометры), магнитные сенсоры на эффекте гигантского магнитоимпеданса (ГМИ-сенсоры) наиболее подходят для реализации данной задачи, поскольку обладают целым рядом преимуществ — сверхвысокой чувствительностью (до 600 %/Э и выше), низкой себестоимостью, тепловой стабильностью, быстрой скоростью отклика (около 1 МГц) и малым энергопотреблением (~10 мВт). Принцип работы ГМИ-сенсоров состоит в гигантском (свыше 100 %) изменении комплексного сопротивления магнитомягких материалов под действием поля Эрстеда от переменного тока в присутствии постоянного магнитного поля, что позволяет регистрировать его значения в диапазоне от сотен пТл до нескольких нТл [1]. Несмотря на отмеченные перспективы, основная часть исследований эффекта ГМИ посвящена рассмотрению ферромагнитных (ФМ) структур на базе аморфных лент и проволок [2], изготовление которых сложно совместить с кремниевой технологией интегральных микросхем, где требуются тонкопленочные микро- и наноструктуры. В связи с этим важной задачей в направлении разработки будущего поколения ГМИ-сенсоров является поиск оптимальной конструкции и режима работы чувствительного элемента на аморфных ФМ тонкопленочных структурах, которые обеспечат дальнейший рост чувствительности прибора в условиях адаптации технологии его изготовления к производственному уровню. Ранее было показано, что в нелинейном рабочем режиме, когда при высоких амплитудах тока

(в области нескольких миллиампер) в измерительной катушке тонкопленочного ГМИ-сенсора возбуждается нелинейный отклик напряжения (недиагональный ГМИ), некоторые частотные гармоники имеют более высокую чувствительность к постоянному полю [3]. Немаловажную роль в этом играет влияние конструктивных особенностей сенсора и формы распределения магнитного поля от токопроводящей шины на магнитную конфигурацию тонкопленочной ФМ-структуры, что сказывается на изменении магнитного потока через катушку и, как следствие, вносит вклад в генерируемое выходное напряжение. Учет данных факторов требует рассмотрения локальной микромагнитной динамики в аморфных тонкопленочных ФМ-наноструктурах под действием неоднородных и перестраиваемых магнитных полей, что не было рассмотрено ранее.

## Метод расчета

Рассмотренная в работе конструкция чувствительного элемента (ЧЭ) тонкопленочного ГМИ-сенсора представлена на рис. 1.

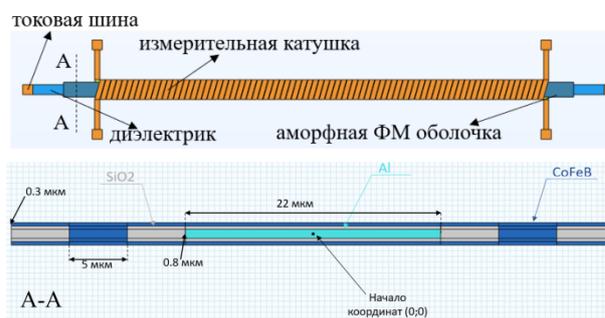


Рис. 1. Конструкция ЧЭ ГМИ-сенсора на базе тонкопленочной структуры аморфного ФМ: вид сверху и поперечное сечение (А-А) структуры с тонкопленочным аморфным ФМ (CoFeB) и токопроводящей шиной металла (Al)

Для получения временной зависимости выходного сигнала  $I_{OUT}$  в измерительной катушке чувствительного элемента (ЧЭ) ГМИ-сенсора нами был

разработан комбинированный алгоритм моделирования, который состоит из нескольких этапов, включающих в себя: 1) трехмерное моделирование распределения переменного магнитного поля в каждой точке выбранной конструкции чувствительного элемента (ЧЭ) ГМИ сенсора в каждый момент времени, 2) интеграция полученных распределений поля в микромагнитный расчет для учета магнитной динамики аморфной ФМ-оболочки ЧЭ в переменном поле, 3) снятие распределения производных намагниченности  $\delta\mathbf{m}/\delta t$  в каждой точке конструкции ЧЭ в каждый момент времени, 4) расчет временной зависимости выходного сигнала на базе временных карт распределения  $\delta\mathbf{m}/\delta t$  (при заданной величине тока по шине и постоянного магнитного поля), 5) разложение в ряд Фурье для нахождения амплитуды и фазы гармоник. Подобный комплексный подход позволяет рассчитывать чувствительность произвольных трехмерных конструкций ЧЭ ГМИ-сенсоров, в том числе, с учетом влияния технологического разброса геометрических параметров. Начальные параметры модели: толщина аморфной ФМ пленки (CoFeB) 300 нм, намагниченность насыщения  $M_S = 1421$  кА/м, поле анизотропии  $H_K = 4.615$  кА/м, параметр Гильберта  $\alpha = 0.02$ , частота тока  $f = 1$  МГц. В моделировании варьировался параметр  $K_A = H_A/H_K$ ,  $K_{AC} = H_{AC}/H_K$ , где  $H_A(H_{AC})$  — постоянное (переменное) магнитное поле, причем  $H_{AC}$  — максимальная амплитуда переменного магнитного поля, генерируемая в аморфной ФМ-оболочке от токовой шины. Микромагнитное/численное моделирование проводилось на базе пакетов Muph3/COMSOL.

### Результаты и обсуждение

На рис. 2 приведены временные зависимости выходного сигнала  $V_{OUT}$  при величине  $K_{AC} = 0.5$  и  $K_{AC} = 1.1$  и варьируемой величине параметра  $K_A$ .

Из рис. 2 легко видеть, что увеличение переменного поля приводит к резкому росту числа ненулевых

гармоник выходного сигнала  $V_{OUT}$  и его амплитуды, что является нелинейным эффектом. Максимум  $V_{OUT} \approx 3$  мВ достигается при увеличении  $K_A$  до 2 при  $K_{AC} = 1.1$  (при  $K_A > 2$  сигнал падает до нуля). Полученные результаты могут быть полезны для повышения чувствительности пленочных ГМИ сенсоров на высоких гармониках выходного сигнала.

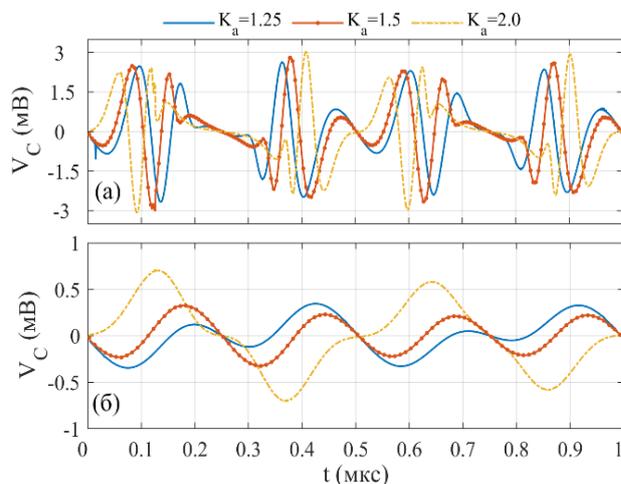


Рис. 2. Временные зависимости сигнала  $V_{OUT}$  ЧЭ для случая а и б при переменном параметре  $K_A = 1.25, 1.5, 2$

### Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (проект № 075-15-2021-1350).

### Литература

1. V. O. Jimenez et al. // Biosensors, 12, 517 (2022).
2. G. H. B. da Silva et al. // J. Magn. Magn. Mater., 560, 169678 (2022).
3. N. A. Buznikov et al. // J. Phys. D: Appl. Phys., 37, 518 (2004).

# Фазовый состав и магнитные свойства тонких пленок CoPt

П. Б. Демина<sup>1,\*</sup>, М. В. Дорохин<sup>1,\*\*</sup>, А. В. Здравейщев<sup>1</sup>, Д. А. Здравейщев<sup>1</sup>,  
А. Г. Темиряев<sup>1,2</sup>, М. П. Темиряева<sup>2</sup>, И. Л. Калентьева<sup>1</sup>, В. Н. Трушин<sup>1</sup>,  
А. В. Садовников<sup>3</sup>, А. А. Мартышкин<sup>3</sup>

<sup>1</sup> НИФТИ ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Н. Новгород, 603950

<sup>2</sup> Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, пл. Введенского 1, Фрязино, 141190

<sup>3</sup> СГУ им. Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012

\*demina@phys.unn.ru, \*\* dorokhin@nifti.unn.ru

В процессе исследования неколлинеарного обменного взаимодействия Дзялошинского — Мория в многослойных пленках Co/Pt с отсутствием четких границ между слоями было обнаружено, что в зависимости от толщины слоев Co и Pt формируются разные системы, которые различаются структурой и характером магнитных взаимодействий. Наибольшая энергия взаимодействия характерна для пленок с одинаковой толщиной Co и Pt [4 Å/4 Å].

Работа посвящена исследованию обменного взаимодействия Дзялошинского — Мория (ВДМ) в многослойных пленках Co/Pt с отсутствием четких границ между слоями. Выбор материалов связан с широкими потенциальными возможностями для модуляции их состава и магнитных свойств.

Варьирование фазового состава в работе осуществлялось путем независимого изменения относительной толщины слоев Co и Pt. Многослойные пленки CoPt, сформированные путем поочередного напыления слоев ферромагнетик/тяжелый металл на подложку GaAs, были получены методом электронно-лучевого испарения в вакууме при температуре 200 °С. Рассмотрены две серии образцов: с варьированием толщины Co в каждом бислое от 1 до 6 Å при неизменной толщине Pt (5 Å) — серия А; с варьированием толщины Pt в каждом бислое от 3 до 7 Å при неизменной толщине Co (4 Å) — серия В. Каждая пленка была сформирована из 10 бислоев.

Исследования микромагнитной структуры осуществлялись на микроскопе Solver P7LS (NT-MDT) в двухпроходном режиме. Измерения аномального эффекта Холла выступали в качестве оценки намагниченности пленок  $M$ , так как сопротивление Холла  $R_H(H)$  пропорционально  $M(H)$  [1]. Исследования фазового состава и кристаллической структуры выполнены методом рентгеновской дифракции при помощи рентгеновского дифрактометра Bruker D8 Discover. По результатам измерений методом бриллюэновского рассеяния света рассчитывались константы ВДМ исследованных структур.

Все пленки представляют собой разупорядоченную поликристаллическую систему с размерами кристаллитов менее 10 нм. На спектрах рентгеновской дифракции структур обеих серий положение основного максимума для большинства образцов не соответствует ни линиям для Co и Pt, ни соединениям Co-Pt. Аналитическая программа интерпретирует указанные пики как твердый раствор CoPt(x) с составом, зависящим от соотношения толщин.

Помимо основного максимума регистрируется пик низкой интенсивности, соответствующий дифракции Pt. Исключение составляет спектр образца с толстым слоем Co (6 Å), где идентифицируются широкие линии, с максимумами при угле, соответствующем дифракции в атомарных кобальте и платине.

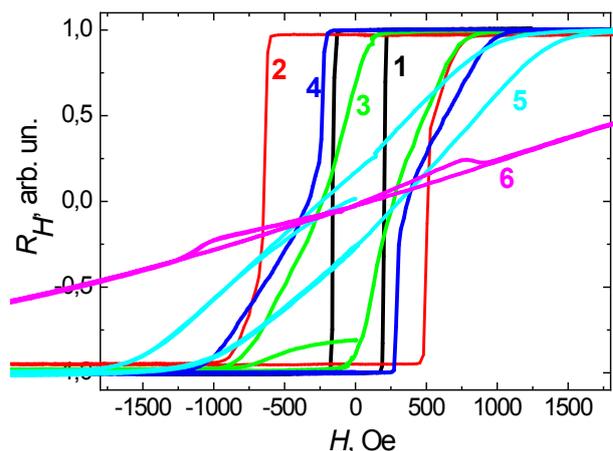
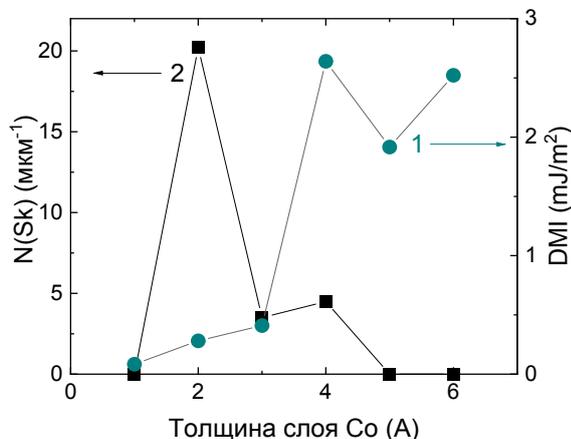


Рис. 1. Магнитополевые зависимости сопротивления Холла для структур серии А. Цифрами на графиках указана толщина Co в каждом слое (в Å)

На рис. 1 представлены магнитополевые зависимости сопротивления Холла для структур серии А. Для структур с малым содержанием Co характерна перпендикулярная магнитная анизотропия с осью легкого намагничивания, лежащей в направлении роста. Для структур с толщиной слоя Co от 3 до 6 Å форма петли гистерезиса изменяется: на зависимости появляются дополнительные перегибы, характерные для структур, содержащих две взаимодействующие магнитные фазы. Для структур с толщиной слоя Co 5 и 6 Å «двухфазный» характер петли гистерезиса пропадает, уменьшается остаточная намагниченность и возрастает магнитное поле насыщения намагниченности (0,5 Тл). Вероятно, происходит поворот оси легкого намагничивания в продольном направлении. При понижении толщины Pt (серия В) имеют место аналогичные тенденции: постепенно изменяется ориентация оси легкого намагничивания и для минимальной толщины Pt ось легкого намагничивания разворачивается в направлении плоскости слоя.

На подмагниченных полях магнитного зонда МСМ-изображениях Co/Pt-пленок наблюдались особенности в виде темных контрастных пятен, которые интерпретируются как скирмионы. Размер и концентрация скирмионов ( $N_{sk}$ ) зависят от толщины слоя Co серии А или Pt серии В. В структуре с наименьшей толщиной регистрируется однородный магнитный контраст без особенностей. При увеличении толщины

варьируемого слоя регистрируются скирмионы, плотность которых растет с ростом толщин Co(Pt) до значения  $4 \text{ \AA}$  (рис. 2). Отметим, что высокая плотность скирмионов характерна для образцов, имеющих дополнительные перегибы на зависимости  $R_H(H)$  (рис. 1, кр. 3, 4). Дальнейший рост толщины Co(Pt) при перемагничивании не приводит к существенной трансформации доменной структуры.



**Рис. 2.** Зависимость плотности скирмионов (слева) и константы обменного взаимодействия (справа) от толщины слоя Co

В результате исследований были получены оптимальные значения состава Co/Pt для различных задач. Так, максимальное количество скирмионоподобных состояний в данных пленках задается составом Co/Pt =  $4 \text{ \AA} / 5 \text{ \AA}$ . Для данных пленок характерна намагниченность в виде наклонной петли гистерезиса. В соответствии с данными рентгеноструктурного анализа модуляция свойств связана с формированием многофазной системы различного состава в зависимости от состава пленок CoPt.

Проведенный анализ позволяет предположить, что существенную роль в многослойных магнитных

пленках [Co/Pt]10 играет диффузия атомов Co и Pt. Остановка растворения Co при повышении его толщины до  $6 \text{ \AA}$  и отсутствие подобного эффекта при сопоставимом повышении толщины Pt позволяет сделать вывод, что в системе Co/Pt, в методе электронно-лучевого испарения, имеет место диффузия Pt в область кобальта, а диффузия Co в область Pt замедлена. Поэтому в большинстве структур уже в процессе формирования кобальт полностью растворяется в Pt.

В зависимости от толщины слоев Co и Pt формируются разные системы, которые различаются структурой и характером магнитных взаимодействий. При больших толщинах Co за время роста диффузия Pt не распространяется на всю глубину Co, и формируется система атомарных слоев Co и Pt с размытой гетерограницей. Ось легкого намагничивания такой системы лежит в плоскости пленки. Расчетные константы обменного взаимодействия для серии A приведены на рис. 2.

Таким образом, наличие растворенных и нерастворенных слоев Pt, их толщина определяют характер магнитных взаимодействия в пленках и формирующуюся микромагнитную структуру. Наблюдаемую в эксперименте микромагнитную структуру с формированием скирмионов можно связать со взаимодействием между слоями твердого раствора CoPt, разделенных платиной. Наибольшая энергия взаимодействия характерна для пленок с одинаковой толщиной Co и Pt [ $4 \text{ \AA} / 4 \text{ \AA}$ ].

### Финансирование

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 21-79-20186).*

### Литература

1. J. C. Woolley, J. H. Phillips, J. A. Clark // J. of Less-Com. Metals, **6**, 461 (1964).

# Спин-флуктуационные переходы

С. В. Демишев

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991  
sergey\_demishev@mail.ru

Рассмотрена новая группа магнитных явлений — спин-флуктуационные переходы. Спин-флуктуационные переходы ярко проявляются как резкое изменение характеристик спиновых флуктуаций, наблюдаемое методами электронного парамагнитного резонанса и малоуглового рассеяния нейтронов.

## Введение

Под спин-флуктуационным переходом (СФП) понимается изменение характеристик спиновых флуктуаций под воздействием управляющих параметров (например, температуры или состава материала), не связанное с образованием фаз с дальним магнитным порядком [1]. Для стандартной теории фазовых превращений характерно рассмотрение флуктуаций как некоторого сопутствующего магнитному переходу явления. Исключениями из этого «правила» могут служить спин-флуктуационная теория Мории [2] или сценарий Бразовского [3, 4]. Однако и в этих случаях, спин-флуктуационная проблематика полностью включена в парадигму классических магнитных фазовых переходов.

В докладе рассматривается современное состояние проблемы СФП, включая теоретические и экспериментальные исследования.

## Классификация спин-флуктуационных переходов

*СФП беспорядок — беспорядок.* Переходы такого типа отражают изменение характера магнитных флуктуаций в парамагнитной фазе спиральных магнетиков  $MnSi$  и  $Mn_{1-x}Fe_xSi$  и могут быть диагностированы по изменению намагниченности и магнитной восприимчивости, а также картины нейтронного рассеяния [5–7], и поэтому часто описываются как фазы с промежуточным магнитным порядком (магнитный аналог жидкой или аморфной фазы). С теоретической точки зрения для описания СФП у  $MnSi$  и  $Mn_{1-x}Fe_xSi$  необходимо учитывать сосуществование классических и квантовых флуктуаций [6].

Исследование неупорядоченной модели Изинга показало возникновение СФП, заключающегося в резком изменении амплитуды спиновых флуктуаций и функции распределения обменной энергии при изменении концентрации случайно расположенных в пространстве магнитных центров [8]. Интересно, что СФП этого типа возникает как для ферромагнитного, так и для антиферромагнитного обмена и не может быть описан в рамках теории Ландау [8].

*СФП беспорядок — скрытый (квадрупольный) порядок.* Это магнитный переход в фазу спинового нематика, при котором изменяется анизотропия спиновых флуктуаций [9]. В парамагнитной фазе средний спин на узле равен нулю, а спиновые флуктуации (средний квадрат спина) одинаковы по всем направлениям. При переходе в фазу с квадрупольным порядком средний спин по-прежнему равен нулю, а средний квадрат спина будет разным вдоль разных

направлений. Эффект спинового нематика был обнаружен в антиферроквадрупольной фазе  $CeB_6$  [10, 11] методом исследования угловых зависимостей ЭПР и магнитосопротивления.

*Ориентационный СФП* заключается в изменении выделенного направления анизотропных спиновых флуктуаций и экспериментально наблюдался в антиферроквадрупольной фазе  $CeB_6$  при варьировании температуры [11].

*СФП порядок — порядок.* Исследование ЭПР позволило обнаружить спин-флуктуационный переход при  $T \sim 15$  К в магнитоупорядоченной (спин-поляризованной фазе)  $MnSi$ , обусловленный квантовыми флуктуациями [12]. Примечательно, что этот СФП происходит при температуре существенно меньшей температуры перехода в магнитоупорядоченную фазу ( $\sim 30$  К) и находится вне пределов классической флуктуационной области.

На рис. 1 приведен пример наблюдения СФП в парамагнитной фазе  $MnSi$  по данным малоуглового рассеяния нейтронов (обратная корреляционная длина  $k$ , дающая информацию о размере флуктуаций) и электронного парамагнитного резонанса (ширина линии  $W$ , зависящая от времени спиновой релаксации и амплитуды спиновых флуктуаций).

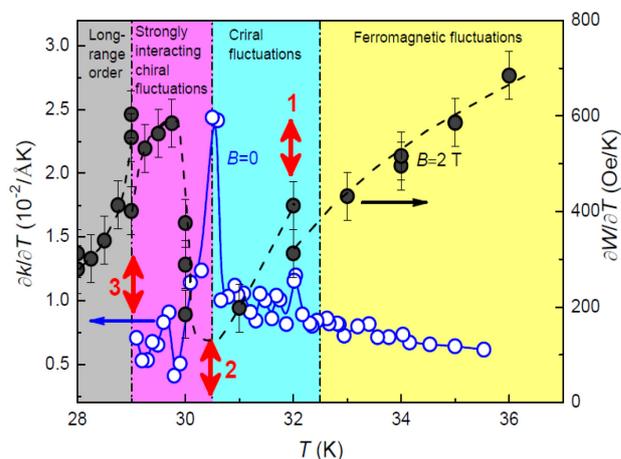


Рис. 1. Температурные зависимости производных обратной корреляционной длины  $\delta k/\delta T$  и ширины линии ЭПР  $\delta W/\delta T$  у  $MnSi$  (исходные экспериментальные данные взяты из работ [4, 12]). Стрелками 1–3 отмечены различные спин-флуктуационные переходы. Из работы [13].

Видно, что при некоторых значениях температуры, определяемых иерархией магнитных взаимодействий в системе, возникают резкие изменения параметров спиновых флуктуаций, проявляющихся в виде особенностей производных  $\delta k/\delta T$  и  $\delta W/\delta T$  [13].

## Заключение

Рассмотрение полученных результатов показывает, что на повестке дня возникла новая группа магнитных явлений — спин-флуктуационные переходы. Спин-флуктуационные переходы ярко проявляются как резкое изменение характеристик спиновых флуктуаций, наблюдаемое методами электронного парамагнитного резонанса и малоуглового рассеяния нейтронов. Так как полученные данные указывают на ограниченность и неполноту существующих моделей, описывающих магнитные фазовые переходы, мы надеемся, что исследования спин-флуктуационных переходов послужат стимулом для дальнейшего развития теоретических представлений.

## Литература

1. S. V. Demishev // *Applied Magnetic Resonance*, **51**, 473 (2020).
2. T. Moriya // *Spin fluctuations in itinerant electron magnetism*, Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo, Springer-Verlag, 1985.
3. С. А. Бразовский // *ЖЭТФ*, **68**, 175 (1975).
4. M. Janoschek, et al. // *Phys. Rev. B*, **87**, 134407, (2013).
5. S. V. Grigoriev, et al. // *Phys. Rev. B*, **83**, 224411, (2011).
6. S. V. Demishev, et al. // *Pis'ma v ZhETF*, **98** (12), 933 (2013).
7. S. V. Demishev, et al. // *Pis'ma v ZhETF*, **103** (5) 365 (2016).
8. Н. А. Богословский, и др. // *Письма в ЖЭТФ*, **114** (6), 383 (2021).
9. K. Penc, A.M. Läuchli // *Introduction to Frustrated Magnetism*, Springer Series in Solid-State Sciences, vol. 164, 2011.
10. A. V. Semeno, et al. // *Sci. Rep.*, **6**, 39196 (2016).
11. S. V. Demishev, et al. // *Sci. Rep.*, **7**, 17430 (2017).
12. С. В. Демишев, и др. // *Письма в ЖЭТФ*, **115**, 717 (2022).
13. С. В. Демишев // *Докл. РАН. Сер. Физика, технические науки*, **506**, 40 (2022).

# Квазиклассическая спиновая динамика с учетом магнитных флуктуаций

С. В. Демишев

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991  
sergey\_demishev@mail.ru

Предложена модификация уравнения Ландау — Лифшица, обусловленная магнитными флуктуациями. Следствием данного подхода являются универсальные соотношения между флуктуационными вкладами в ширину линии электронного парамагнитного резонанса и в g-фактор. При определенных условиях в рассматриваемой модели может возникать спиновая динамика с анизотропным временем релаксации.

## Введение

Исследование влияния магнитных флуктуаций на спиновую динамику сильно коррелированных электронных систем является актуальной научной задачей [1]. При этом точный квантово-механический расчет динамической восприимчивости известен лишь для ограниченного числа случаев [2, 3]. Квазиклассические уравнения со стохастическими параметрами ранее неоднократно анализировались различными авторами [4, 5]. В рамках такого подхода в качестве объекта исследования выбиралась намагниченная до насыщения ферромагнитная наночастица, а уравнение Ландау-Лифшица приводилось к уравнению типа Фоккера-Планка для вероятности направления вектора намагниченности. В [6] был предложен альтернативный подход, когда магнитные флуктуации рассматриваются в качестве быстрого процесса, по которому можно провести усреднение, и в результате получить уравнения для усредненной динамической намагниченности. Данная идея была применена в [6] к случаю квантовых флуктуаций намагниченности. В настоящей работе мы рассмотрим наиболее общий случай, когда в задаче о вынужденных магнитных колебаниях имеют место флуктуации намагниченности и магнитного поля как квантовой, так и классической природы.

## Модель

Исходным является уравнение Ландау — Лифшица (ЛЛ)

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma[\vec{M}, \vec{H}] + \vec{R}, \quad (1)$$

для случая геометрии Фарадея (рис. 1), где намагниченность  $\vec{M} = M_0\vec{k} + \vec{m}(t) + \Delta\vec{M}$  и поле  $\vec{H} = H_0\vec{k} + \vec{h}(t) + \Delta\vec{H}$  зависят от случайных величин  $\Delta\vec{M}$  и  $\Delta\vec{H}$ .

Переменное магнитное поле  $\vec{h}(t)$  находится в плоскости  $x$ - $y$ . Следуя [6] примем, что при усреднении существенны только корреляторы типа  $\langle \Delta P_i \Delta Q_j \rangle$ , где  $\vec{P}, \vec{Q} = \vec{M}, \vec{H}$ , и которые отличны от нуля только при  $i = j$ . Квантовые флуктуации учтем путем рассмотрения флуктуаций параметра  $\gamma$ :  $\gamma \rightarrow \gamma + \Delta\gamma$  и ненулевого коррелятора  $\langle \Delta\gamma \Delta M_z \rangle$  [6]. Для упрощения итогового вида формул примем, что равновесные значения намагниченности и магнитного поля связаны через соответствующие восприимчи-

вости:  $M_0 = \chi_0 H_0$  и  $\Delta\vec{M} = \chi_{sf} \Delta\vec{H}$ . Тогда в отсутствие релаксации уравнение для средней динамической намагниченности в плоскости  $x$ - $y$  принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{dm_x}{dt} &= \omega_H (1+b)m_y - \gamma M_0 (1+a)h_y, \\ \frac{dm_y}{dt} &= -\omega_H (1+b)m_x + \gamma M_0 (1+a)h_x \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $\omega_H = \gamma H_0$ ,  $a = \langle \Delta\gamma \Delta M_z \rangle / \gamma M_0$  и  $b = \chi_0 a / \chi_{sf}$ . Таким образом, все перенормировки параметров в уравнениях (2) обусловлены исключительно квантовыми эффектами.

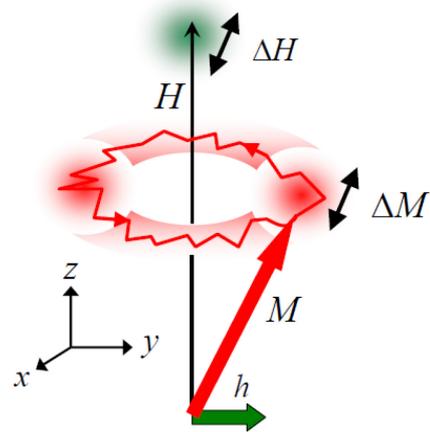


Рис. 1. Спиновая динамика в геометрии Фарадея с учетом флуктуаций

Рассмотрим влияние флуктуаций на релаксационный член вида  $\vec{R} = -\lambda[\vec{M}, [\vec{M}, \vec{H}]] / M_0$ . В линейном по  $m(t)$  приближении усреднение дает

$$\vec{R} = -\nu[(1+c_y)m_x\vec{i} + (1+c_x)m_y\vec{j}], \quad (3)$$

где  $\nu$  — частота спиновой релаксации,  $c_{x,y} = \chi_0 \langle \Delta M_{x,y}^2 \rangle / \chi_{sf} M_0^2$  и, в отличие от формулы (2), перенормировка релаксации не связана с квантовыми эффектами.

## Электронный парамагнитный резонанс и универсальные соотношения

Уравнения (2), (3) позволяют найти поглощение  $P$  в переменном магнитном поле  $h = h_0 \exp(-i\omega t)$ . В изотропном случае  $c_x = c_y = c$  и

$$P = \chi_0 h_0^2 \frac{2\tilde{\omega}_H \tilde{\nu} \omega (1+a)}{(\tilde{\omega}_H^2 - \omega^2 + \tilde{\nu}^2)^2 + 4\omega^2 \tilde{\nu}^2}. \quad (4)$$

В формуле (4)  $\tilde{\omega}_H = \omega_H(1+b)$  и  $\tilde{\nu} = \nu(1+c)$ . Легко видеть, что в рассматриваемой модели возникают поправки к ширине линии ЭПР  $\Delta W/W_0 = c$  и  $g$ -фактору  $\Delta g/g_0 \cong b$ . Если в отсутствие флуктуаций ширина линии  $W_0 \sim 2k_B T/\mu_B$ , то будет иметь место связь между флуктуационными вкладами

$$\frac{\Delta W}{\Delta g} \cong A \frac{k_B T}{\mu_B}, \quad (5)$$

где  $A = 2 \langle \Delta M_{x,y}^2 \rangle / g_0 \langle \Delta M_z^2 \rangle$  зависит от соотношения между продольными и поперечными амплитудами флуктуаций. Для сильно коррелированных электронных систем, в которых флуктуации вдоль различных направлений одинаково зависят от внешних параметров, можно ожидать постоянства коэффициента в формуле (5), и связь между  $\Delta W$  и  $\Delta g$  будет универсальной с  $A \sim 1$  для  $g_0 = 2$ . Отметим, что универсальное соотношение типа (5) с  $A \approx 2$  следует из теории Ошикавы — Аффлека [3] для ЭПР в квантовых спиновых цепочках со спином 1/2 [7].

### Заключение

Мы показали, что учет магнитных флуктуаций в уравнении ЛЛ приводит к перенормировке параметров, описывающих спиновую динамику, и универсальной связи между поправками к ширине линии

ЭПР и  $g$ -фактору. Если магнитные флуктуации в плоскости  $x$ - $y$  анизотропны, то магнитные колебания будут описываться системой уравнений с различными эффективными частотами релаксации. Спиновая динамика в этом случае приобретает необычный характер, и возникает аномальная чувствительность ЭПР к поляризации переменного магнитного поля [8]. Этот эффект также может быть использован для идентификации флуктуационного вклада в динамические магнитные свойства.

### Литература

1. S. V. Demishev // Appl. Magn. Reson., **51**, 473 (2020).
2. E. Abrahams, P. Wölfle // Phys. Rev. B, **78** 104423 (2008).
3. M. Oshikawa, I. Affleck // Phys. Rev. B, **65**, 134410 (2002).
4. D. M. Basko, M. G. Vavilov // Phys. Rev. B, **79**, 064418 (2009)
5. A. Shnirman, et al. // Phys. Rev. Lett., **114**, 176806 (2015).
6. S. V. Demishev // Doklady Physics, **66**, 187 (2021).
7. S. V. Demishev, et al. // Europhys. Lett., **63**, 446 (2003)
8. S. V. Demishev, A. V. Semeno // Appl. Magn. Reson., **53**, 1505 (2022).

# Особенности ферромагнитного резонанса композиционно модулированных нанокристаллических нитей в матрице поликарбоната

Л. А. Чеканова<sup>1</sup>, Е. А. Денисова<sup>1,2,\*</sup>, С. В. Комогорцев<sup>1</sup>, Р. С. Исхаков<sup>1</sup>,  
И. Г. Важенина<sup>1,2</sup>, И. В. Немцев<sup>1,2,3</sup>, О. А. Ли<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН ФИЦ КНЦ СО РАН, Академгородок, 50/38, Красноярск, 660036

<sup>2</sup> Сибирский федеральный университет, пр. Свободный, 82 А, Красноярск, 660041

<sup>3</sup> Федеральный исследовательский центр КНЦ СО РАН, Академгородок, 50, Красноярск, 660036

\* len-den@iph.krasn.ru

В работе представлены результаты сравнительного исследования характеристик спектров ферромагнитного резонанса нитей Co-Ni с различным композиционным градиентом (с линейным изменением концентрации Ni вдоль оси нити, или ступенчатой сегментацией: коаксиальной Co@Ni и продольной Co/Ni). Исследовано влияние различного типа фазовых границ на эффективное поле в образцах с композиционной модуляцией. Показано, что увеличение плотности пор до 20% приводит к аномальной угловой зависимости резонансного поля градиентных нитей в матрице поликарбонатной трековой мембраны.

Магнитные композитные нанонити, осажденные в поры различных матриц, являются хорошими кандидатами для создания новых сенсоров, микроволновых устройств, таких, например, как настраиваемые СВЧ-фильтры [1–2]. Магнитное поведение наноматериалов определяется их размерностью, особенностями кристаллической структуры и компоновки составных элементов. Процессы осаждения металлов из растворов открывают перспективу низкотемпературного синтеза разнообразных композиционно-модулированных систем. Создание магнитного потенциала специальной, наперед заданной формы в нитях посредством синтеза материалов с градиентом концентрации, дает возможность управления интегральными технически важными характеристиками. В данной работе приведены результаты сравнительного исследования спектров ферромагнитного резонанса (ФМР) Co-Ni-нитей различной архитектуры (с линейным градиентом концентрации Ni, ядро-оболочка или мультисегментные), осажденных в матрице поликарбонатных трековых мембран.

## Методика эксперимента

Массивы нитей Co-Ni с диаметром 0,4 мкм и длиной 8–10 мкм получены в поры поликарбонатных трековых мембран (ПКТМ) методом химического осаждения, основанном на реакции восстановления солей металлов из водных растворов. В качестве восстановителя использовался гипофосфит натрия. Были синтезированы Co-Ni-нити с различным композиционным градиентом вдоль оси поры ПКТМ (с линейным изменением концентрации Ni от 30 до 70 ат% — smooth-серия В или ступенчатым — step-like). Нити с градиентом состава «step-like» получены в двух модификациях: серия А — Co/Ni-нити, состоящие из чередующихся слоёв различного состава (длина сегментов Co и Ni ~ 2 мкм); серия Б — нить с коаксиальной фазовой сегментацией Co@Ni представляет собой цилиндрический кобальтовый сердечник в никелевой оболочке. Толщина стенок никелевых трубок составляла ~ 100 нм, кобальтовый сердечник имеет диаметр ~ 200 нм. Градиент содержания Co и Ni вдоль оси нитей подтвержден методом EDX-анализа. По данным рентгеновской дифракции сплавы Ni и Co

в нитях всех типов были кристаллическими с ГЦК-структурой. Спектры ФМР регистрировались на частоте 9,4 ГГц.

## Результаты и обсуждение

Спектры ФМР исследуемых композиционных материалов на основе Co/Ni и Co@Ni нитей состоят из нескольких пиков. Разложение спектров на отдельные резонансные пики, соответствующие различным элементам композиционных нитей, показало, что положение этих пиков не совпадает с положением пиков для кобальтового сердечника (1,3 кЭ), никелевой трубки (1,6 кЭ) и никелевых нитей (1 кЭ), в отличие от данных работы [3]. Характеристики спектров ФМР для нитей с различным композиционным градиентом представлены в табл. 1.

Таблица 1. Характеристики спектров ФМР градиентных нитей

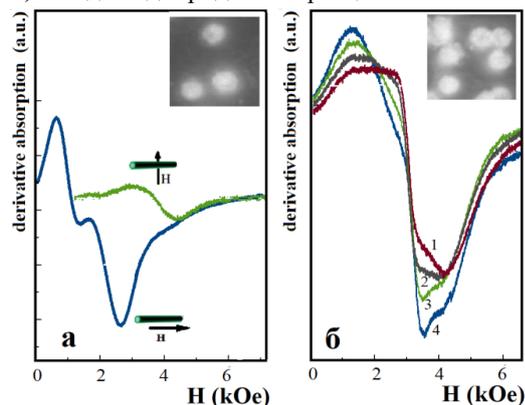
Сегмент	Co	Ni	Co	Ni	CoNi
Серия образцов	А	А	Б	Б	В
H <sub>R</sub> , кЭ	1,15	2,3	0,95	2,1	3,2
ΔH, кЭ	0,9	1,3	0,8	1,15	0,9

С учетом того, что магнитная анизотропия массива нанопроволок определяется двумя основными вкладками — магнитной анизотропией формы отдельной проволоки  $H_{sh}$  и магнито-дипольной связью между проволоками  $H_{dip}$  — была оценена величина дополнительного вклада в поле анизотропии, создаваемого межфазными границами. Вклад в магнитную анизотропию, вносимый кристаллической текстурой в случае ГЦК-решетки Co- и Ni-сегментов, можно считать незначительным по сравнению с анизотропией формы. В этом случае в поле, приложенном вдоль оси проволоки, уравнение Киттеля для резонансных полей будет иметь следующий вид:

$$\frac{\omega}{\gamma} = H_R + 2\pi M_s(1 - 3P) \quad (1)$$

где  $P$  — пористость материала. Рассчитанные с помощью этого уравнения резонансные поля массивов стержней обоих типов составляют 1,8 кЭ, 2,4 кЭ и 0,35 кЭ для массивов трубок из никеля, стержней из никеля и стержней из кобальта соответственно. Путем сравнения экспериментальных и расчетных

значений  $H_R$  были оценены значения дополнительной анизотропии  $H_{\text{eff}}$ , которая могла возникнуть из-за межфазных границ нитей. Как и ожидалось, значение  $H_{\text{eff}}$  для сегмента Co, определяемое дополнительной анизотропией фазовых границ, в случае коаксиальной нити (2,5 кЭ) больше, чем для мультисегментных нитей (0,8 кЭ). Неоднородность содержания Co или Ni на границах слоев может вызвать эффекты градиентной анизотропии (то есть локальные изменения эффективной магнитной анизотропии вдоль оси стержня). Такие отклонения магнитной анизотропии могут проявляться в варьировании резонансных полей для разных сегментов нитей и увеличении ширины линии ФМР. Ширина линии ФМР для нитей Ni/Co и нитей Co@Ni действительно больше на 40 и 60% соответственно, чем для однородных образцов.



**Рис. 1.** Спектры ФМР Co@Ni нитей для мембран с различной пористостью: *a* — 7%, *б* — 20% (1 — поле приложено вдоль оси нити, 2 — под углом 30°, 3 — 60°, 4 — перпендикулярно оси нити). На вставках — РЭМ-изображение мембран с нитями

На рис. 1 представлены угловые зависимости спектров ФМР коаксиальных нитей для мембран с различной плотностью пор. Видно, что при увеличении плотности пор до 20%, величина и положение основного пика в спектре ФМР слабо зависят от направления внешнего поля. Таким образом, данная композиционная мембрана демонстрирует изотропное поглощение СВЧ, в то время как структура композита характеризуется ярко выраженной анизотропией. То есть при плотности распределения стержней более 20% вклад диполь-дипольного взаимодействия был сопоставим с вкладом анизотропии формы.

Итак, в работе продемонстрирована возможность управления характеристиками спектров ФМР посредством варьирования архитектурой нитей (градиентные, ядро-оболочка или мультисегментные) и свойствами матрицы (пористость).

### Благодарности

Авторы благодарят Красноярский региональный центр коллективного пользования ФИЦ КИЦ СО РАН за предоставленное оборудование.

### Литература

1. J. L. Pereira, M. Palma, Vázquez, et al. // *Phys Chem Chem Phys*, **17**, 5033–5038 (2015).
2. J. Rial, M. P. Proenca // *Nanomaterials*, **10**, 2403 (2020).
3. M. Darques, J. Spiegel, J. De la Torre Medina, et al. // *J. Magn. Magn. Mater.*, **321**, 2055–2065 (2009).

# Наноструктурированные покрытия FeNi-C: синтез и магнитные свойства

Л. А. Чеканова<sup>1</sup>, Е. А. Денисова<sup>1,2,\*</sup>, С. В. Комогорцев<sup>1,3</sup>, И. Г. Важенина<sup>1,2</sup>,  
Р. С. Исхаков<sup>1</sup>, О. А. Ли<sup>2</sup>, А. Л. Сухачев<sup>1</sup>, Д. А. Великанов<sup>1</sup>, И. В. Немцев<sup>1,2,4</sup>

<sup>1</sup> Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН ФИЦ КНЦ СО РАН, Академгородок, 50/38, Красноярск, 660036

<sup>2</sup> Сибирский федеральный университет, пр. Свободный, 82 А, 660041

<sup>3</sup> Сибирский государственный университет науки и технологий им. М. Ф. Решетнева, Красноярск, ул. Мира, 82, 660049

<sup>4</sup> 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 FeNi-C, синтезированных методом химического осаждения с использованием в качестве восстановителей различных углеводов. Морфология поверхности пленок, намагниченность насыщения, величина поля локальной анизотропии и коэрцитивная сила коррелируют с содержанием Fe в пленке и типом восстановителя.

Магнитомягкие пленки с высокой индукцией насыщения и нанокompозитные покрытия на основе ферромагнетиков являются основой для создания ряда новых функциональных материалов. Сплавы FeNi, характеризующиеся высокими значениями индукции насыщения, низкой коэрцитивной силой и высокой магнитной проницаемостью, являются наиболее перспективными кандидатами для использования в качестве таких функциональных материалов. В нашей работе представлены результаты исследования микроструктуры и магнитных свойств наноструктурированных покрытий FeNi-C, синтезированных методом химического осаждения с использованием в качестве восстановителей различных полисахаридов.

## Методика эксперимента

Методом химического осаждения на медные и стеклянные подложки синтезированы три серии покрытий Fe<sub>100-X</sub>Ni<sub>X</sub>-C (0 < X < 100) с использованием в качестве восстановителей следующих углеводов: арабиногалактана (серия А); крахмала (серия Б); сахарозы (серия В). Тип углевода-восстановителя обуславливает размер зерна в пленках. Наименьший размер зерна (~12 нм) наблюдается при осаждении пленок с арабиногалактаном. Толщина покрытий изменялась в пределах от 0.6 до 4 мкм. Синтезированные образцы исследовались методами электронной микроскопии и рентгеновской дифракции. Химический состав образцов определялся методом энерго-дисперсионного анализа. Магнитные характеристики синтезированных материалов (намагниченность насыщения, константа обменного взаимодействия, коэрцитивная сила) исследованы как функции содержания Fe, Ni и C в сплаве. Характеристики магнитной микроструктуры — величина поля локальной анизотропии ( $H_a$ ), радиус корреляции этой анизотропии, поле анизотропии стохастического домена ( $\langle H_a \rangle$ ) — были определены методом корреляционной магнитометрии [1].

## Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены РЭМ-изображения поверхности и поперечного сечения пленок FeNi-C. Наиболее развитая поверхность с пирамидальными зернами характерна для сплава FeNi-C, осажденного с сахарозой в качестве восстановителя. Пленки, полу-

ченные при восстановлении арабиногалактаном, имели сглаженную поверхность. По поперечному срезу покрытия FeNi-C (рис. 1, d) видно, что для покрытий, восстановленных сахарозой, характерен столбчатый рост.

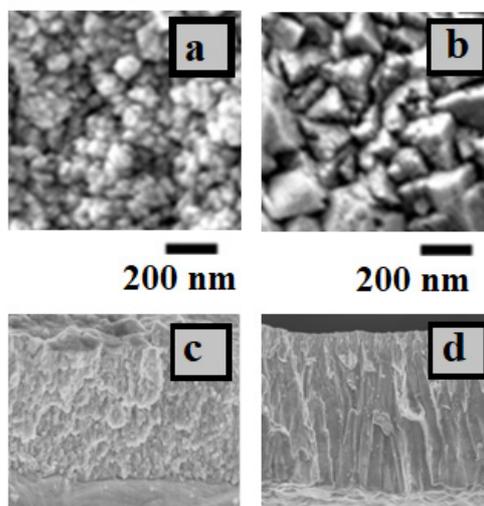
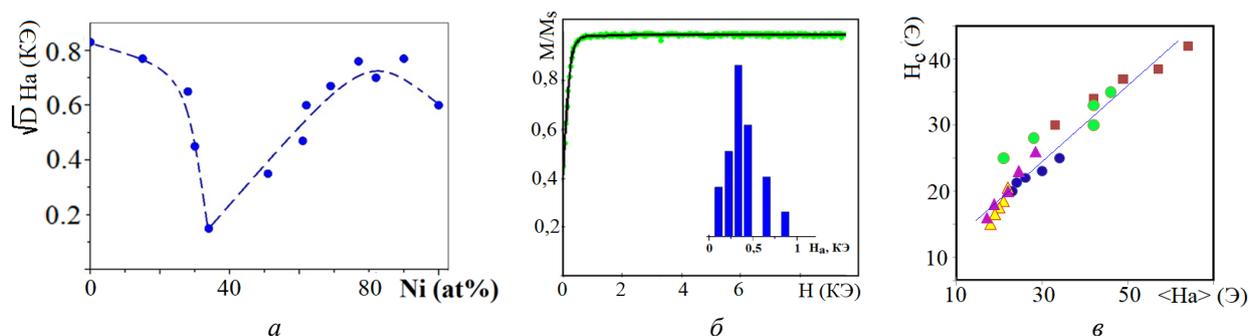


Рис. 1. РЭМ-изображения поверхности и поперечного сечения FeNi-C покрытий, полученных с различными восстановителями: a, c — арабиногалактаном; b, d — сахарозой

По данным рентгеновской дифракции, для всех типов восстановителей, используемых в нашей работе, пленки Fe<sub>100-X</sub>Ni<sub>X</sub>-C характеризуются ОЦК структурой при X < 12, смесь ОЦК- и ГЦК-фаз при 12 < X < 40, при 40 < X пленки Fe<sub>1-X</sub>Ni<sub>X</sub>-C — ГЦК структурой. Фазовый состав сплава Fe<sub>100-X</sub>Ni<sub>X</sub> определяет величину удельной намагниченности насыщения  $\sigma_s$  исследуемых образцов. Величина  $\sigma_s$  при x = 10 составляет 190 А·м<sup>2</sup>/кг (серия А); и 180 А·м<sup>2</sup>/кг (серии Б и В); при x = 40 — величина  $\sigma_s$  порядка 105 (серия В) и 97 А·м<sup>2</sup>/кг (серия А). Постоянная обмена для всех серий образцов лежит в пределах (0,35–0,95) 10<sup>-6</sup> эрг/см.

Концентрационная зависимость поля локальной анизотропии  $D^{0.5}H_a$  (содержащая вклады магнитной кристаллографической анизотропии и анизотропии внутренних напряжений) для пленок FeNi-C представлена на рис. 2, a. Наблюдаемый минимум при 34% Ni является следствием проявления инварных особенностей сплава. Величины  $H_a$  лежат в пределах



**Рис. 2.** Зависимость поля локальной анизотропии от содержания Ni для пленок FeNi-C, полученных с арабиногалактаном в качестве восстановителя (а); нисходящая ветвь петли гистерезиса пленки FeNi-C серии Б; на вставке представлена соответствующая гистограмма распределения зерен по значениям  $H_{pa}$  (б); зависимость коэрцитивной силы пленок Fe-Ni-C, измеренной при различных температурах, серия Б с содержанием Ni 34% (малиновые треугольники), 61% (зеленые круги), серия В с содержанием Ni 24% (желтые треугольники), 37% (синие круги), 49% (квадраты) от поля анизотропии стохастического домена (в)

0,5÷6 КЭ. На рис. 2, б приведена зависимость коэрцитивной силы, измеренной при различных температурах, от поля анизотропии стохастического домена. Наблюдаемая корреляция этих величин позволяет утверждать, что величина  $H_c$  в основном определяется этой анизотропией. Исследуемые образцы демонстрируют нетипичную для пленок форму петли гистерезиса, характеризующуюся меньшей прямоугольностью и остаточной намагниченностью ( $M_r/M_s \sim 0,6$ ). Такое уменьшение прямоугольности петли гистерезиса может быть связано с дополнительной анизотропией вносимой столбчатой микроструктурой пленки. Оценка поля перпендикулярной магнитной анизотропии пленок  $H_{pa}$  (при толщине пленки  $L > L_{cr} = 2\pi(A/K_p)^{0,5}$ ) и его неоднородности (гистограмма распределения зерен по значениям  $H_{pa}$ ) проведено по подгонке нисходящей ветви петли гистерезиса [2] (рис. 2, в). Установлено, что для пленок с ярко выраженной столбчатой микроструктурой значение поля перпендикулярной анизотропии для максимума распределения зерен по величинам  $H_{pa}$  составляет 1 кЭ, в то время как для пленок, не характеризующихся столбчатым ростом, максимальное число зерен характеризуется  $H_{pa} \sim 300$  Э. Зарегистрированы спектры спин-волнового резонанса для пленок

с концентрацией Ni выше 70%. По данным исследования закона дисперсии для спиновых волн установлено, что доминирующим параметром магнитных флуктуаций в спиновой системе пленок FeNi-C является намагниченность. Величина поверхностной магнитной анизотропии  $K_s$  для пленок сплавов FeNi-C, определенная из поверхностных мод спин-волнового резонанса, лежит в пределах  $0,106 \div 0,161$  эрг/см<sup>2</sup>

Таким образом, методом химического осаждения с использованием полисахаридов в качестве восстановителей синтезированы пленки Fe-Ni-C. Определено влияние химического и фазового состава покрытий на микроструктуру и магнитные характеристики синтезированных образцов. Определены различные вклады в константу эффективной магнитной анизотропии пленок FeNi-C сплавов, синтезированных с использованием восстановителей различного типа.

### Литература

1. R. S. Iskhakov, S. V. Komogortsev. Phys. Met. Metallurgy. **112**, 666 (2011).
2. P. N. Solovov et al. // Physica B: Condensed Matter., **604**, 412699 (2021).

# Температурная зависимость динамики намагниченности в структурах Co/IrMn и Co/FeMn

И. О. Джунь\*, Н. Г. Чеченин

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, НИИ ядерной физики им. Д. В. Скобельцына, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, Москва, 119234

\* irina.dzhun@gmail.com

В данной работе исследована температурная зависимость ширины линии ферромагнитного резонанса и резонансного поля в двухслойных структурах с обменным смещением вида Co/FeMn и Co/IrMn. Для выделения вклада обменного взаимодействия в спиновую динамику двухслойных образцов их характеристики были сопоставлены с аналогичными характеристиками для свободного ферромагнитного слоя.

## Введение

Структуры вида ферромагнетик (Ф) / антиферромагнетик (АФ) с обменным смещением представляют широкий интерес благодаря своему применению в устройствах спинтроники, таких как спиновые диоды, базирующиеся на эффекте гигантского магнитного сопротивления. В последние несколько лет благодаря открытию спинового эффекта Холла в металлических АФ и спинового переноса в некоторых АФ, исследования динамики намагниченности в двухслойных структурах Ф/АФ вновь вызвали интерес. В данной работе приведены результаты исследований динамики намагниченности методом ферромагнитного резонанса (ФМР) в структурах с Ф-слоем Co, находящимся в контакте со слоями IrMn и FeMn, представляющими собой наиболее популярные и часто используемые в практических приложениях АФ-материалы. Основными особенностями динамики намагниченности в образцах Ф/АФ при низких температурах являются уменьшение резонансного поля и уширение линии ФМР, характеризующей коэффициент затухания спиновой прецессии. Для разделения собственного Ф-вклада и вклада Ф/АФ обменного взаимодействия на границе раздела слоев в данные эффекты полученные результаты сопоставлены с аналогичными результатами для свободного Ф-слоя.

## Методика эксперимента

Образцы вида Si/Ta 30 нм/Co 7 нм/Ir<sub>45</sub>Mn<sub>55</sub> (Fe<sub>50</sub>Mn<sub>50</sub>) 15 нм/Ta 30 нм и Si/Ta 30 нм/Co 7 нм/Ta 30 нм были изготовлены методом магнетронного распыления в аргоне при давлении  $3 \cdot 10^{-3}$  Торр в присутствии магнитного поля величиной 420 Э, приложенного в плоскости подложки. Спектры ФМР были получены на ЭПР-спектрометре Bruker с частотой накачки 9,65 ГГц в диапазоне температур 115–300 К для различной взаимной ориентации поля, приложенного при осаждении образцов и внешнего поля ФМР.

## Экспериментальные результаты и обсуждение

Температурная зависимость резонансного поля для структур Co/FeMn, Co/IrMn и свободного слоя Co при ориентации поля ФМР вдоль ОЛН образцов и перпендикулярно ей представлена на рис. 1 вверху и внизу, соответственно.

Показано, что свободный Ф-слой характеризуется незначительным уменьшением резонансного поля на

25 Э при понижении температуры с 300 К до 115 К. При комнатной температуре образцы Co/IrMn и Co/FeMn характеризуются большими, чем свободный слой, значениями резонансных полей. При понижении температуры в образце Co/IrMn наблюдается резкое уменьшение резонансного поля, характеризующееся незначительной анизотропией вдоль и перпендикулярно к ОЛН образца. В образце Co/FeMn наблюдается резко анизотропная температурная зависимость резонансного поля: в направлении вдоль поля, приложенного при осаждении образца наблюдается незначительное уменьшение резонансного поля при понижении температуры, в то время как в антипараллельном направлении наблюдается существенное увеличение резонансного поля.

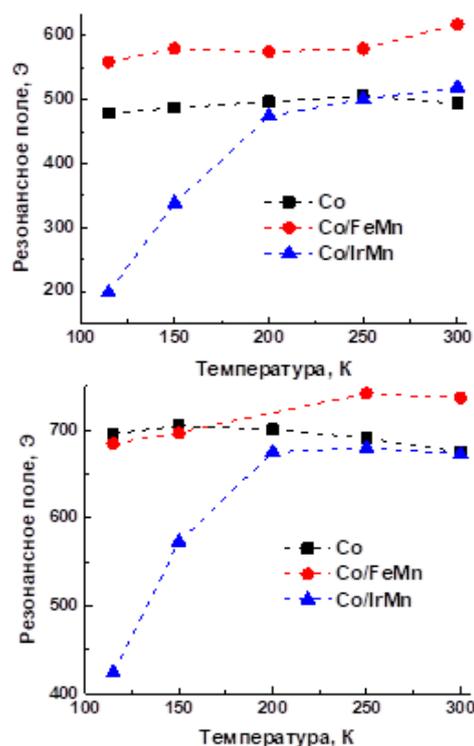
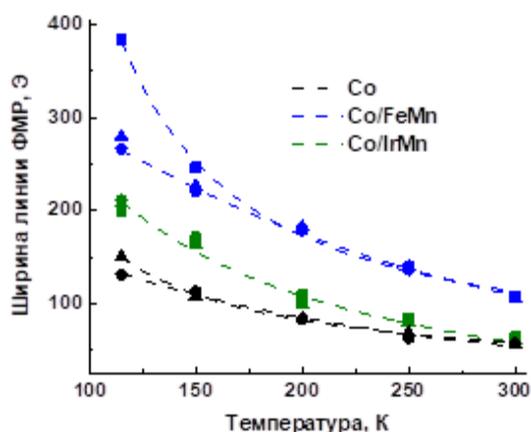


Рис. 1. Температурные зависимости резонансного поля для образцов Co/FeMn, Co/IrMn и свободного слоя Co при ориентации внешнего поля ФМР вдоль ОЛН образцов (вверху) и перпендикулярно к ней (внизу)

На рис. 2 представлены температурные зависимости ширины линии ФМР для структур Co/FeMn, Co/IrMn и свободного слоя Co, полученные при различных ориентациях ОЛН образцов относительно



**Рис. 2.** Температурные зависимости ширины линии ФМР поля для образцов Co/FeMn, Co/IrMn и свободного слоя Co при различных углах ориентации ОЛН образцов относительно внешнего поля ФМР:  $0^\circ$  (круги),  $90^\circ$  (треугольники) и  $180^\circ$  (квадраты)

внешнего поля ФМР. При комнатной температуре ширина линии ФМР для образцов Co/IrMn и Co/FeMn больше, чем для свободного Ф-слоя, что может быть следствием проявления отрицательной ротационной анизотропии [1]. При понижении температуры уширение линии ФМР наблюдается как для свободного Ф-слоя, так и для структур Ф/АФ. При этом, в отличие от сдвига резонансного поля, данное уширение является изотропным во всем исследованном диапазоне температур, за исключением температуры 115 К, при которой наблюдается анизотропия ширины линии ФМР для свободного слоя Co и образца Co/FeMn, что объясняется в рамках механизма двухмагнетонного

рассеяния на структурных дефектах Ф-слоя и малых доменах АФ-слоя на границе раздела слоев [2], влияние которого становится более существенным при низких температурах из-за уменьшения поверхностной анизотропии [3].

Аппроксимация экспериментальных точек соотношением (45) из [4] (пунктирные линии на рис. 2) показало, что температурная зависимость динамики намагниченности свободного слоя описывается в рамках процесса медленной релаксации [4, 5], в то время как дополнительный вклад в уширение линии ФМР и сдвиг резонансного поля для Ф/АФ структур с понижением температуры вызван совокупностью механизмов включения малых зерен и мозаичности структуры АФ.

### Финансирование

Работа выполнялась в рамках государственного задания, тема № 01201268472.

### Литература

1. R. L. Rodriguez-Suarez *et al.* // *J. Appl. Phys.*, **123**, 043901 (2018).
2. Gallardo, Rodriguez-Suarez, and Landeros // *J. Appl. Phys.*, **120**, 223904 (2016).
3. M. D'az de Sihues *et al.* // *JMMM*, **316** (2007) e462–e465
4. V. L. Safonov and H. N. Bertram // *J. Appl. Phys.*, **94**, 1, (2003).
5. J. Dubowik *et al.* // *Eur. Phys. J. B*, **45**, 283–288 (2005).

# Проводящие металлполимерные композиты на основе нанопроволок из сплава FeNi, полученных методом матричного синтеза

И. М. Долуденко\*, И. С. Волчков, И. О. Кошелёв

ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Ленинский пр., 59, Москва, 119333

\* doludenko.i@yandex.ru

В работе был подробно исследован процесс заполнения пор трековых мембран сплавом FeNi. Показана возможность создания проводящего металлполимерного композита на основе трековых мембран с порами, заполненными сплавом Fe-Ni, и получения массивов нанопроволок с заданными электрическими свойствами посредством изменения длин нанопроволок и числа их пересечений. Определены граничные линейные размеры нанопроволок, образующие проводящие массивы, а также характер зависимости проводимости от степени заполнения пор. Рассчитано количество пересечений нанопроволок в зависимости от их длины и степени заполнения матрицы.

## Введение

Работа посвящена изучению процессов электрохимического осаждения нанопроволок из сплава FeNi методом матричного синтеза, а также геометрических параметров и проводимости металлполимерных композитов, получаемых на их основе. Целью данной работы являлось создание структуры на основе трековых мембран с заполненными металлом порами. Предполагается, что при высокой плотности пор и их наклоне может образовываться сплошная проводящая цепь из нанопроволок. При этом количество пересечений и, как следствие, проводимость подобной структуры будет напрямую зависеть от степени заполнения пор. Подобные структуры могут быть использованы в качестве экранов электромагнитных волн, для создания источников и приемников ТГц-излучения, компонентов микро- и наноэлектроники и т. д.

## Эксперимент и результаты

В работе были получены нанопроволоки (НП) методом матричного синтеза с использованием трековых мембран из ПЭТФ со следующими параметрами: диаметр пор — 100 нм; толщина пленки — 12 мкм; плотность пор  $\approx 1,2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ . Для электроосаждения применялся электролит следующего состава:  $\text{NiSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$  — 16 г/л;  $\text{NiCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  — 40 г/л;  $\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$  — 8 г/л;  $\text{H}_3\text{BO}_3$  — 25 г/л (для поддержания  $\text{pH} = 2,4$ ), лаурилсульфат натрия — 1 г/л; аскорбиновая кислота — 1 г/л. Использовался анод из железа. В качестве источника применялся потенциостат — гальваностат Elins P-2X.

На первом этапе работы проводилось подробное исследование процессов заполнения пор трековых мембран электрохимическим методом. Запись хроноамперограмм и предварительная растровая электронная микроскопия (РЭМ) на отдельных образцах позволили разделить рост на 5 этапов. 1-й этап — процесс начала роста НП, при этом падение тока происходило в соответствии с законом Коттрелля; 2-й этап — развитие диффузионного слоя и дальнейшее заполнение пор матрицы, процесс проходит с побочной реакцией выделения водорода, что приводит к снижению силы тока; 3-й этап — частичный выход осаждаемого металла на поверхность матрицы; 4-й этап — полное заполнение матрицы; 5-й этап — обра-

зование сплошного слоя металла на поверхности матрицы.

Были получены образцы с последовательно возрастающим временем осаждения от образца к образцу, не превышающим полного перекрытия матрицы. Образцы исследовались методом РЭМ. Основной целью исследования было определение степени заполнения пор матрицы.

Было выявлено, что длина НП нелинейно зависит от времени осаждения, и, как следствие, скорость роста на различных этапах роста непостоянна. График зависимости скорости роста от времени представлен на рис. 1.

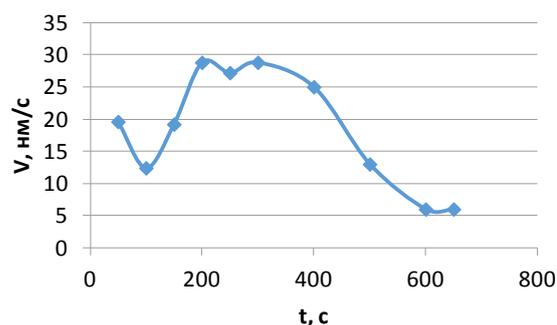


Рис. 1. Зависимость скорости роста НП от времени

Можно предположить, что большая скорость роста на первом участке объясняется насыщенностью электролита вблизи рабочей зоны. Далее происходит резкое обеднение электролита вблизи рабочей зоны. Последующее линейное увеличение скорости роста (100–200 с) связано с ростом диффузионного слоя до выхода его на поверхность матрицы. На следующем этапе образуется общий диффузионный слой, который охватывает все поры, и скорость роста стабилизируется. Ее значение остается постоянным вплоть до образования локальных переростов. При продолжении процесса осаждение преимущественно идет на этих участках: в результате скорость роста НП в порах матрицы снижается.

С помощью найденных зависимостей о характере заполнения пор были получены образцы металлполимерных композитов для исследования их электрических свойств. Стоит отметить, что в этом случае медный слой, который являлся катодом на моменте осаждения металлов в поры матрицы, удалялся, а из-

мерения проводились стандартным четырехконтактным методом со стороны начала роста.

Перед началом работ проводился расчет количества пересечений НП в зависимости от их длины (степени заполнения матрицы). При этом на определенном этапе заполнения пор количество пересечений НП в матрице будет достаточно для создания сплошной цепи. При малом заполнении матрицы будет преобладать последовательное включение НП в цепь. При дальнейшем увеличении длины НП будет увеличиваться количество параллельных включений, что приведет к увеличению проводимости структуры.

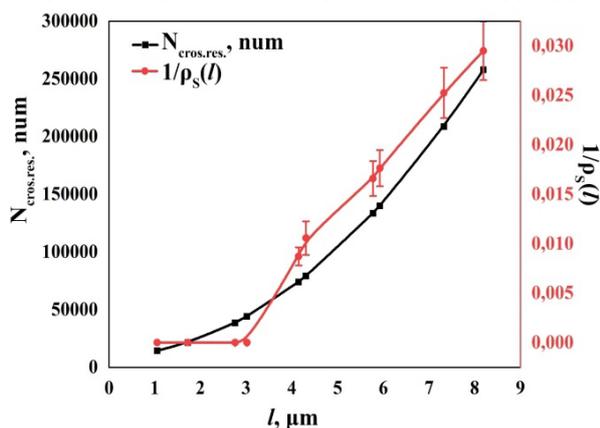


Рис. 2. Сравнение количества пересечений нанопроволок и проводимости металлполимерных композитов

Результаты расчетов количества пересечений нанопроволок и экспериментальные данные о зависимости проводимости металлполимерных композитов от степени заполнения пор представлены на рис. 2.

Из представленных данных видно, что количество пересечений практически совпадает с проводимостью в зависимости от длины нанопроволок, что подтверждает выдвинутую теорию.

### Заключение

Исследована кинетика роста нанопроволок из сплава FeNi. Определены основные этапы роста; показано, что скорость роста на различных этапах заполнения матрицы меняется нелинейно. Предполагается, что это связано с диффузией ионов металлов в ограниченном объеме поры, приводящей к образованию диффузионного слоя и в конечном итоге — стабилизации скорости роста НП. Рассчитано количество пересечений нанопроволок в зависимости от их длины и степени заполнения матрицы. Результаты расчетов и измерений сопротивления совпадают: при увеличении длины нанопроволок наблюдается снижение сопротивления, что говорит об участии большего числа параллельно включенных нанопроволок в проводящем слое, при увеличении количества пересечений. Обнаружены незначительные отклонения в монотонном увеличении проводимости массива при увеличении длины нанопроволок.

### Финансирование

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП ФНИЦ «Кристаллография и фотоника РАН» при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках выполнения работ по государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН.

# Необычные свойства пика ЭПР ( $g \approx 4.3$ ) в магнитных металл-диэлектрических нанокompозитах с ионами Fe и Co в изолирующей матрице

А. Б. Дровосек<sup>1,\*</sup>, Н. М. Крейнс<sup>1</sup>, Д. А. Зигануров<sup>1,2</sup>, А. В. Ситников<sup>3,4</sup>, С. Н. Николаев<sup>4</sup>, В. В. Рыльков<sup>4,5</sup>

<sup>1</sup> Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН, ул. Косыгина, 2, Москва, 119334

<sup>2</sup> Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000

<sup>3</sup> Воронежский государственный технический университет, Московский пр., 14, Воронеж, 394026

<sup>4</sup> Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», пл. Ак. Курчатова, 1, Москва, 123182

<sup>5</sup> Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Фрязино, Московская обл., 141190

\* drovosekov@kapitza.ras.ru

Пленки металл-диэлектрических наногранулярных композитов  $M_xD_{100-x}$  с различным составом и процентным соотношением металлической и диэлектрической фаз ( $M = Fe, Co, CoFeB$ ;  $D = Al_2O_3, SiO_2, LiNbO_3$ ;  $x \approx 10-60$  ат.%) исследуются методом магнитного резонанса в широком диапазоне частот ( $f = 7-37$  ГГц) и температур ( $T = 4.2-360$  К). Помимо обычного сигнала ферромагнитного резонанса от массива наногранул, экспериментальные спектры пленок содержат дополнительный пик поглощения, который мы связываем с электронным парамагнитным резонансом (ЭПР) ионов Fe и Co, диспергированных в изолирующем пространстве между гранулами. В отличие от традиционного ЭПР ионов Fe и Co в слабо допированных немагнитных матрицах, наблюдаемый пик демонстрирует ряд необычных свойств, которые мы объясняем наличием обменных и магнитодипольных взаимодействий между ионами и гранулами.

Магнитные наночастицы и наногранулярные системы давно являются предметом интенсивных исследований, что обусловлено необычными физическими свойствами этих объектов, а также широкими возможностями практических применений [1].

В настоящей работе методом магнитного резонанса в широком диапазоне частот ( $f = 7-37$  ГГц) и температур ( $T = 4.2-360$  К) исследуются пленки металл-диэлектрических наногранулярных композитов  $M_xD_{100-x}$  с различным составом и процентным соотношением металлической и диэлектрической фаз ( $M = Fe, Co, CoFeB$ ;  $D = Al_2O_3, SiO_2, LiNbO_3$ ;  $x = 10-60$  ат.%). Исследуемые пленки толщиной  $\approx 1-3$  мкм синтезированы на стеклокерамических подложках методом ионно-лучевого распыления составных мишеней. Полученные нанокompозиты представляют собой ансамбль ферромагнитных (ФМ) металлических наногранул, случайным образом расположенных внутри аморфной оксидной матрицы. В то же время большое количество магнитных ионов оказываются диспергированными в матрице в виде изолированных парамагнитных (ПМ) центров [2].

Спектры магнитного резонанса пленок демонстрируют наличие интенсивного пика поглощения, связанного с ферромагнитным резонансом (ФМР) от ансамбля ФМ-гранул. Кроме того, в более слабых полях наблюдается гораздо менее интенсивный дополнительный пик (см. вставку на рис. 1). Частотно-полевая зависимость  $f(H)$  для этого пика линейна в области высоких частот и характеризуется эффективным  $g$ -фактором  $g \approx 4.3$ , типичным для электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) ионов  $Fe^{3+}$  в аморфных твердых телах. В некоторых случаях пик ЭПР ( $g \approx 4.3$ ) проявляется также и для ионов  $Co^{2+}$ . Однако, в отличие от традиционного ЭПР изолированных ионов  $Fe^{3+}$  и  $Co^{2+}$  в слабо допированных матрицах, в нашем случае наблюдаемый пик демонстрирует ряд необычных свойств:

- его интенсивность оказывается примерно одинаковой в поперечной ( $\mathbf{h} \perp \mathbf{H}$ ) и продольной ( $\mathbf{h} \parallel \mathbf{H}$ ) геометрии возбуждения резонанса (рис. 1);

- зависимость  $f(H)$  демонстрирует наличие конечной частоты  $f_0$  в нулевом поле, которая увеличивается с ростом содержания ФМ-фазы (рис. 1);
- положение пика зависит от ориентации магнитного поля относительно плоскости пленки [3];
- с понижением температуры пик смещается в сторону слабых полей и уменьшается по интенсивности, исчезая при  $T < 60$  К [4].

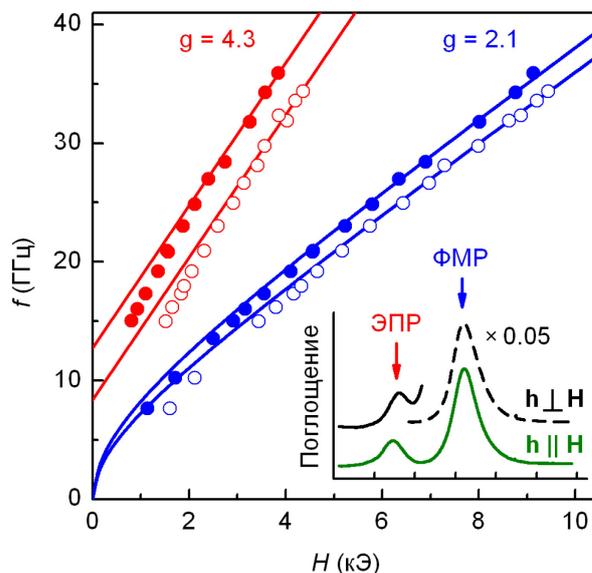


Рис. 1. Частотно-полевые зависимости  $f(H)$  резонансных пиков для пленок  $(CoFeB)_x(Al_2O_3)_{100-x}$  с  $x \approx 41$  ат.%. (○) и  $x \approx 48$  ат.%. (●) в касательном поле при комнатной температуре. Точки — эксперимент, линии — расчет (см. текст). На вставке — спектры поглощения для пленки с  $x \approx 41$  ат.% на частоте  $f \approx 25$  ГГц в поперечной ( $\mathbf{h} \perp \mathbf{H}$ ) и продольной ( $\mathbf{h} \parallel \mathbf{H}$ ) геометрии возбуждения резонанса.

Заметим, что в области высоких частот поведение пика ФМР описывается обычными формулами Киттеля. Для случаев касательной и нормальной ориентации магнитного поля относительно плоскости пленки соответствующие зависимости  $f_{FMR}(H)$ :

$$f_{\text{FMR}\parallel}(H) = \gamma_{\text{FMR}} [H(H + 4\pi M)]^{1/2},$$

$$f_{\text{FMR}\perp}(H) = \gamma_{\text{FMR}} (H - 4\pi M),$$

где гиромагнитное отношение  $\gamma_{\text{FMR}}$  приблизительно соответствует  $g$ - фактору  $g \approx 2.1$ , а эффективное поле размагничивания  $4\pi M$  зависит от состава пленки и концентрации ФМ-фазы. При этом оказывается, что поведение пика ЭПР ( $g \approx 4.3$ ) для рассматриваемых ориентаций поля описывается формулами:

$$f_{\text{EPR}\parallel}(H) = \gamma_{\text{EPR}} (H + \Delta H),$$

$$f_{\text{EPR}\perp}(H) = \gamma_{\text{EPR}} (H + \Delta H - 4\pi M).$$

Зависимость положения пика ЭПР от направления магнитного поля, очевидно, связана с полем размагничивания  $4\pi M$ , которое возникает внутри пленки при ее нормальном намагничивании. Дополнительный сдвиг поля ЭПР  $\Delta H$  имеет изотропный характер и приводит к возникновению конечной частоты резонанса в нулевом поле  $f_0 = \gamma_{\text{EPR}} \Delta H$ . Этот сдвиг можно объяснить наличием некоторого дополнительного эффективного поля обменной или магнитодипольной природы, действующего на ПМ ионы со стороны массива ФМ-гранул [3, 4].

Как выяснилось, величины  $4\pi M$  и  $\Delta H$ , определенные по положению пиков ФМР и ЭПР, проявляют взаимную корреляцию. Независимо от состава исследуемых пленок и температуры проведения эксперимента, между этими параметрами выполняется приближенное соотношение  $\Delta H \approx 4\pi M / 3$  (рис. 2). Таким образом, величина  $\Delta H$  соответствует размагничивающему полю сферы. В этой связи можно предположить, что наблюдаемый сдвиг пика ЭПР  $\Delta H$  главным образом обусловлен так называемым «полем Лоренца» [5], создаваемым ансамблем ФМ-гранул в местах локализации ПМ-центров.

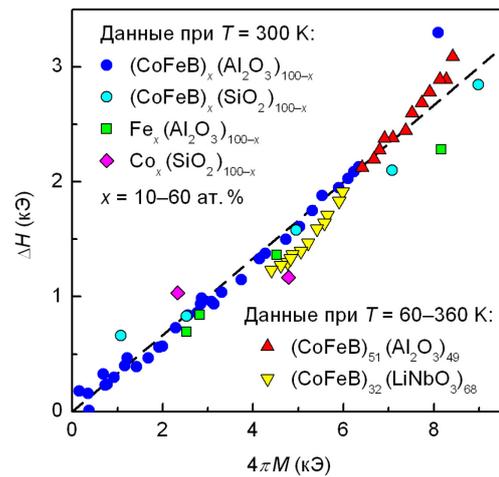


Рис. 2. Диаграмма  $\Delta H - 4\pi M$  для всех исследованных нанокомпозитных пленок. Точки — эксперимент, пунктир — линейная зависимость  $\Delta H = 4\pi M / 3$

### Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания при поддержке РНФ (проект № 22–29–00392).

### Литература

1. S. Bedanta, A. Barman, W. Kleemann *et al.* // *Journal of Nanomaterials*, **2013**, 952540 (2013).
2. V. V. Rylkov, A. V. Sitnikov, S. N. Nikolaev *et al.* // *J. Magn. Magn. Mater.* **459**, 197 (2018).
3. А. Б. Дровосеков, Н. М. Крейнес, О. А. Ковалев и др. // *ЖЭТФ*, **161**, 853 (2022).
4. А. Б. Дровосеков, Н. М. Крейнес, О. А. Ковалев и др. // *ЖЭТФ*, **162**, 426 (2022).
5. J. L. Dormann, D. Fiorani, E. Tronc // *Adv. Chem. Phys.*, **98**, 283 (1997).

# Исследование структурных превращений и магнитных свойств в тонких пленках Sn/Co/MgO(001) при вакуумном отжиге

Л. А. Еремин<sup>1,\*</sup>, А. А. Мацинин<sup>2,3</sup>, Л. Е. Быкова<sup>2</sup>, С. В. Комогорцев<sup>1,2,3</sup>, В. С. Жигалов<sup>2</sup>, Ю. Ю. Балашов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Сибирский федеральный университет, пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041

<sup>2</sup> Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036

<sup>3</sup> Сибирский государственный университет науки и технологий им. М. Ф. Решетнева, пр. имени газеты «Красноярский рабочий», 31, Красноярск, 662850

\*leonidereminw@gmail.com, matsyninaa@gmail.com

Данная работа посвящена исследованию твердофазных фазовых превращений и изменению магнитных свойств тонкопленочной системы Sn/Co в результате термической обработки. Основными методами исследования являлись порошковая рентгеновская дифрактография и измерения на крутильном магнитометре. В ходе экспериментов были определены фазовая последовательность и температуры инициирования реакции.

## Введение

В связи с развитием электронных устройств возникла потребность в новых, высокоэффективных материалах для электродов в литий-ионных батареях, в электрохимических системах хранения энергии интерметаллических соединений на основе Co, Ni и Sn [1]. Co и Co-сплавы с оловом рассматриваются и исследуются на предмет их применимости в качестве бессвинцовых припоев и материалов для металлизации при использовании во многих электронных устройствах [2]. Более того, сплавы Co-Sn представляют интерес как материалы для покрытий разного рода, обладающие высокой адгезионной способностью, устойчивостью к коррозии и износу, а также решающие проблему токсичности Cr [3]. Перспективными приложениями для высоких технологий является использование систем Sn-Co с добавлением легкоплавких металлов (Zn, Se, Bi и In), в виде металлических стекол в относительно широком диапазоне составов (25–87 ат.% Sn), в которых обнаруживаются новые оптоэлектронные и полупроводниковые свойства [1].

Однако для эффективного применения интерметаллидов Sn-Co необходимо тщательное исследование твердофазных реакций, продуктов фазовых превращений. Также важно исследовать взаимодействия припоев на основе Sn с поверхностью на основе Co и на интерфейсе слоев Co/Sn [4].

## Методика эксперимента

Образцы для данной работы были получены с использованием химических межслойных реакций. Начальный этап заключался в получении слоя Co методом испарения электронной бомбардировкой в вакууме порядка  $10^{-6}$  мм рт. ст. при  $T_{\text{подл}} \sim 300$  °C, при которой происходил эпитаксиальный рост пленки кобальта толщиной  $\sim 85$  нм. Следующим этапом являлся выравнивающий отжиг при  $T_{\text{отж}} = 600$  °C в течение 2 часов. Далее был нанесен слой Sn  $\sim 60$  нм методом резистивного испарения из молибденового тигля при  $T_{\text{подл}} \sim 50$  °C. Таким образом были получены двухслойные структуры Co/Sn с атомным отношением Co/Sn = 76/24 без протекания твердофазной реакции между ними.

В двухслойных образцах Co/Sn с атомным соотношением 3/1, осажденных на поверхность подложек из монокристаллического MgO и стекла, были проведены систематические исследования фазовых превращений при термической обработке. Формирование фаз изучалось с помощью рентгеновских измерений при проведении последовательной серии отжигов.

Исследования магнитоанізотропных свойств (первая константа анизотропии –  $K_1$ ) и измерения намагниченности насыщения  $M_S$  [5] были проведены на крутильном магнитометре с максимальным магнитным полем  $\sim 15$  кЭ.

## Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены изменения первой константы анизотропии ( $K_1$ ) на MgO и намагниченности насыщения ( $M_S$ ) на стекле в зависимости от температуры отжига ( $T_{\text{отж}}$ ).

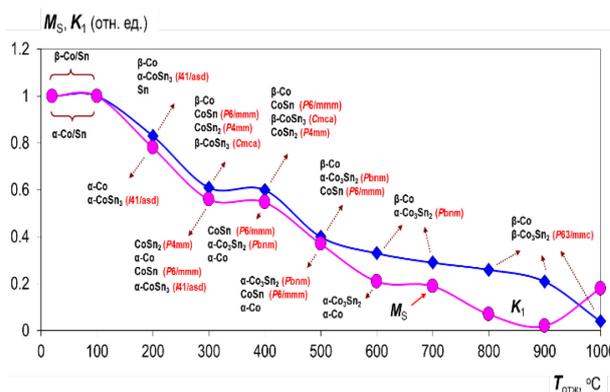
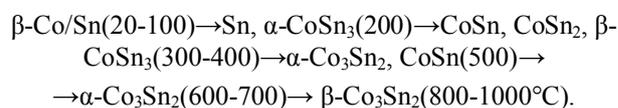


Рис. 1. Константа анизотропии ( $K_1$ ) и намагниченность насыщения ( $M_S$ ) Sn/Co в зависимости от температуры отжига ( $T_{\text{отж}}$ )

В процессе термических отжигов в диапазоне температур 100–1000 °C в двухслойной структуре на монокристаллической подложке MgO(001)-Co(001)/Sn различные фазы формируются в последовательности:



Уменьшение намагниченности и интенсивности пиков рентгеновской дифракции  $\beta$ -Co говорит об уменьшении количества этой фазы по мере увеличения температуры отжига пленки Sn/Co.

Резкое падение магнитных параметров в диапазоне температур от 100 до 300 °C обусловлено последовательным формированием соединений олова с кобальтом. Особенности процесса синтеза фаз в указанном диапазоне температур отжига являются: формирование тетрагональной низкотемпературной фазы  $\alpha$ -CoSn<sub>3</sub> (I41/asd) уже при  $T_{отж} = 300$  °C с полным исчезновением олова на подложке. Переход  $\beta$ -CoSn<sub>3</sub> фазы в высокотемпературную  $\beta$ -CoSn<sub>3</sub> (Cmca) наблюдается при 300 °C. Так же при этой температуре дополнительно формируются фазы CoSn<sub>2</sub> (P4mm) и CoSn (P6/mmm).

Отжиг в диапазоне температур 300–400 °C не изменяет величины магнитных параметров. При этих температурах фаза со структурой P6/mmm формируется из двух модификаций гексагональной фазы CoSn. При  $T_{отж} = 400$  °C не наблюдаются фазы с большим содержанием олова (CoSn<sub>3</sub> и CoSn<sub>2</sub>), однако наблюдаются рефлекс от низкотемпературной орторомбической фазы  $\alpha$ -Co<sub>3</sub>Sn<sub>2</sub>.

Отжиг при более высоких температурах (500 °C и выше) приводит к формированию двух фаз CoSn и  $\alpha$ -Co<sub>3</sub>Sn<sub>2</sub>;

Присутствие остаточного кобальта приводит к не нулевой намагниченности, которая плавно снижается с увеличением температуры отжига. Рост намагниченности насыщения более 20% при  $T_{отж} > 900$  °C связан с частичным испарением Sn при высоких температурах отжига.

## Заключение

В работе были исследованы магнитные свойства тонкопленочной системы MgO(001)–Co(001)/Sn при последовательной термообработке, определена температура инициирования твердофазной реакции  $T_0 = 100$  °C, критические температуры фазообразования и определена фазовая последовательность в данной системе.

Результаты работы показывают, что при воздействии температур идет активное образование интерметаллидов Sn<sub>1-x</sub>Co<sub>x</sub>, что значительно ухудшает магнитные свойства системы, так как основным источником намагниченности является несвязанный кобальт, количество которого уменьшается по мере образования соединений, большинство из которых не обладает магнитными свойствами. При этом самая низкотемпературная фаза CoSn<sub>3</sub> начинает образовываться уже при 100 °C.

## Литература

1. G. P. Vassilev, K. I. Lilova, J. C. Gachon *et al.* // *Intermetallics*, 15, 1156–1162 (2007).
2. L. Magagnin, V. Sirtori, S. Seregini, A. Origo, P. L. Cavallotti : Electroless Co–P for diffusion barrier in Pb-free soldering. // *Electrochim. Acta*, 50, 4621–4625 (2005).
3. S. K. Cho, H. S. Han, C. K. Lee, C. I. Ahn, J. I. Park // *Mater. Sci. Forum*, 439, 57–61 (2003).
4. Chao-hong Wang; Sinn-wen Chen (2008). Sn/Co solid/solid interfacial reactions // *Intermetallics*, 16, 524–530 (2008).
5. S. Chikazumi // *J. Appl. Phys.*, 32, S81 (1961).

# Динамика намагниченности железо-иттриевого граната вблизи точки компенсации при возбуждении терагерцовыми импульсами

А. Г. Завьялов<sup>1,\*</sup> и Е. А. Машкович<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup> Университет Кельна, Институт физики II, Кельн, Германия

\* zavyalovag52@gmail.com

Методом «накачка — зондирование» показано, что интенсивные ТГц-импульсы могут возбуждать прецессию намагниченности в тонкой пленке железо-иттриевого граната ( $Y_{3-z}Bi_z$ )[ $Fe_{2-x}Ga_x$ ][ $Fe_{3-y}Ga_y$ ]O<sub>12</sub> (далее ЖИГ) вблизи точки компенсации. При изменении температуры видно возбуждение двух магнитных мод, частоты которых сходятся в точке компенсации. Теоретический подход, основанный на лагранжевом формализме, дает хорошее соответствие с экспериментальными зависимостями. Исследована роль одноосной магнитной анизотропии в плоскости и из плоскости, а также наклонной орторомбической анизотропии на динамику намагниченности. В том числе определены условия открытия спиновой щели.

## Введение

В сфере устройств хранения информации, основанных на контроле намагниченности в магнетиках, важно характеризовать, а также предсказывать динамику этих процессов. Контроль намагниченности ультракороткими импульсами света в настоящий момент позволяет произвести такой контроль на наименьших временных масштабах и наиболее эффективно [1]. Особый случай — возбуждение около точки компенсации намагниченности в ферримагнетиках, где близость к фазовому переходу существенно меняет динамику [2]. В недавней нашей работе [3] было продемонстрировано возбуждение двух магнитных мод, частоты которых сходятся в точке компенсации. Теме не менее вопрос влияния различных вкладов магнитной анизотропии на динамику намагниченности был изучен упрощенно. В частности, предполагались равные вклады одноосной анизотропии в плоскости и из плоскости, и не учитывалась наклонная орторомбическая анизотропия. В данной работе мы провели детальный численный анализ, изучив, как соотношение между различными вкладами отражается на динамике намагниченности.

## Теоретическое описание

Теоретическое описание динамики намагниченности основано на лагранжевом подходе [4]. Вклад магнитной анизотропии в свободную энергию описывается

$$W = K_{out} \frac{M_z^2}{M_s^2} + K_{in} \frac{M_x^2}{M_s^2} + K_{ort} \frac{M_x M_z}{M_s^2}, \quad (1)$$

где  $K_{out}$  — внеплоскостная,  $K_{in}$  — внутривекторная,  $K_{ort}$  — наклонная орторомбическая константы анизотропий. В результате решения уравнением Эйлера — Лагранжа [4] получается система двух связанных уравнений относительно углов возмущения  $\theta_1 = \theta - \theta_0$  и  $\varphi_1 = \varphi - \varphi_0$ , где вектор Нееля задан  $L = L_0(\sin\theta\cos\varphi, \sin\theta\sin\varphi, \cos\theta)$ :

$$\begin{cases} \ddot{\theta}_1 + \frac{2}{\tau} \dot{\theta}_1 + \omega_1^2 \theta_1 - (\omega_{ex} - \omega_H) \dot{\varphi}_1 + \omega_3^2 \varphi_1 = \gamma \dot{H}_{THz,x} \\ \ddot{\varphi}_1 + \frac{2}{\tau} \dot{\varphi}_1 + \omega_1^2 \varphi_1 - (\omega_{ex} - \omega_H) \dot{\theta}_1 + \omega_3^2 \theta_1 = \gamma \dot{H}_{THz,z} \approx \gamma \delta \dot{H}_{THz,y} \end{cases} \quad (2)$$

где  $\tau$  — время затухания,  $\delta$  — угол рефракции ТГц-излучения на поверхности образца  $\omega_{ex} = \gamma \lambda M_s$ ,  $\omega_H = \gamma H_{ext}$ ,  $\omega_1^2 = \gamma^2 \lambda \left( \frac{\partial^2 W}{\partial \theta^2} \right)_{\theta=\theta_0, \varphi=\varphi_0} = \gamma H_{a1}$ ,  $\omega_2^2 = \gamma^2 \lambda \left( \frac{\partial^2 W}{\partial \varphi^2} \right)_{\theta=\theta_0, \varphi=\varphi_0} = \gamma H_{a2}$ ,  $\omega_3^2 = \gamma^2 \lambda \left( \frac{\partial^2 W}{\partial \varphi \partial \theta} \right)_{\theta=\theta_0, \varphi=\varphi_0} = \gamma H_{a3}$ . Пренебрегая затуханием, можно записать характеристическое уравнение системы (2) в виде

$$\omega_{q-AFM, q-FM}^2 = \frac{1}{2} (\omega_1^2 + \omega_2^2 + (\omega_{ex} - \omega_H)^2) \left( 1 \pm \sqrt{1 - 4 \frac{\omega_1^2 \omega_2^2 - \omega_3^4}{(\omega_1^2 + \omega_2^2 + (\omega_{ex} - \omega_H)^2)^2}} \right). \quad (3)$$

Учет температурной зависимости намагниченности проводился на основе функции Бриллюэна [5].

## Геометрия эксперимента

Геометрия эксперимента представлена на рис. 1. ИК- и ТГц-импульсы были сведены на поверхности кристалла ЖИГа. Варьируя задержку между импульсами, измерялось индуцированное ТГц-импульсами вращение поляризации ИК-импульсов. Наклон магнитного поля и кристалла выбраны для максимизации отклика. Подробности эксперимента см. в [3]. В результате были возбуждены две магнитные моды, частоты мод показаны на рис. 2: квази-ферромагнитная мода ( $q$ -FM) (красные звездочки) и квази-антиферромагнитная мода ( $q$ -AFM) (синие звездочки).

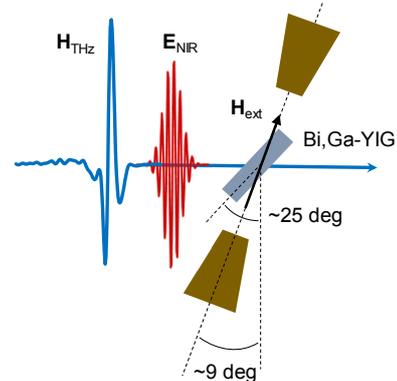


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

## Симуляция динамики

Были исследованы разные режимы возбуждения спиновой динамики в зависимости от соотношения анизотропий  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  и  $\omega_3$  (рис. 2):  $\omega_3 = 0$  и  $\omega_1 = \omega_2$  наблюдается пересечение частот в точке компенсации (черные кривые) (1).  $\omega_3 \neq 0$ ,  $\omega_1 = \omega_2$  или  $\omega_3 = 0$ ,  $\omega_1 \neq \omega_2$  приводит к открытию спиновой щели (красные кривые) (2, 3). Самый общий случай различия всех анизотропий  $\omega_1 \neq \omega_2 \neq \omega_3$  (4).

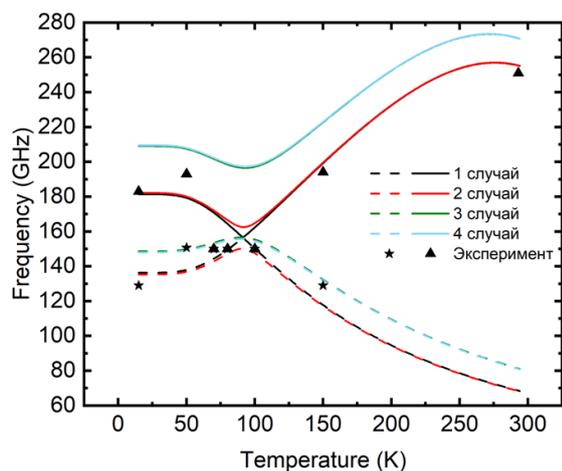


Рис. 2. Моделирование частотной динамики.  $q$ -FM — сплошная линия,  $q$ -AFM — пунктирная линия

## Обсуждение результатов

Показано, что соотношение между анизотропиями сильно влияет на динамику намагниченности около точки компенсации. Присутствие наклонной анизотропии и неравенство одноосных анизотропий приводит к открытию спиновой щели в районе точки компенсации.

## Финансирование

Работа проводилась при поддержке Минобрнауки РФ (FSWR-2021-011).

## Литература

1. A. V. Kimel, M. Li, Writing magnetic memory with ultrashort light pulses // *Nat Rev Mater*, 4, 189–200 (2019).
2. D. M. Krichevsky, N. A. Gusev, D. O. et al. Ultrafast spin dynamics near magnetization compensation point in the noncollinear state of rare-earth garnets // Cornell University, arXiv:2212.00085 (2022).
3. A. E. Mashkovich, A. Kirill Grishunin et al. // *Phys. Rev. B*, 106, 184425 (2022).
4. M. D. Davydova, K. A. Zvezdin, A. V. Kimel, & A. K. Zvezdin. *Journal of physics // Condensed matter: an Institute of Physics journal*, 32(1), 01LT01. (2020).
5. P. Hansen, P. Röschmann, and W. Tolksdorf // *Journal of Applied Physics*, 45, 2728–2732 (1974).

# Гетерогенные нанопроволоки для генерации и детектирования электромагнитного излучения

Д. Л. Загорский<sup>1,\*</sup>, И. М. Долуденко<sup>1</sup>, С. Г. Чигарев<sup>2</sup>, Л. А. Фомин<sup>3</sup>, В. Г. Криштоп<sup>3</sup>, Д. Р. Хайретдинова<sup>1,4</sup>, Е. А. Вилков<sup>2</sup>, А. Э. Муслимов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Москва, Ленинский пр., 59

<sup>2</sup> ФИРЭ РАН, Фрязино, пл. Введенского, 1

<sup>3</sup> ИПТМ РАН, Черноголовка, ул. Ак. Осипьяна, 6

<sup>4</sup> МИСиС, Москва, Ленинский пр., 4

\* dzagorskiy@gmail.com

Продолжены работы по получению массива нанопроволок, состоящего из чередующихся слоев различных магнитных материалов. Изучены возможности и особенности генерации ТГц-излучения при пропускании через такой массив тока. Исследован характер нарастания сигнала во времени, изменение интенсивности сигнала в зависимости от ориентации. Рассмотрены особенности «полоскового» излучателя. Рассмотрены особенности генерации, связанные с конкуренцией «теплого» и «динамического» излучений, а также возможности детектирования ТГц-сигнала на предлагаемых структурах из слоев нанопроволок.

## Введение

В работе развивается предложенный ранее метод получения массива нанопроволок, каждая из которых состоит из нескольких частей из различных металлов группы железа (или их сплавов). Было показано, что пропускание тока через такую структуру может приводить к генерации электромагнитного излучения, возникающего за счет спин-флип переходов при протекании тока через границу между материалами с различными магнитными свойствами. Частоты последнего т. н. динамического излучения — приходятся на терагерцовый диапазон.

## Результаты

В работе различные типы эмиттеров были получены путем гальванического осаждения металлов (или сплавов) в поры трековых мембран; чередование составов достигалось сменой электролитов (так называемый двухванновый метод). Показано, что использование однованнового метода (рост различных слоев в массиве НП проводится в последовательно сменяемых электролитах) в данном случае менее удобен и эффективен; это связано с малым количеством чередующихся слоев. Использовались электролиты на основе сернокислых солей соответствующих металлов, также применялись добавки для смачивания, поддержания pH и предотвращения окисления двухвалентного железа. При синтезе особое внимание было уделено регулированию интерфейса-границы между двумя слоями разного состав.

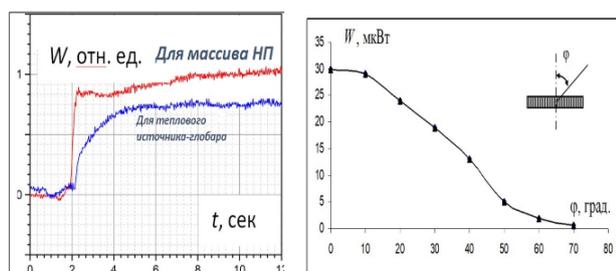


Рис. 1. Зависимость интенсивности нарастания сигнала излучения от времени (а) (красная линия — «динамическое» излучение) и угловая зависимость интенсивности излучения (на врезке — схема измерений) (б)

На первом этапе исследования использовались образцы, в которых ростовая матрица (полимерная пленка) с массивом НП, целиком заполняющим поры, покрывалась сплошными контактными поверхностями с двух сторон. Для этих образцов была исследована интенсивность и спектр возникающего излучения (на ячейке Голея и на спектр-фотометре Bruker Vertex 80). Определен характер нарастания интенсивности излучения (рис. 1, а), также изучена угловая зависимость интенсивности излучения (рис. 1, б).

Анализ приведенных результатов позволяет сделать некоторые выводы:

- Резкий фронт нарастания интенсивности свидетельствует о нетепловой природе излучения.
- Плавный характер изменения интенсивности при изменении угла детектирования определяет возможность использования новой конструкции излучателя (на основе массива нанопроволок): создание контактной поверхности в виде тонких проводящих полосок, чередующихся с промежутками.

Такая схема образца-излучателя позволяет решить проблему вывода возникающего электромагнитного излучения. Отметим, что в последующих экспериментах нужно решать две задачи: подвод тока и вывод излучения. При сплошном контакте на поверхности совместить эти задачи крайне трудно. Нанесение на поверхность множества тонких проводящих полосок, чередующихся с «прозрачными» участками, является решением данной проблемы. Схема излучателя «на полосках» приведена на рис. 2, там же приводится увеличенная фотография такого излучателя после удаления полимера.

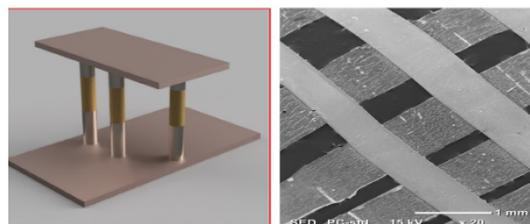


Рис. 2. Схематическое изображение излучателя «на полосках» (между полосками — слои НП) (а) и фотография такого излучателя после удаления полимера: полосы на противоположных сторонах наносятся взаимно перпендикулярно (б)

На следующем этапе на основании ранее изученной зависимости электросопротивления образцов от их геометрических параметров предложена геометрия расположения проводящих полосок и способа подключения контактов к ним.

Для образцов с различными парами магнитных материалов (комбинации металлов группы железа или их сплавов), а также в зависимости от качества интерфейса проведено сравнение интенсивности генерируемого сигнала. Для случаев одновременной генерации теплового и динамического сигналов обнаружено два эффекта: пороговый характер возникновения динамического сигнала и «конкуренция» между этими сигналами. Последняя приводила к уменьшению интенсивности теплового сигнала при возникновении сигнала динамического. Это может

быть связано с тем, что наблюдаемые переходы не прямые и при них может происходить поглощение теплового фонона.

Предложены различные схемы образцов для исследования «обратного» процесса — поглощение терагерцового излучения массивом гетероструктурных нанопроволок. Предполагается, что это позволит использовать данные структуры для детектирования ТГц-сигнала.

### **Финансирование**

*Часть работы выполнена в рамках госзадания ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН и госзадания ИПТМ РАН и ФИРЭ РАН. Рост ИП проводился при поддержке гранта РФФ № 22-22-0983.*

# Особенности получения методом матричного синтеза, микроскопия и ядерно-резонансные исследования нанопроволок из железа

Д. Л. Загорский<sup>1,\*</sup>, И. М. Долуденко<sup>1</sup>, К. В. Фролов<sup>1</sup>, И. В. Перунов<sup>1</sup>, А. А. Гиппиус<sup>2,3</sup>, С. В. Журенко<sup>2</sup>, А. В. Ткачев<sup>2</sup>, М. А. Чуев<sup>4</sup>, В. М. Каневский<sup>1</sup>, Н. К. Чумаков<sup>5</sup>, И. В. Калачикова<sup>1,6</sup>

<sup>1</sup> ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Москва, Ленинский пр., 59

<sup>2</sup> Физический институт им. Лебедева РАН, Москва, Ленинский пр.

<sup>3</sup> МГУ им. М. В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Ленинские горы

<sup>4</sup> Физико-технологический институт РАН, Москва

<sup>5</sup> Курчатовский институт, Москва

<sup>6</sup> Высшая школа экономики, Москва

\* dzagorskiy@gmail.com

Изучены особенности получения методом матричного синтеза нанопроволок (НП) из чистого железа. Получены гальванические зависимости роста НП в различных условиях. Метод СЭМ позволил выявить отличия при получении НП с электродом сравнения. Метод ЯМР показал заметное различие массива НП от объемного железа. Методом мессбауэровской спектроскопии и магнитометрии показано влияние потенциала роста на разориентацию вектора намагниченности (увеличивается с ростом потенциала). Методом магнитометрии также определена величина коэрцитивной силы, величина которой значительно уменьшается с увеличением потенциала.

## Введение

Интерес к наноматериалам различных типов постоянно возрастает. Большое внимание привлекают одномерные структуры нанопроволоки (НП). В настоящее время получены и исследованы самые разные типы НП, в том числе и достаточно сложные по составу или форме: из сплавов, слоевые, полые, профилированные. Вместе с тем сохраняется интерес и к простейшим типам нанопроволок — гомогенным, из одного металла. Изучение таких НП важно, т.к. сегменты из чистого металла часто являются составными частями композиционных НП; «монометаллические» НП могут являться «заготовкой» для получения более сложных структур. В частности, представляет интерес возможность управления магнитными свойствами НП путем изменения их геометрии или условий получения.

В настоящей работе изучены особенности роста НП из железа в матрицах (трековых мембранах) с порами различных диаметров (от 30 до 600 нм) в различных условиях (различные электролиты и различное ростовое напряжение). По потенциостатическим кривым исследовалась кинетика роста; рассмотрены способы увеличения гомогенности. Проведено изучение влияния третьего электрода. Рассмотрены особенности получения именно железных НП: необходимость применения аскорбиновой кислоты для предотвращения окисления двухвалентного железа в трехвалентное, быстрое окисление НП после их выделения из ростовой матрицы.

## Полученные результаты

### Микроскопия

Методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) с элементным анализом показано влияние ростового напряжения на скорость роста, изучено влияние добавок. Исследована топография получаемых НП, пример полученного СЭМ-изображения приведен на рис. 1.

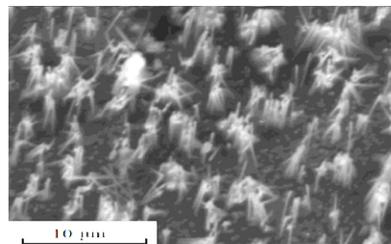


Рис. 1. СЭМ-изображение массива НП из железа после отделения ростовой полимерной матрицы

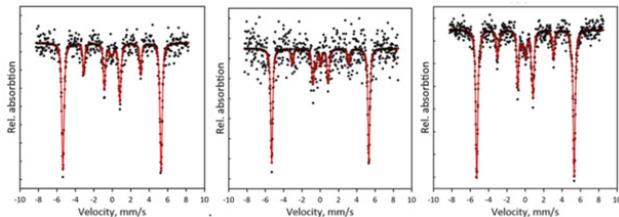
Показано, что рост по «трехэлектродной» схеме увеличивает однородность НП по длине в массиве. Выявлена эффективность механических воздействий (перемешивания) на характер протекания процесса электроосаждения. В результате были подобраны оптимальные режимы роста, с использованием которых были получены НП для изучения магниторезонансными методами.

Массивы НП достаточной массы в виде склеенных стопок были исследованы методом ЯМР-спектроскопии на ядрах  $^{57}\text{Fe}$  в нулевом магнитном поле (ZF-NMR) при  $T = 4.2$  К. Изучены зависимости ширины и положения центра масс спектра, а также скорости ядерной спин-спиновой  $1/T_2$  и спин-решеточной  $1/T_1$  релаксации от диаметра НП. Проведено сравнение полученных результатов со спектром и релаксационными характеристиками объемного  $\alpha$ -железа. В частности, установлено, что ZF-NMR спектры  $^{57}\text{Fe}$  всех исследованных НП железа в диапазоне диаметров 30–600 нм имеют ширину, более чем на порядок превышающую ширину линии ZF-NMR  $^{57}\text{Fe}$  объемного  $\alpha$ -железа, что свидетельствует о широком распределении внутренних локальных полей на атомах железа в НП.

### Мессбауэровская спектроскопия

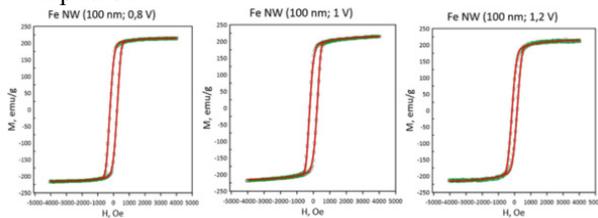
Методом мессбауэровской спектроскопии были изучены три типа образцов НП из чистого железа, выращенные стандартным методом в матрице с по-

рами диаметром 100 нм, строго перпендикулярными поверхности. Ростовое напряжение менялось и составляло 0,8 В, 1 В и 1,2 В. Мессбауэровские спектры поглощения на ядрах Fe-57 получены при комнатной температуре на стандартном спектрометре MS-1104Em в режиме постоянных ускорений с источником гамма-квантов <sup>57</sup>Co(Rh) и представляли собой секстеты. Полученные спектры приведены на рис. 2.



**Рис. 2.** Мессбауэровские спектры железных НП, выращенных при потенциалах 0,8 В (слева), 1 В (в центре) и 1,2 В (справа)

Рассчитанные по данным спектров параметры (ориентация вектора намагниченности относительно оси нанопроволоки) приведены в табл. 1. Магнитные измерения образцов проводились на вибрационном магнитометре LakeShore 7407 с частотой 82 Гц, при комнатной температуре. Магнитное поле изменялось в пределах от 5 кЭ до -5 кЭ. Получены кривые намагничивания всех образцов, которые представлены на рис. 3.



**Рис. 3.** Кривые гистерезиса для НП, осажденных при потенциалах 0,8 В, 1 В и 1,2 В

Результаты обрабатывались согласно обобщенной модели Стонера — Вольфарта. Полученные результаты магнитометрии также приведены в табл. 1.

*Таблица 1.* Параметры кривых намагничивания ( $M_0$  — намагниченность насыщения,  $D$  — средний диаметр домена,  $\Theta_{\text{magn}}$  и  $\Theta_{\text{mossb}}$  — соответственно угол раствора конуса, где распределены магнитные моменты, посчитанные с помощью магнитных и мессбауэровских данных соответственно.  $H_c$  — коэрцитивная сила)

Образец	$M_0$ , emu/g	$D$ , nm	$\Theta_{\text{magn}}$ , grad.	$\Theta_{\text{mossb}}$ , grad.	$H_c$ , Э
Fe 0,8	217.9	7.9	36.1	38.0	450
Fe 1 В	218.1	7.9	45.1	48.5	435
Fe 1,2	218.8	7.6	47.9	42.3	330

Анализ результатов показывает, что при увеличении потенциала осаждения при синтезе нанопроволок увеличивается угол разброса (разориентировки) магнитных моментов доменов. Полученные данные мессбауэровской спектроскопии и Магнитометрии хорошо коррелируют. Также при увеличении потенциала осаждения уменьшается коэрцитивная сила. Намагниченность насыщения, а также размеры магнитных доменов, из которых состоит нанопроволока, меняются незначительно.

Показано, что прием изменения ростового потенциала можно использовать для управления магнитными параметрами.

### Финансирование

Часть работы (рост НП, микроскопия) выполнена при поддержке гранта РФФ 22-22-00983. Мессбауэровские исследования выполнены в рамках Государственного задания ФИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН.

# Влияние толщины пленок $\text{Co}_{0.35}\text{Pt}_{0.65}$ на их магнитные свойства

А. В. Здорвейцев<sup>1</sup>, М. В. Дорохин<sup>1</sup>, П. Б. Демина<sup>1</sup>, Д. А. Здорвейцев<sup>1,2,\*</sup>,  
О. В. Вихрова<sup>1</sup>, М. П. Темиряева<sup>3</sup>, А. Г. Темиряев<sup>3</sup>

<sup>1</sup> НИФТИ ННГУ, пр. Гагарина, 23/3, Н. Новгород, 603950

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

<sup>3</sup> Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, пл. Введенского 1, Фрязино, 141190

\* daniel.zdorov@gmail.com

Исследована зависимость микромагнитной структуры, магнитных и магнитооптических свойств пленок  $\text{Co}_{0.35}\text{Pt}_{0.65}$  от их толщины. Обнаружено, что с уменьшением толщины пленок от 14 до 2 нм наблюдается уменьшение коэрцитивного поля от 800 до 30 Э. При этом величина фарадеевского угла вращения в поле насыщения снижается в 7 раз. Такие эффекты связываются с изменением доменной структуры получаемых пленок при варьировании толщины.

Пленочные многослойные структуры и сплавы вида ферромагнетик/тяжелый металл (CoPt, CoPd, FePt, FePd), обладающие специфическими особенностями магнитной анизотропии, вызывают повышенный интерес. Он связан с возможностью практического применения данных пленок для конструирования приборов спинтроники, например, в качестве инжектора спин-поляризованных носителей заряда в активную область светоизлучающего диода [1]. Известно, что пленки CoPt обладают сильным магнитооптическим эффектом Фарадея ( $\sim 10^5$  град/см). Это было использовано ранее при разработке детектора циркулярно-поляризованного излучения [2]. С другой стороны, вклад магнитооптического эффекта приводит к значительному искажению поляризации проходящего излучения, поэтому затрудняет применение пленок CoPt в некоторых приборах, например в детекторах спина электронов [3]. Снижение вклада магнитооптического эффекта возможно при уменьшении толщины пленки, но при этом важно сохранить необходимые магнитные свойства. В данной работе была исследована зависимость микромагнитной структуры, магнитных и магнитооптических свойств пленок  $\text{Co}_{0.35}\text{Pt}_{0.65}$  [4] от их толщины.

Образцы были сформированы методом послойного осаждения атомов Co (0.2 нм) и Pt (0.5 нм), распыляемых в вакуумной камере методом электронно-лучевого испарения, на подложках i-GaAs (100). Состав пленок при таком соотношении толщин был  $\text{Co}_{0.35}\text{Pt}_{0.65}$  [4]. Общая толщина пленки задавалась количеством осажденных бислоев Co-Pt, которое варьировалось в диапазоне 1–25 бислоев. Для предотвращения диффузии кобальта вглубь GaAs перед ростом пленки  $\text{Co}_{0.35}\text{Pt}_{0.65}$  наносился тонкий (1 нм) слой  $\text{Al}_2\text{O}_3$  в качестве диффузного барьера [5]. В работе исследовались магнитные свойства полученных пленок методом измерения сопротивления Холла, пропорционального перпендикулярной намагниченности [6]; магнитооптический эффект Фарадея; микромагнитная структура методом магнитно-силовой микроскопии (МСМ).

На рис. 1 показаны магнитополевые зависимости сопротивления Холла ( $R_H$ ) пленок  $\text{Co}_{0.35}\text{Pt}_{0.65}$  различной толщины. Для пленок «средней» толщины, с количеством бислоев от 5 до 15, характерна зависимость с выраженной прямоугольной петлей гистерезиса. Отметим, что величина  $R_H$  в нулевом поле совпадает с сопротивлением насыщения, а коэрцитивное

поле увеличивается от 100 до 850 Э при увеличении количества бислоев от 5 до 25. У «толстых» пленок (20 и более бислоев) на зависимости наблюдается сужение гистерезиса вблизи нулевого поля («осиная талия»). Для «тонких» пленок, содержащих менее 5 бислоев, зависимость перестает быть прямоугольной.  $R_H$  в нулевых полях уже не равно сопротивлению насыщения, коэрцитивное поле уменьшается до 30 Э. В случае одного бислоя зависимость становится линейной в максимальных, доступных нам магнитных полях (рис. 1, вставка).

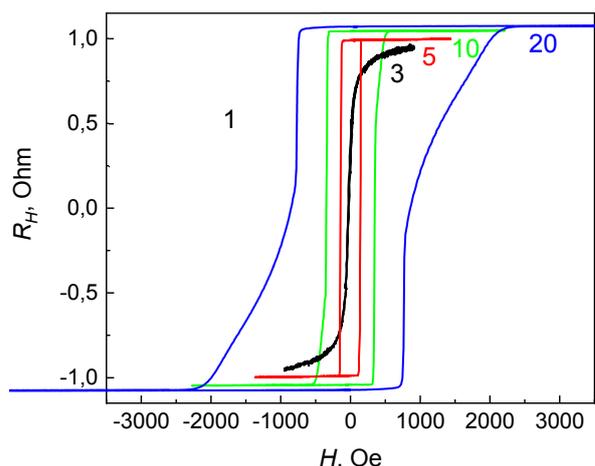


Рис. 1. Магнитополевые зависимости сопротивления Холла ( $R_H$ ) для пленок  $\text{Co}_{0.35}\text{Pt}_{0.65}$  различной толщины. Цифрами на графике показано количество бислоев

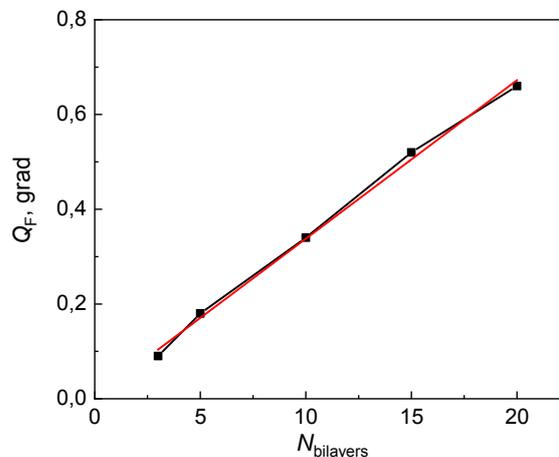


Рис. 2. Зависимость максимального угла Фарадея ( $Q_F$ ) от количества бислоев, содержащихся в пленках  $\text{Co}_{0.35}\text{Pt}_{0.65}$

Исследования магнитооптического эффекта Фарадея показали, что вид магнитопольевых зависимостей угла Фарадея идентичен зависимостям  $R_H(H)$ . Максимальный угол фарадеевского вращения ( $Q_F$ ) линейно зависит от толщины пленки (рис. 2), его величина уменьшается примерно в 7 раз при уменьшении количества бислоев от 20 до 3.

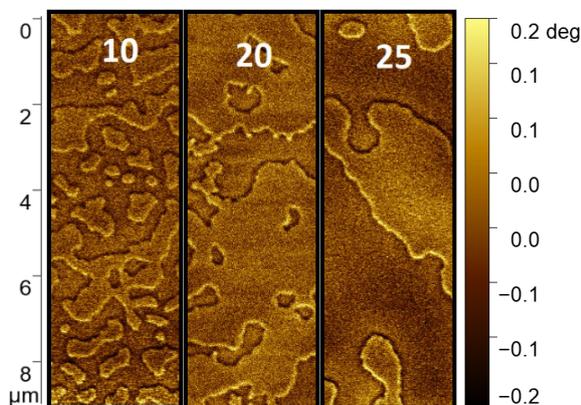


Рис. 3. МСМ-изображения пленок  $\text{Co}_{0.35}\text{Pt}_{0.65}$ , содержащих разное количество бислоев (указано на рисунке)

На рис. 3 показаны МСМ-изображения пленок  $\text{Co}_{0.35}\text{Pt}_{0.65}$  разной толщины в ненамагниченном состоянии. Для пленок, содержащих 5 и менее бислоев, магнитный контраст отсутствует, более толстые пленки имеют лабиринтную доменную структуру. Увеличение толщины пленки приводит к увеличению среднего размера доменов от 1 до 3 мкм. Исследуя перемагничивание таких пленок, было обнаружено возникновение в них 360-градусных доменных стенок или 1D-скирмионов [7]. Причем для пленок «средней» толщины скирмионы зарождаются только на границах изначально существовавших магнитных доменов, а для «толстых» возникают также и внутри доменов, вероятно, в местах локализации дефектов невыясненной природы.

Такое поведение зависимостей  $R_H(H)$  можно объяснить следующим образом. При содержании в пленке более трех бислоев исследованные пленки обладают выраженной перпендикулярной магнитной

анизотропией. С увеличением толщины пленки происходит увеличение коэрцитивного поля, связанное с увеличением среднего размера магнитного домена, видного на МСМ. Появление «осиной талии» для толстых пленок  $\text{Co}_{0.35}\text{Pt}_{0.65}$ , вероятно, связано с появлением в структуре дефектов, тормозящих движение доменных стенок, о появлении таких дефектов косвенно свидетельствуют исследования перемагничивания пленок методом МСМ. Для тонких пленок, содержащих 3 и менее бислоев, появляется составляющая намагниченности, параллельная пленке, и магнитная анизотропия уменьшается, а в случае одного бислоя намагниченность полностью лежит в плоскости пленки. В целом, исследования показали, что пленки  $\text{Co}_{0.35}\text{Pt}_{0.65}$  сохраняют перпендикулярную магнитную анизотропию, даже если они состоят из 3 бислоев. При этом максимальный угол Фарадея удается снизить до  $\approx 0.1^\circ$ .

### Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 21-79-20186).

### Литература

1. А. В. Здоровейщев, М. В. Дорохин, О. В. Вихрова и др. // ФТТ, **58**(11), 2186 (2016).
2. А. В. Кудрин, М. В. Дорохин, А. В. Здоровейщев и др. // ФТТ, **59**(11), 2203 (2017).
3. O. E. Tereshchenko, V. A. Golyashov, V. S. Rusetsky *et al.* // J. Synchrotron Rad., **28**, 864 (2021).
4. И. Л. Калентьева, О. В. Вихрова, Ю. А. Данилов и др. // ФТТ, **64**(9), 1304 (2022).
5. А. И. Бобров, Ю. А. Данилов, М. В. Дорохин и др. // Поверхность, **7**, 57 (2015).
6. Naoto Nagaosa, Jairo Sinova, Shigeki Onoda *et al.* // Rev. Mod. Phys., **82**, 1539 (2010).
7. N. Chowdhury, W. Kleemann, O. Petravic *et al.* // Phys. Rev. B, **98**, 134440 (2018).

# Развитие методов электронной литографии для создания магнитных структур

И. А. Федотов<sup>1,2,\*</sup>, А. А. Илюхина<sup>1,2</sup>, Е. В. Скороходов<sup>1</sup>, И. Ю. Пашенькин<sup>1</sup>,  
Н. С. Гусев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

<sup>2</sup> ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

\* fedotov@ipmras.ru

Обсуждается оптимизация технологических режимов электронно-лучевой нанолитографии для создания планарно-упорядоченных магнитных структур различной конфигурации при помощи негативного резиста серии HSQ. В частности, продемонстрированы TMR-элементы с латеральными размерами 350×150 нм и двумерные массивы сильновзаимодействующих магнитных вихрей. Показано, что использование негативного резиста HSQ позволяет получать магнитные наноструктуры без вспомогательных металлических масок, что приводит к улучшению таких параметров, как профиль и форма изготавливаемых частиц.

## Введение

Экспериментальное наблюдение различных эффектов в магнитных структурах зачастую возможно только при создании объектов с характерными размерами в сотни нанометров. По этой причине уже на стадии проведения исследований необходимо использовать методы нанолитографии для их изготовления [1].

Таким образом, синтез планарно-упорядоченных магнитных структур различной конфигурации осложнен необходимостью решения целого ряда технологических задач. В частности, на этапе создания маскирующих покрытий должна быть решена задача подбора оптимальных параметров литографического процесса.

## Технология создания планарно-упорядоченных магнитных наноструктур

В основе процесса изготовления магнитных наноструктур лежат ставшие уже классическими для планарной технологии такие операции, как напыление, литография, травление и др. Общая схема технологического процесса выглядит следующим образом:

- 1) формирование на подложке рабочих и вспомогательных слоев методом магнетронного распыления;
- 2) нанесение электронного резиста на поверхность структуры и проведение экспонирования по заданному шаблону;
- 3) ионное и (или) плазмохимическое травления структуры в резистивной маске.

Повторение операций напыления, литографии с различными типами резистов и травления в разных последовательностях дает возможность создавать сложные многослойные структуры с заданной топологией.

## Результаты

В рамках работы для создания планарно-упорядоченных магнитных структур различной конфигурации использовался негативный резист серии HSQ. Силсесквиоксан водорода (HSQ) — полимерное кремнийорганическое соединение с общей формулой  $(\text{HSiO}_{3/2})_n$ , применяемое как негативный резист для электронно-лучевой литографии. Воздействие электронного пучка приводит к разрушению связей Si-H и

образованию метастабильных групп Si-OH, которые разрушают кубоподобную структуру и приводят к сети линейных полимеров со стабильными Si-O связями [2]. Такая перестройка химических связей и приводит к устойчивости облученных областей при проявлении. Плюсами резиста HSQ является высокая разрешающая способность и устойчивость к процессам ионного травления.

Данные особенности резиста были очень важны при создании представленных в работе двух типов структур: массива обменно-связанных ферромагнитных дисков из пермаллоя со степенью перекрытия 20 % (рис. 1) и туннельных магниторезистивных контактов с субмикронными латеральными размерами на основе слоев CoFeB/MgO/CoFeB (рис. 2).

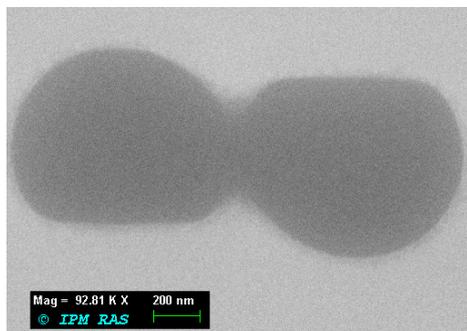


Рис. 1. Снимок резистивной маски одного из элементов массива обменно-связанных ферромагнитных дисков со степенью перекрытия 20%, полученной при использовании негативного резиста HSQ с помощью растрового электронного микроскопа

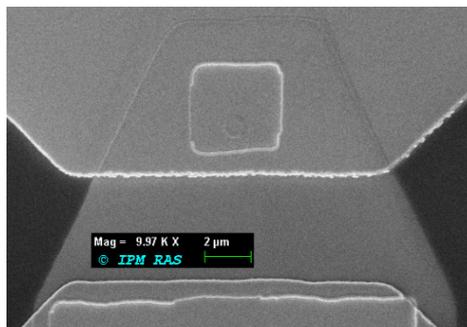
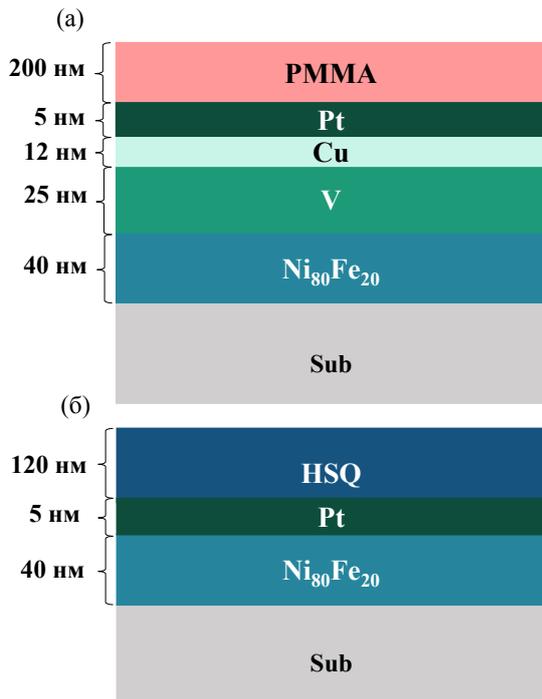


Рис. 2. Снимок поверхности структуры, содержащей TMR-контакт, полученный с помощью растрового электронного микроскопа

Высокая разрешающая способность резиста серии HSQ позволяет создавать резистивные маски сложной формы с малыми латеральными размерами, как показано на рис. 1.



**Рис. 3.** Исходная многослойная структура для формирования массива обменно-связанных ферромагнитных дисков в случае использования резиста PMMA (а) и в случае использования резиста HSQ (б)

Устойчивость резистивной маски из HSQ к процессам ионного травления позволяет получать магнитные наноструктуры без вспомогательных металлических масок (рис. 3). Отсутствие вспомогательных металлических масок позволяет сократить количество технологических операций в процессе изготовления структур, что в свою очередь положительно влияет на профиль и латеральные размеры изготавливаемых объектов.

Таким образом, показано, что использование негативного резиста HSQ позволяет получать магнитные наноструктуры без вспомогательных металлических масок, что приводит к улучшению таких параметров, как профиль и форма изготавливаемых частиц.

### Финансирование

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 21-72-10176. В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» (ИФМ РАН).*

### Литература

1. Дж. Р. Брюэр, Д. С. Гринич, Д. Р. Херриот и др. Электронно-лучевая технология в изготовлении микроэлектронных приборов. М. : Радио и связь, 1984. 336 с.
2. В. Е. Борисенко, А. И. Воробьева, А. Л. Данилюк, Е. А. Уткина. Нанoeлектроника: теория и практика; 2-е изд., перераб. и доп. М. : БИНОМ. Лаборатория знания, 2013. 366 с.

# Гемигексафизазин и гомотрехъядерные комплексы на его основе как перспективные материалы для нанoeлектроники

М. К. Исляйкин<sup>1,2,\*</sup>, Е. Н. Иванов<sup>1,2</sup>, О. И. Койфман<sup>1,2</sup>, Д. В. Конарев<sup>3,\*\*</sup>

<sup>1</sup> Ивановский государственный химико-технологический университет, пр. Шереметевский, д.7, Иваново, 153000

<sup>2</sup> Институт химии растворов им. Г. А. Крестова РАН, ул. Академическая, д. 1, Иваново, 153045

<sup>3</sup> Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии РАН, пр. Ак. Семенова, 1, Черноголовка, Московская область, 142432.

\* islyaikin@isuct.ru, \*\* konarev3@yandex.ru

Впервые проведено восстановление комплексов  $M_3O(Hhp)^+$  ( $M=Ni, Cu$ ) антрацен цеziem в анаэробных условиях. Обнаружено сильное антиферромагнитное взаимодействие между электронами треугольного гомотрехъядерного кластера и макрогетероциклического лиганда.

## Введение

Гемигексафизазины (Hhp) — шестизвенные порфириноиды, включающие три тиadiaзольных и три пирролосодержащих фрагмента, объединенных азамостиками в единую макросистему [1–4].

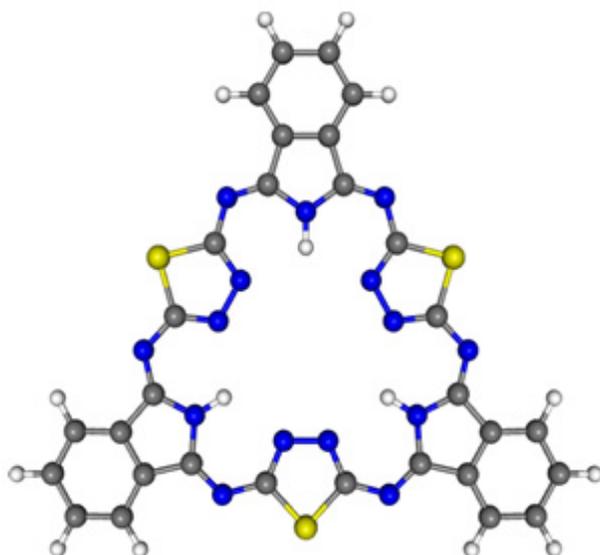


Рис. 1. Модель гемигексафизазина ( $H_3Hhp$ )

Методом сканирующей туннельной микроскопии показано [5], что при нанесении методом вакуумной сублимации  $H_3Hhp$  (рис. 1) формирует протяженные упорядоченные мономолекулярные слои на поверхности  $Au(III)$ , способные к селективному депротонированию, что открывает перспективу дальнейшего изучения его в качестве материала для записи и хранения информации.

$H_3Hhp$  и его замещенные способны координировать три атома переходных металлов, которые формируют треугольный кластер  $M_3O$  в окружении макроциклического лиганда.

Впервые получены восстановленные формы гомо-трехъядерных комплексов  $[(M_3O)Hhp]^+$  ( $M = Ni, Cu$ ) в виде монокристаллических солей {cryptand( $CS^+$ )}<sub>2</sub>{ $Ni^{II}_2Ni^IO(Hhp^{5-})$ }<sup>2-</sup>· $2C_7H_8$  (А) и {cryptand( $CS^+$ )}<sub>2</sub>{ $Cu^{II}_3O(Hhp^{6-})$ }<sup>2-</sup>· $C_7H_8$  (В) соответственно, строение которых установлено методом РСА (рис. 2) [6].

В обоих случаях восстановление сопровождается выравниванием длин связей при экзоциклических атомах азота, что является следствием повышения делокализации электронов в макроциклической системе.

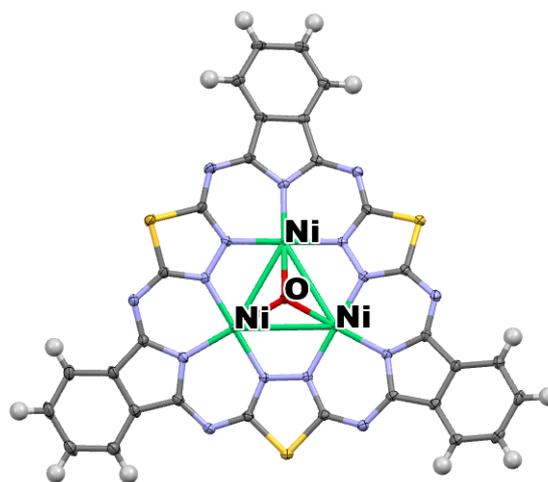


Рис. 2. Структура  $\{Ni^{II}_2Ni^IO(Hhp^{5-})\}^{2-}$  по данным РСА

Для соли никеля (А) обнаружено необычно сильное низкоэнергетическое поглощение в ближней ИК области (1000–2200 нм) с максимумами, расположенными при 1283 и 1980 нм (рис. 3).

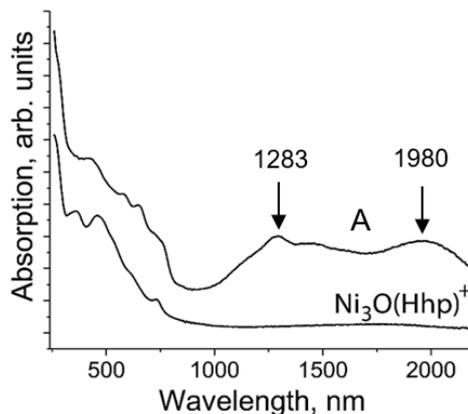
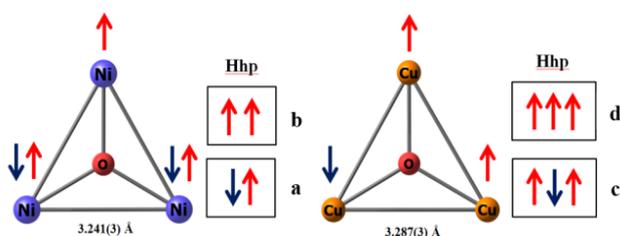


Рис. 3. Электронные спектры поглощения исходного  $\{Ni^{II}_2Ni^IO(Hhp)\}^+$  комплекса и его восстановленной формы А, измеренные для образцов, таблетированных с КВг

На основании изучения магнитных свойств в интервале 1.9–300 К с помощью ЭПР и SQUID техники, а также методов квантовой химии показано, что в результате трехэлектронного восстановления образуются дианион-радикалы  $\{\text{Ni}^{\text{II}}_2\text{Ni}^{\text{I}}\text{O}(\text{Hhp}^{5-})\}^{2-}$  и  $\{\text{Cu}^{\text{II}}_3\text{O}(\text{Hhp}^{6-})\}^{2-}$ , находящиеся в дублетном (a) и триплетном (c) основных состояниях соответственно, и которые могут переходить в квадруплетное (b) и квинтетное (d) состояния [6] (рис. 4). Так, величина энергетического зазора между a и b составляет  $1420 \pm 50$  К при 300 К.



**Рис. 4.** Схема распределения электронных спинов в дианионах:  $\{\text{Ni}^{\text{II}}_2\text{Ni}^{\text{I}}\text{O}(\text{Hhp}^{5-})\}^{2-}$  в дублетном (a) и квадруплетном (b) состояниях;  $\{\text{Cu}_3\text{O}(\text{Hhp})\}^{2-}$  в триплетном (c) и квинтетном (d) состояниях

#### Финансирование

Работа выполнена при частичной поддержке гранта Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (№ 075-15-2021-579).

#### Литература

1. M. K. Islyaikin, E. A. Danilova, L. D. Yagodarova, M. S. Rodríguez-Morgade, T. Torres // *Org. Lett.*, **3** (14), 2153–2156 (2001).
2. A. V. Zakharov, S. A. Shlykov, N. V. Bumbina, E. A. Danilova, A. V. Krasnov, M. K. Islyaikin, G. V. Girichev. // *Chem. Commun.*, **30**, 3573–3575 (2008).
3. Y. A. Zhabanov, A. V. Zakharov, S. A. Shlykov, O. N. Trukhina, E. A. Danilova, O. I. Koifman, M. K. Islyaikin // *J. Porphyr. Phthalocyanines*, **17** (03), 220–228 (2013).
4. O. N. Trukhina, M. S. Rodríguez-Morgade, S. Wolfrum, E. Caballero, N. Snejko, E. A. Danilova, E. Gutiérrez-Puebla, M. K. Islyaikin, D. M. Guldi, T. Torres // *J. Am. Chem. Soc.*, **132** (37), 12991–12999 (2010).
5. B. Cirera, O. Trukhina, J. Björk, G. Bottari, J. Rodriguez-Fernandez, A. Martín-Jiménez, M. K. Islyaikin, R. Otero, J. M. Gallego, R. Miranda, T. Torres, D. Ecija // *J. Am. Chem. Soc.*, **139** (40), 14129–14136 (2017).
6. D. I. Nazarov, M. K. Islyaikin, E. N. Ivanov, O. I. Koifman, M. S. Batov, L. V. Zorina, S. S. Khasanov, A. F. Shestakov, E. I. Yudanov, Y. A. Zhabanov, D. A. Vyalkin, A. Otsuka, H. Yamochi, H. Kitagawa, T. Torres, D. V. Konarev // *Inorg. Chem.*, **60** (13), 9857–9868 (2021).

# Образование скирмионных состояний в тонких ферромагнитных пленках Co/Pd

И. Л. Калентьева<sup>1,\*</sup>, М. В. Дорохин<sup>1</sup>, А. В. Здоровейцев<sup>1</sup>, О. В. Вихрова<sup>1</sup>, Д. А. Здоровейцев<sup>1,2</sup>, Д. А. Татарский<sup>2,3</sup>, Р. В. Горев<sup>3</sup>, А. Н. Орлова<sup>3</sup>

<sup>1</sup> НИФТИ ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603022

<sup>2</sup> Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603022

<sup>3</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087

\* istery@rambler.ru

Выполнен анализ микромагнитной структуры слоев Co/Pd в зависимости от настроечного коэффициента толщины. Установлены условия, при которых в пленках наблюдается формирование цилиндрических магнитных доменов (скирмионов) и магнитных текстур с двойными доменными стенками и нулевым топологическим зарядом (скирмиониумов).

## Введение

Ранее нами было продемонстрировано присутствие в тонких магнитных пленках Co/Pt скирмионов неелевского типа, при этом установлено, что их поверхностная концентрация сильно зависит от настроечного коэффициента толщины бислоя  $t$ :  $[(\text{Co}(0,3 \times t \text{ нм})/\text{Pt}(0,5 \times t \text{ нм}))_{10}]$  [1]. Исследуемая система представляла собой промежуточный случай между перемешанными многослойными пленками и однородно перемешанными сплавами. В данной работе представлены исследования по влиянию технологических параметров на формирование различных топологических состояний в тонких ферромагнитных пленках Co/Pd.

## Методика эксперимента

Исследуемые образцы представляют собой пленки Co/Pd(3/5), для получения которых методом электронно-лучевого испарения при 200 °C на подложках GaAs поочередно наносились слои Pd ( $0,5 \times t \text{ нм}$ ) и Co ( $0,3 \times t \text{ нм}$ ) с десятикратным повтором [2]. Точное значение толщины задавалось настроечным коэффициентом  $t$ , который варьировался от 0,8 до 1,1. Исследовался эффект Холла при комнатной температуре в диапазоне магнитных полей ( $\pm 2,5 \text{ Т}$ ). Для диагностики магнитных свойств предоставленных образцов использовались магнитно-силовая микроскопия (МСМ) и лоренцевая просвечивающая электронная микроскопия (Л-ПЭМ) на микроскопе Carl Zeiss LIBRA 200 MC.

## Результаты и обсуждение

Все исследованные пленки обладают ортогональной магнитной анизотропией. Полученные зависимости холловского сопротивления ( $R_H(H)$ ) содержат петлю гистерезиса, при этом величина  $R_H$  в нулевом поле совпадает с величиной в поле насыщения для всех структур (рис. 1). Кривые близки друг к другу, исключение составляет лишь образец с наибольшей толщиной бислоев  $t = 1,1$ , для которого зарегистрирована особенность вида «осиная талия» — сужение петли вблизи  $H = 0$ .

На лоренцевых изображениях структур с магнитным контрастом при наклоне образцов на 30° относительно нормали наблюдается френелевский контраст, характерный для неелевских скирмионов (рис. 2).

При этом в образце с  $t = 0,8$  обнаружены как скирмионы (цилиндрические магнитные домены), так и скирмиониумы (кольцевые магнитные домены, где антискирмион ( $Q = -1$ ) вложен внутрь скирмиона ( $Q = +1$ )) [3].

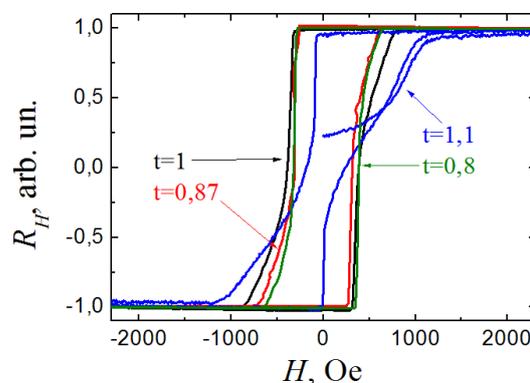


Рис. 1. Магнитопольные зависимости эффекта Холла пленки Co/Pd (3/5) с различным значением  $t$

Для структур со значением  $t = 0,87$  и 1 качественная картина микромагнитной структуры согласуется с данными, полученными ранее для образца с  $t = 0,8$ . В структуре с  $t = 1$  также присутствуют скирмиониумы, но ширина кольцевого домена неразрешима методами ЛПЭМ. При этом можно отметить некоторое повышение поверхностной концентрации наноразмерных магнитных доменов.

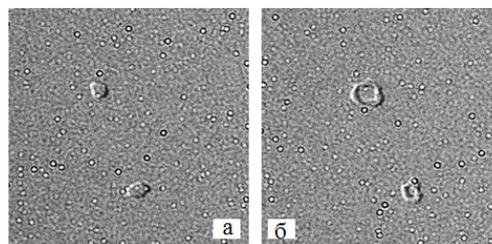
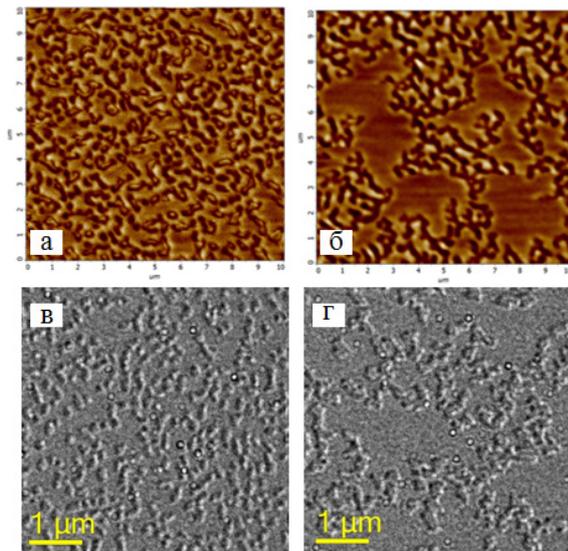


Рис. 2. ЛПЭМ-изображения поверхности структуры с  $t = 0,8$ . На рисунке а) идентифицируется скирмион, на рисунке б) — скирмиониум

Принципиальным образом картина меняется для структуры с максимальным значением настроечного коэффициента толщины  $t = 1,1$ , что хорошо коррелирует с магнитопольными зависимостями  $R_H(H)$ . По данным измерения МСМ, при приложении поля,

начиная с 250 Э, в структуре наблюдаются цилиндрические магнитные домены, намагниченные в противоположном внешнему магнитному полю направлении. Их доля возрастает пропорционально величине внешнего поля. Во внешнем магнитном поле 1000 Э в образце формируется решетка магнитных скирмиониев, при этом концентрация скирмиониев уменьшается при повышении величины поля до 2000 Э (рис. 3, *a* и *б*, соответственно). Аналогичная картина наблюдается и на ЛПЭМ-изображении, показанном на рис. 3, *в*, *г*.



**Рис. 3.** МСМ-изображения поверхности структуры с  $t = 1.1$  после приложения полей: *a* — 1000 Э, *б* — 2000 Э. ЛПЭМ-изображения: *в* соответствует слабому подмагничивающему полю, *г* — более высокому по сравнению с *в*

Стоит отметить, что все наблюдаемые магнитные текстуры имеют небольшой блоховский вклад в наклон доменных стенок, так как демонстрируют слабый контраст при исследовании методом ЛПЭМ, при

ориентации нормали образца, совпадающей с направлением падающего пучка электронов.

Анализ микрографии позволяет оценить средний размер областей когерентного рассеяния (ОКР) в пленках образцов, который можно соотнести с размерами кристаллитов (табл. 1). Установлено, что размер ОКР в исследуемых пленках Co/Pd прямо пропорционален коэффициенту задания толщины  $t$ , а размер скирмионов обратно пропорционален размеру ОКР.

*Таблица 1.* Сравнительные размеры скирмионов и кристаллитов в пленках Co/Pd

$t$	Размер кристаллитов, нм	Размер скирмионов, мкм
0,8	$2,02 \pm 0,11$	0,50
1	$2,84 \pm 0,17$	0,13
1,1	$3,67 \pm 0,22$	0,08

Таким образом, в работе продемонстрировано, что в пленках Co/Pd образование скирмионных состояний и их тип связаны с толщиной бислоев и нанокристаллической структурой пленки.

#### Финансирование

*Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 21-79-20186).*

#### Литература

1. M. V. Dorokhin, A. V. Zdoroveyshchev, M. P. Temiryazeva et al. // *Journal of Alloys and Compounds*, **926**, 166956 (2022).
2. А. В. Здорвейщев, О. В. Вихрова, П. Б. Демина и др. // *ФТТ*, **61**, 1628 (2019).
3. B. Seng, D. Schönke, J. Yeste et al. // *Adv. Funct. Mater.*, **31**, 2102307 (2021).

# Детектор магнитного поля на основе магнитоуправляемого спинового светодиода

М. В. Ведь\*, М. В. Дорохин, А. В. Здоровейцев, П. Б. Демина, Д. А. Здоровейцев, Ю. А. Дудин, В. Е. Котомина, И. Л. Калентьева

Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022

\* mikhail28ved@gmail.com

В работе описан принцип функционирования нового детектора магнитного поля на основе магнитоуправляемого спинового светодиода, в котором интенсивность и степень циркулярной поляризации излучения могут независимо управляться продольным и поперечным магнитными полями соответственно. Устройство представляет собой комбинацию спинового светодиода с ферромагнитным инжектором CoPd и спинового клапана, состоящего из слоев Cr/Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub>/Cu/Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub>. Показано, что в таком устройстве можно получить 100% изменение интенсивности электролюминесценции, тогда как степень циркулярной поляризации составляет 0,4%.

## Введение

Разработка малогабаритного быстродействующего автономного беспроводного детектора (визуализатора) магнитного поля является актуальной задачей, поскольку он может найти широкое применение в различных отраслях науки и техники. В настоящей работе сообщается о создании лабораторной модели прибора, функционирование которого осуществляется за счет совмещения двух базовых элементов спинтроники (магниторезистивного элемента и спинового светодиода), с помощью которых удается независимо детектировать продольную и поперечную компоненты магнитного поля.

## Методика эксперимента

Описываемый в данной работе детектор представляет собой магниторезистивный спиновый светодиод, который является комбинацией излучающей гетероструктуры с квантовой ямой (КЯ) InGaAs/GaAs со спиновым инжектором CoPd и спиновым клапаном, представляющим собой последовательность тонких слоев Cr/Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub>/Cu/Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub>. Полупроводниковая светоизлучающая часть исследуемой структуры формировалась на подложке n-GaAs методом МОС-гидридной эпитаксии в потоке водорода. Ферромагнитный инжектор CoPd и все слои магниторезистивного элемента формировались методом электронно-лучевого испарения в вакууме. На завершающем этапе с помощью фотолитографии и химического травления на поверхности структур формировались контакты специальной формы. Базовый контакт к подложке формировался методом искрового вжигания Sn-фольги. Питание устройства осуществлялось в режиме источника тока. На рис. 1 представлена схема детектора. Для электрической изоляции полупроводниковой структуры вокруг меза-контактов незакрытые контактами части структуры перед нанесением слоев спинового клапана подвергались облучению ионами He<sup>++</sup> [1].

## Результаты и обсуждение

На рис. 2 показана магнитополевая зависимость статического сопротивления (магнитное поле прикладывалось в плоскости структуры). Расчет величины магнитосопротивления проводился по следующей

формуле

$$MR(B) = \frac{R(B) - R(B_{max})}{R(B_{max})} \cdot 100\%$$

где  $R(B)$  — сопротивление в текущем магнитном поле  $B$ ,  $R(B_{max})$  — сопротивление в максимальном используемом магнитном поле (0,2 Тл).

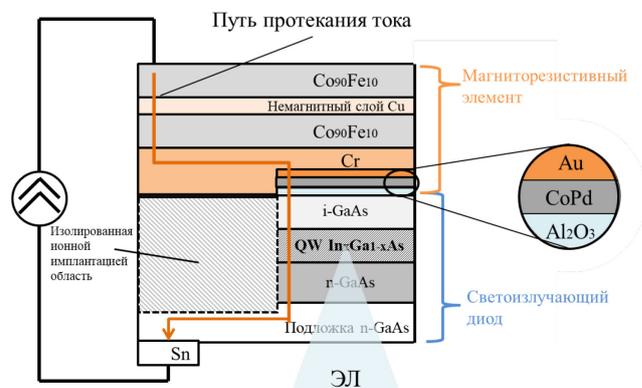


Рис. 1. Схема детектора магнитного поля

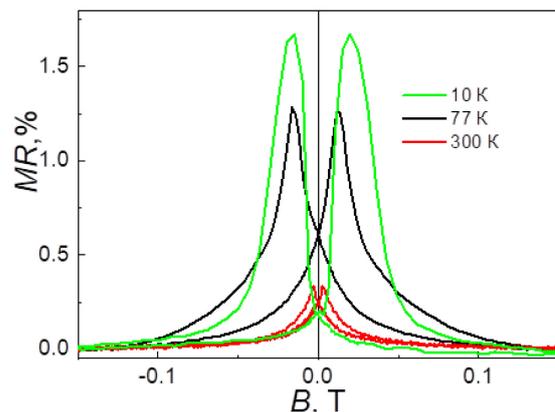


Рис. 2. Магнитополевые зависимости сопротивления для детектора магнитного поля. Температура измерений — 10 К, 77 К и 300 К

Стоит отметить, что кривые магнитосопротивления для детектора магнитного поля аналогичны таковым для отдельного магниторезистивного элемента.

На рис. 3 показана зависимость относительной интенсивности электролюминесценции (ЭЛ) прибора от магнитного поля. Наблюдаемое изменение интен-

сивности ЭЛ связано с изменением сопротивления магниторезистивного контактного слоя.

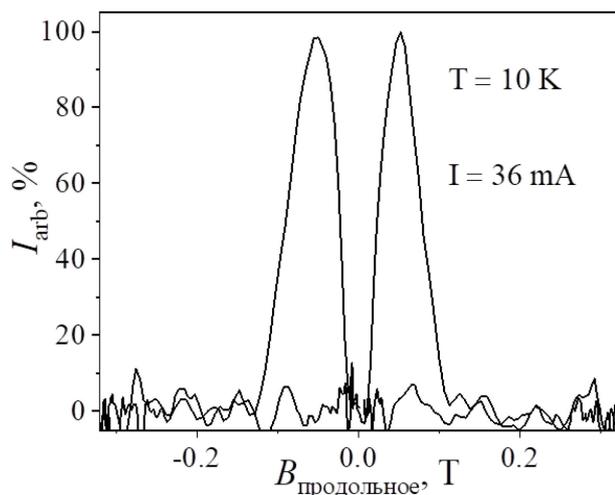


Рис. 3. Магнитооповая зависимость относительной интенсивности излучения для детектора магнитного поля

Следует отметить, что при токе 36 мА структура работает в ключевом режиме: в магнитном поле  $\pm 50$  мТл относительная напряженность принимает максимальные значения; в нулевом магнитном поле, а также в поле выше 100 мТл она равна нулю. Наиболее вероятный механизм увеличения интенсивности ЭЛ такого комбинированного устройства в продольном магнитном поле представлен в [2].

При введении разработанного детектора в поперечное магнитное поле ЭЛ становится частично циркулярно-поляризованной. Степень циркулярной поляризации ЭЛ рассчитывается по формуле:

$$P_{\text{ЭЛ}} = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} \cdot 100\%,$$

где  $I_1$  ( $I_2$ ) — относительные интенсивности ЭЛ для лево-, правополяризованного излучения.

На рис. 4 представлена зависимость степени циркулярной поляризации ЭЛ от магнитного поля.

Максимальное значение  $P_{\text{ЭЛ}}$  составило 0,4%. Линейный наклон в магнитных полях более 0,1 Тл (по

абсолютной величине) предположительно связан с зеемановским расщеплением энергетических уровней в КЯ.

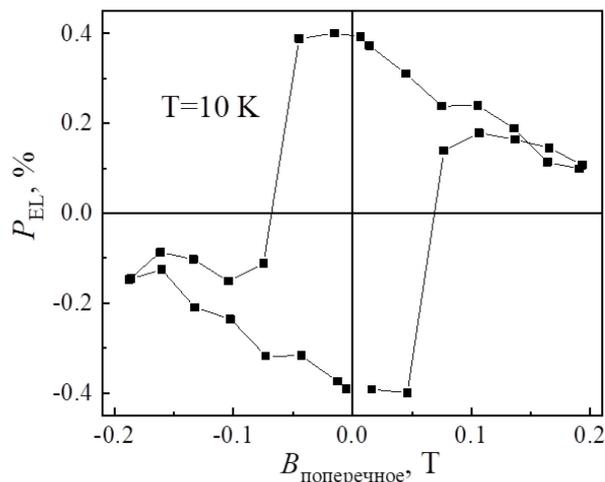


Рис. 4. Магнитооповая зависимость степени циркулярной поляризации для детектора магнитного поля

Таким образом, был изготовлен лабораторный образец детектора магнитного поля, имеющий четыре независимо изменяемых состояния (излучение высокой/низкой интенсивности с правой/левой циркулярной поляризацией), которые соответствуют наличию продольных и поперечных компонент магнитного поля.

#### Финансирование

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 21-79-20186).

#### Литература

1. J. De Souza, I. Danilov, H. Boudinov // Appl. Phys. Lett., **68**(4), 535 (1996).
2. M. Ved, Yu. Danilov, P. Demina *et al.* // Appl. Phys. Lett., **118**, 092402 (2021).

# Терагерцовая эмиссионная спектроскопия спинтронных структур с обменным сдвигом

Е. А. Караштин<sup>1,2,\*</sup>, И. Ю. Пашенькин<sup>1</sup>, F. Khold<sup>3</sup>, Y. Saito<sup>3</sup>, R. V. Mikhaylovskiy<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

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

<sup>3</sup> Department of Physics, Lancaster University, UK

\* eugenk@ipmras.ru

Экспериментально исследована генерация терагерцового излучения, возникающего при облучении фемтосекундными лазерными импульсами структур типа ферромагнетик / антиферромагнетик, в которых петля намагниченности сдвинута за счет обменного взаимодействия слоев. Обнаружено, что интенсивный импульс лазерной накачки может переключать направление оси пиннинга, возникающей из-за обменного сдвига в туннельных магнитных контактах. Этот механизм приводит к сильной нелинейности в терагерцовой генерации в зависимости от мощности импульса накачки. Продемонстрировано, что обнаруженное явление может быть использовано для управления магнитным состоянием туннельных магниторезистивных контактов.

## Введение

В данной работе исследовано терагерцовое излучение от туннельных магнитных контактов (ТМК) — структур, состоящих из двух ферромагнетиков, намагниченность одного из которых запиннигована на антиферромагнетике (АФМ), разделенных туннельно прозрачной диэлектрической прослойкой — и показано, что приложение к ним магнитного поля позволяет управлять излучаемым такими структурами ТГц-импульсом. Намагниченность одного из ферромагнитных (ФМ) слоев (закрепленного слоя) запиннигована на антиферромагнетике (IrMn), а другой является свободным. Это позволяет контролировать относительную намагниченность ФМ. Кроме того, исследуется ТГц-отклик структуры АФМ/ФМ с одним ферромагнитным слоем. Показано, что облучение такой структуры, помещенной в относительно небольшое магнитное поле (10э), импульсом накачки с высокой интенсивностью позволяет управлять направлением оси пиннинга намагниченности ферромагнетика.

## Методика эксперимента

Мы исследовали ТГц излучение структур АФМ/ФМ Ta(10)/IrMn(10)/CoFeB(4)/Ta(5), а также ТМК Ta(10)/IrMn(10)/CoFeB(4)/MgO(1.5)/CoFeB(4)/

НМ, где в качестве НМ использовались слои Pt(10), Ta(10) либо Ta(3)/Pt(10) (порядок слоев указан от стеклянной подложки, толщины в нанометрах). Образцы изготовлены методом магнетронного напыления [1]. Петли гистерезиса образцов получены методом магнитооптического эффекта Керра (МОКЕ). Для генерации ТГц-сигнала они облучаются импульсами оптической накачки (длина волны 800 нм, длительность 50 фс, частота следования импульсов 500 Гц, плотность энергии 0.05–5 мДж/см<sup>2</sup>, сфокусированы в область ~3 мм) [2]. Также проводились измерения с двумя импульсами накачки разной интенсивности.

## Результаты и обсуждение

Петля МОКЕ гистерезиса структуры АФМ/ФМ показана на рис. 1, а. Такая же петля получается при измерении ТГц-сигнала в пике при малой плотности энергии накачки (0.6 мДж/см<sup>2</sup>, рис. 1, а и 1, б). При более высокой плотности энергии (2.7 мДж/см<sup>2</sup>) обменный сдвиг петли практически пропадает и коэрцитивное поле уменьшается. Это связано с локальным нагревом образца выше температуры блокировки IrMn. При приложении внешнего поля (достаточно 10э) и облучении образца (в течение 10 с) ось пиннинга становится направленной вдоль приложенного магнитного поля (вставка на рис. 1, б). Измерения

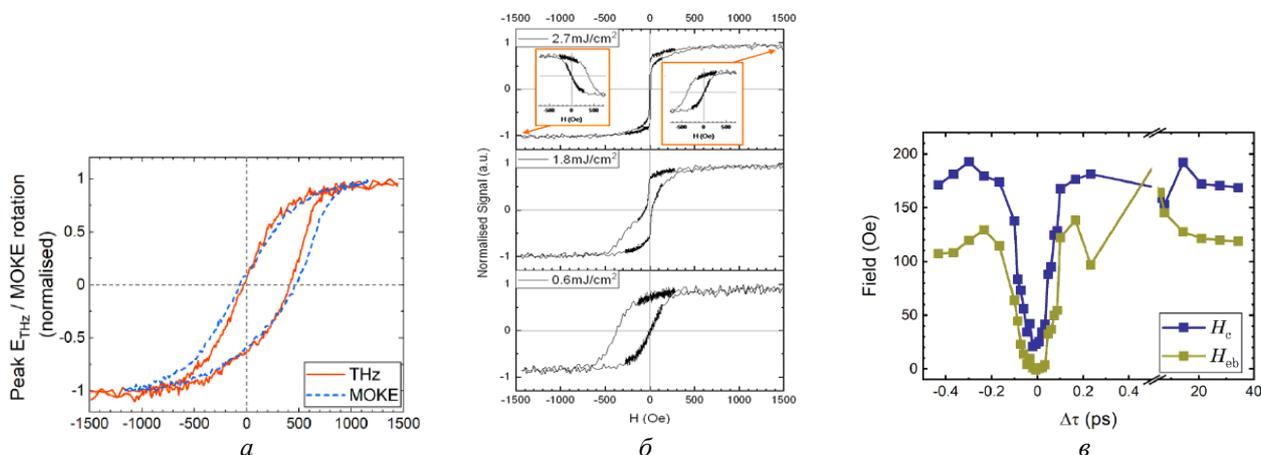


Рис. 1. Петля гистерезиса (а), гистерезис ТГц-сигнала для разных интенсивностей накачки (б), обменное поле и поле коэрцитивности в зависимости от времени (в) для АФМ/ФМ-структуры

с двумя импульсами накачки (вначале  $0.2 \text{ мДж/см}^2$ , затем  $0.5 \text{ мДж/см}^2$ , от которого детектировался сигнал (рис. 1, в), показали, что вблизи нулевого времени задержки между импульсами эффективное поле  $H_{\text{ex}}$  обменного взаимодействия ФМ- и АФМ-слоев, а также коэрцитивное поле  $H_c$  спадают почти до нуля. Разрушение пиннинга между ФМ- и АФМ-слоем имеет пороговый характер по интенсивности со значением порога примерно  $0.7 \text{ мДж/см}^2$ . Измерения с большой интенсивностью первого импульса ( $5 \text{ мДж/см}^2$ ) и малой интенсивностью второго ( $0.05 \text{ мДж/см}^2$ ) показали, что депиннинг происходит за время порядка 1 пс, а восстановление пиннинга за  $\sim 500$  пс, что соответствует литературным данным [3, 4].

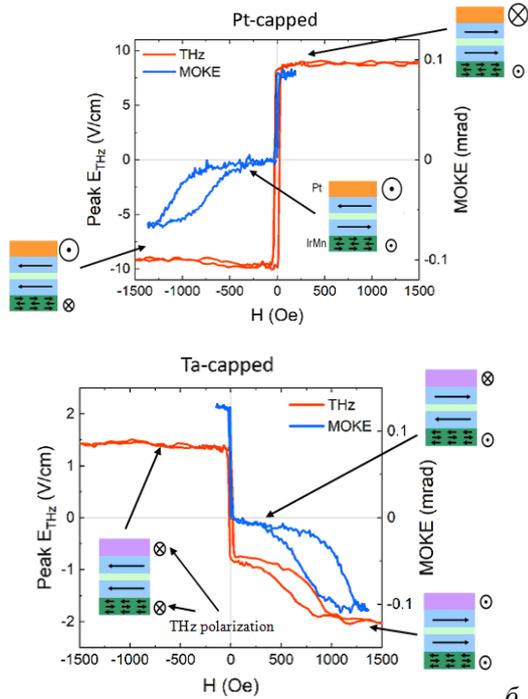


Рис. 2. Петля МОЭК и гистерезис ТГц-сигнала для Pt (а) и Ta (б) в качестве слоя НМ в ТМК

Результаты МОКЕ и ТГц-измерений для ТМК со слоем Pt или Ta в качестве немагнитного металла приведены на рис. 2. При высоких интенсивностях накачки можно, аналогично структуре АФМ/ФМ, управлять осью пиннинга закрепленного слоя в этих системах. При малой интенсивности накачки мы наблюдаем в ТГц-сигнале две практически независимых петли. Величина эффекта на границе «свободного» ФМ с Pt значительно больше, чем с Ta, и отличается по знаку, что следует из сравнения с обменно сдвинутой петлей, возникающей на границе закрепленного ФМ и IrMn и соответствует литературным данным [2]. Знак константы обратного спинового эффекта Холла в IrMn оказался таким же, как в Pt, а величина — немного меньше, чем в Ta. Подбор в качестве верхнего слоя НМ двухслойной структуры Ta(3)/Pt(10) позволил получить практически нулевой ТГц-сигнал при антиферромагнитном упорядочении слоев и значительный сигнал при ферромагнитном упорядочении. Таким образом, мы продемонстрировали возможность управления ТГц-излучением ТМК-приложением к нему постоянного магнитного поля.

### Финансирование

Работа поддержана НЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2022-316.

### Литература

1. И. Ю. Пашенькин, М. В. Сапожников, Н. С. Гусев и др. // ЖТФ, **89**, 11, 1732 (2019).
2. T. Seifert, S. Jaiswal, U. Martens *et al.* // Nat. Photonics, **10**, 483 (2016).
3. F. Dalla Longa, J. T. Kohlhepp, W. J. M. de Jonge *et al.* // Phys. Rev. B, **81**, 094435 (2010).
4. G. Ju, A. V. Nurmikko, R. F. C. Farrow *et al.* // Phys. Rev. Lett., **82**, 3705 (1999).

# Влияние взаимного направления поляризатора и свободного слоя на автогенерацию магнитных туннельных переходов (МТП) разной геометрии

В. Р. Киктева<sup>1,2,\*</sup>, К. В. Киселева<sup>1,3,\*\*</sup>, Г. А. Кичин<sup>1</sup>, П. Н. Скирдков<sup>1,4</sup>, К. А. Звездин<sup>1,4</sup>

<sup>1</sup> Новые спинтронные технологии, Большой бульвар, д. 30, стр.1, Москва, 121205

<sup>2</sup> Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, 2-я Бауманская, д. 5, стр. 1, Москва, 105005

<sup>3</sup> Сколковский институт науки и технологий, Большой бульвар, д. 30, стр.1, Москва, 121205

<sup>4</sup> Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, д. 38, г. Москва, 119991

\* kiktevavera@mail.ru, \*\* ksenia.kiseleva@skoltech.ru

В работе исследовался режим автогенерации структур на основе магнитного туннельного перехода (МТП). Рассматривались эллиптические образцы разной формы. В ходе эксперимента изучалось, как различные значения и ориентации магнитного поля относительно легкой оси влияют на эффективность режима автогенерации. Было получено, что величина и направление магнитного поля может увеличивать или уменьшать максимальную величину спектральной плотности мощности и смещать максимальное значение автогенерации в сторону высоких или низких частот.

## Введение

Спинтроника — активно развивающийся раздел нанoeлектроники, перспективный в решении задач энергоэффективности, то есть в создании быстродействующих устройств с низким потреблением энергии. Одним из интересных физических объектов с возможностью создания таких устройств является магнитный туннельный переход (МТП). МТП представляет собой структуру нанометрового масштаба, состоящую из двух ферромагнитных слоев, разделенных диэлектриком. Верхний ферромагнитный слой (свободный слой) имеет переменную ориентацию намагниченности, а нижний слой (поляризатор) — фиксированную.

Приложение постоянного тока смещения к МТП вызывает прецессию намагниченности свободного слоя за счет ослабления трения, что порождает переменное сопротивление, и таким образом на выходе наблюдается переменное напряжение. Такое свойство МТП называется режимом автогенерации, что позволяет использовать МТП как генератор СВЧ-сигнала (наногенератор) [1–2]. Объектом интереса в данной работе стали магнитодинамические свойства МТП [3–6].

## Эксперимент и результаты

Мы изучали зависимость влияния геометрии образца, взаимного направления поля магнита, поляризатора и свободного слоя на режим автогенерации. Исследовались образцы, состоящие из следующих слоев: IrMn (6) / CoFe30 (2.6) / Ru (0.7) / CoFe40B20 (1.8) / MgO / CoFe40B20 (2.0) / Ta (0.21) / NiFe (3). Рассматривались образцы эллиптической формы под углами 0°, 15°, 30°, 90° относительно фиксированного слоя (synthetic antiferromagnet — SAF), который у всех образцов имел одинаковое направление. В данной работе измерения проводились на образцах размеров 100×300 нм, 200×300 нм и 250×300 нм.

Для анализа зависимостей подавались различные значения постоянного тока и исследовалось распределение мощности сигнала в зависимости от частоты или спектральная плотность мощности (PSD — power spectral density). Усредненное распределение мощности сигнала по частотам регистрировалось спек-

тральным анализатором. Сигнал исследовался в диапазоне частот от 100 МГц до 4 ГГц. Ток подавался источником-измерителем. Характерное значение тока варьировалось от –2 мА до +1 мА. Внешнее магнитное поле создавалось электромагнитом, который можно было вращать. Измерения проводились при различных направлениях приложения магнитного поля и значениях по полю в диапазоне ±300 Э. Принципиальная схема установки представлена на рис. 1.

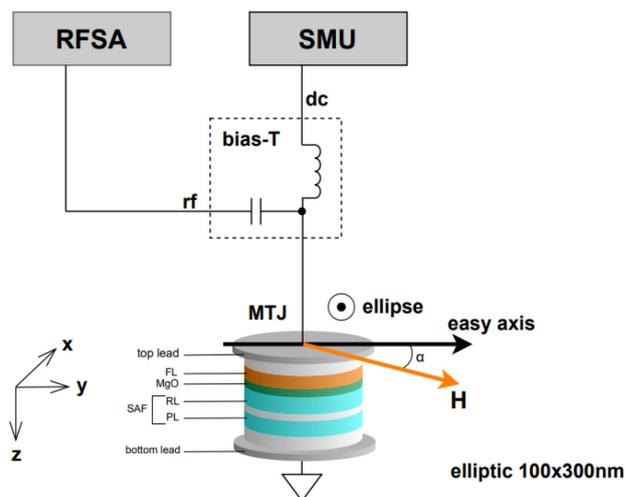
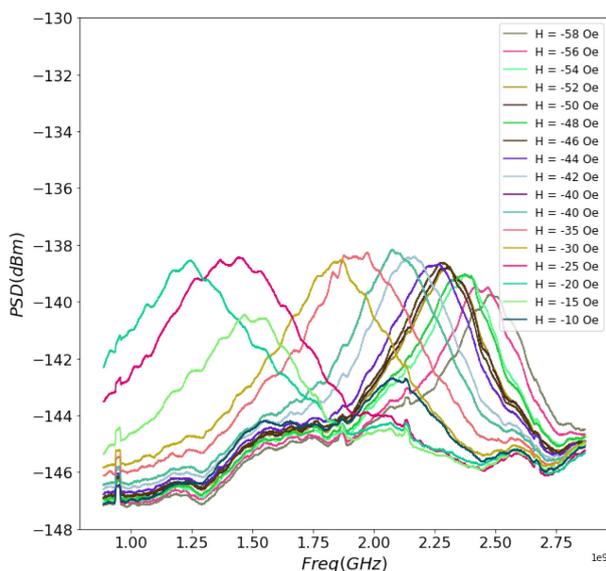


Рис. 1. Схема экспериментальной установки по изучению режима автогенерации в магнитно-туннельных переходах

При измерении спектров с фиксированной ориентацией магнитного поля и изменением величины поля было замечено, что эффективный режим генерации наблюдался в определенном диапазоне значений. Режим автогенерации был обнаружен на –50 Э. При увеличении значения магнитного поля пик уменьшался и смещался в сторону высоких частот, тогда как при уменьшении магнитного поля пик сначала увеличился и достиг своего максимума на –40 Э, после чего значение спектральной плотности мощности уменьшалось и смещалось в сторону низких частот.

На рис. 2 представлен график зависимости спектральной плотности мощности от величины магнитного поля.

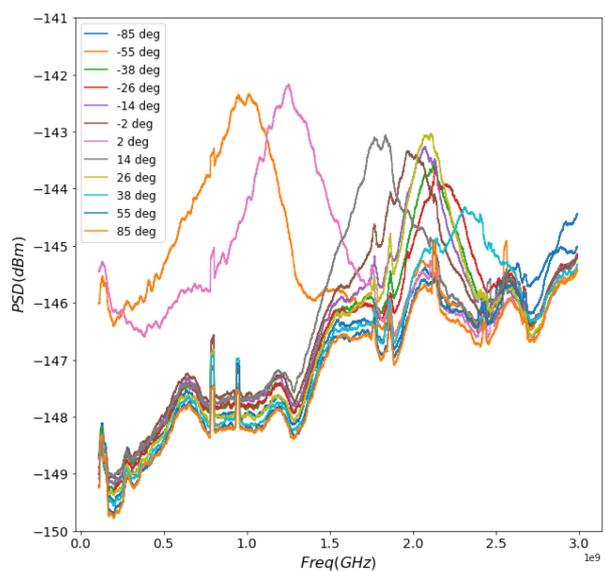


**Рис. 2.** График зависимости значения спектральной плотности мощности для разных значений магнитного поля с ориентацией поля под углом  $25^\circ$  относительно легкой оси

При измерении спектральной плотности мощности с фиксированным значением магнитного поля и изменением ориентации поля относительно легкой оси наблюдалось смещение пика по оси частот и было замечено как усиление, так и полное отсутствие режима автогенерации. На рис. 3 представлен график зависимости спектральной плотности мощности от ориентации магнитного поля относительно легкой оси.

### Выводы

Мы исследовали, как изменяется значение спектральной плотности мощности автогенерации для образцов эллиптической формы и для различной ориентации и величины магнитного поля. Эксперименты показали, что максимальные значения спектральной плотности мощности наблюдались на эллиптических образцах, повернутых под углом  $90^\circ$  чаще, чем на



**Рис. 3.** График зависимости значений спектральной плотности мощности для разных углов направления поля с величиной магнитного поля  $-45 \text{ Э}$

образцах, направленных вдоль SAF или с меньшим углом поворота. Обнаружили, что эффективная автогенерация наблюдается только в определенных диапазонах магнитных полей и при определенной ориентации магнитного поля.

### Финансирование

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФ (№ 19-12-00432).*

### Литература

1. S. Ning et al. // *Fund. Research*, **2**, 535–538 (2022).
2. A. Helmer et al. // *Phys. Rev. B*, **81**, 094416 (2010).
3. Z. Zeng et al. // *Nanoscale*, **5**, 2219 (2013).
4. M. Tarequzzaman et al. // *Com. Phys.*, **2**, 20 (2019).
5. JR. Chen et al. // *Commun. Phys.*, **3**, 187 (2020).
6. R. Arun et al. // *J. Phys.: Cond. Matter*, **34**, 125803 (2022).

# Исследование выпрямляющих свойств магнитных туннельных переходов под действием постоянных и переменных токов в резонансном и в широкополосном режимах

Г. А. Кичин<sup>1,\*</sup>, А. В. Дувакина<sup>2</sup>, П. Н. Скирдков<sup>1,3</sup>, К. А. Звездин<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> Новые спинтронные технологии, Большой бульвар, д. 30, стр.1, Москва, 121205, Россия

<sup>2</sup> EPFL, Rte Cantonale, 1015, Лозанна, Швейцария

<sup>3</sup> Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, д. 38, Москва, 119991, Россия

\* g.kichin@nst.tech

В работе исследовались выпрямляющие свойства структур на основе магнитного туннельного перехода. Изучалось, как меняется эффект выпрямления и чувствительность таких структур в пассивном режиме работы и в активном режиме работы, когда дополнительно к структуре прикладывается постоянный ток смещения. Рассматривались как случаи резонансного выпрямления, так и случаи широкополосного выпрямления. Ток смещения влияет как на прецессию намагниченности, так и на намагниченность структуры. Конечная эффективность выпрямления зависит от этих двух факторов. Дополнительно, мы представляем результаты микромагнитного моделирования, которые дают представление о динамике намагниченности системы.

## Введение

Растущий интерес к системам автоматизации и мониторинга процессов требует использование большого количества сенсоров и датчиков. Особое внимание приходится обращать на энергопотребление, размер и коммуникационные свойства таких датчиков. При малых размерах проблемой становится их эффективное электропитание, а также чувствительность к слабым сигналам. Для решения данной проблемы важной задачей является поиск новых подходов, с помощью которых сенсоры и датчики возможно делать автономными, энергоэффективными и с высокой чувствительностью для лучших коммуникационных свойств.

Перспективными структурами для решения данной проблемы являются устройства на основе магнитного туннельного перехода (МТП) [1]. Такие устройства представляет собой нанометрового масштаба многослойные структуры, в которых ключевыми элементами являются ферромагнитные слои, разделенные слоем изолятора. МТП доказали свою перспективность для использования в качестве ячеек памяти, наноосцилляторов, основы для спектроанализаторов, коммуникационных устройств и устройств генерации случайных битов, а также в качестве узлов нейросетей.

Исследования показали, что устройства на основе МТП способны эффективно детектировать малые СВЧ сигналы и преобразовывать их в постоянное напряжение за счет спин-диодного эффекта и связанного с ним эффекта выпрямления [1]. В случае малой мощности излучения, устройства на базе МТП демонстрируют значительно лучшие характеристики выпрямления сигнала, чем диоды Шоттки [2]. Помимо этого, в коммуникационных устройствах на основе МТП возможно значительно повысить чувствительность для детектирования слабых сигналов, если дополнительно пропускать постоянный ток малой величины [3–6]. Такой ток смещения приводит к уменьшению затухания прецессии намагниченности, что в свою очередь приводит к росту выпрямленного напряжения. Данное свойство МТП интересно для детектирования малых сигналов.

## Эксперимент и результаты

Мы исследовали, как ток смещения влияет на выпрямляющие характеристики магнитного туннельного перехода. Рассмотрели работу МТП в режиме резонансного и широкополосного выпрямления.

Для исследования были взяты образцы цилиндрической формы диаметрами 200–250 нм. Состав образцов: IrMn (6) / CoFe30 (2.6) / Ru (0.85) / CoFe40B20 (1.8) / MgO / CoFe40B20 (2) / Ta (0.2) / NiFe (7).

Принципиальная схема эксперимента представлена на рис. 1. Образец был помещен во внешнее магнитное поле (–300–300 Э). На образец одновременно подавались переменный ток и постоянный ток. Для задания переменного тока использовался СВЧ генератор сигналов. Частота СВЧ тока варьировалась в диапазоне 0.5–6 ГГц. Частота амплитудной модуляции СВЧ-сигнала составляла 777 Гц. Постоянный ток, ток смещения, устанавливался с помощью прецизионного источника-измерителя. Выпрямленное напряжение измерялось с использованием синхронного детектора.

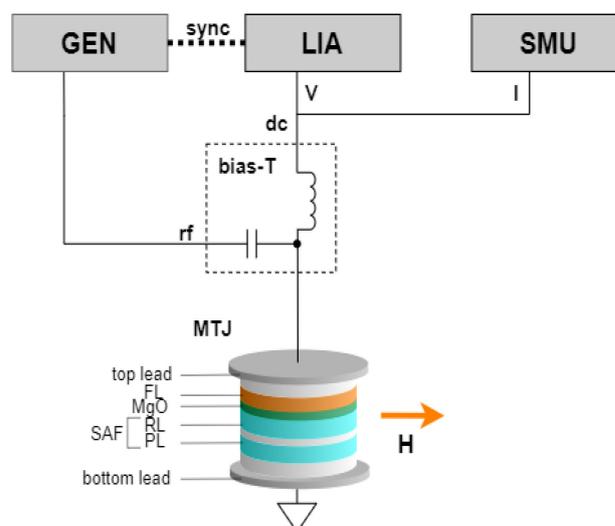
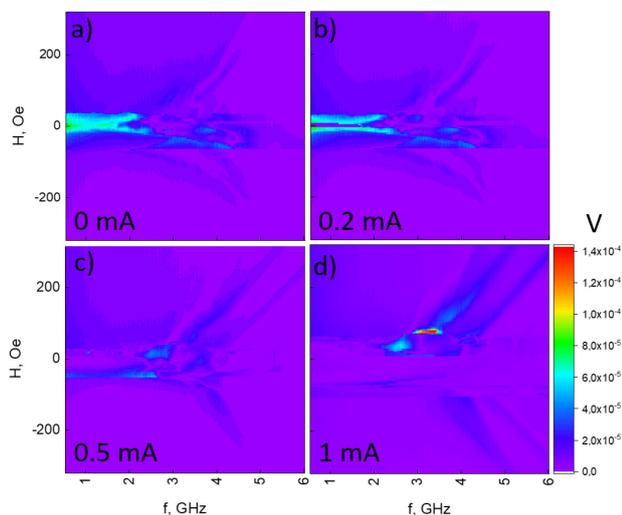


Рис. 1. Схема ST-FMR эксперимента для исследования эффекта выпрямления при дополнительно приложенном токе смещения



**Рис. 2.** Выпрямленное напряжение в зависимости от внешнего поля и частоты СВЧ-тока без тока смещения и с током смещения в 0.2 мА, 0.5 мА, 1 мА

Сравнительный анализ поведения выпрямленного напряжения без тока смещения и с током смещения показывает, что при увеличении тока смещения до значения тока автогенерации происходит усиление эффекта выпрямления. При дальнейшем увеличении тока смещения выпрямленное напряжение уменьшается. Чувствительность (В/Вт) показывает высокие значения вблизи порога автогенерации.

Наблюдается дополнительный эффект, также связанный с током смещения. При протекании тока смещения происходит сдвиг по полю порога переключения образца между магнитными состояниями. Это приводит к изменению по полю размера области широкополосного выпрямления.

На рис. 2 приведен пример такого случая. При отсутствии тока смещения широкополосный режим

выпрямления напряжения наблюдается наиболее выражено (рис. 2, *a*). При  $I = 0.2$  мА он все еще заметен, но начинает деформироваться (рис. 2, *b*). При токах смещения свыше 0.5 мА мы не наблюдаем широкополосный режим, поскольку уже при полях около 50 Э происходит переключение магнитного состояния системы в состояние, где широкополосный режим не наблюдается (рис. 2, *c*, *d*).

## Выводы

Экспериментальные исследования показывают сложную зависимость поведения выпрямленного напряжения и чувствительности от тока смещения для различных режимов выпрямления. Ток смещения уменьшает затухание прецессии намагниченности и таким образом усиливает эффект выпрямления. Также при наличии тока смещения наблюдается смещение по полю порога перехода между различными магнитными состояниями системы. В зависимости от комбинации этих двух факторов возможно наблюдать как усиление, так и ослабление эффекта генерации в широкополосном и резонансном режимах.

## Финансирование

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФ, № 19-12-00432.*

## Литература

1. A. Tulapurkar et al. // *Nature*, **438**, (2005).
2. S. Miwa et al. // *Nat. Mater.*, **13**, (2014).
3. O. Prokopenko et al. // *J. Appl. Phys.*, **111**, (2012).
4. B. Fang et al. // *Phys. Rev. Appl.*, **11**, (2019).
5. M. Tarequzaman et al. // *Appl. Phys. Lett.*, **112**, (2018).
6. B. Fang et al. // *Nat. Comm.*, **7**, (2016).

# Особенности ферромагнитного резонанса при формировании покрытия ансамблей наночастиц ферригидрата

Ю. В. Князев\*, Д. А. Балаев, С. В. Столяр, А. И. Панкрац, Р. С. Исхаков

Институт физики им. Л. В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН  
\* yuk@iph.krasn.ru

Антиферромагнитные наночастицы ферригидрата ( $\langle d \rangle \sim 2,6$  нм) имеют нескомпенсированный магнитный момент, который определяет суперпарамагнитное (СПМ) поведение наночастиц. Однако важную роль в процессах СПМ-блокировки играют межчастичные взаимодействия. В настоящей работе выполнено исследование ФМР спектров ансамблей наночастиц ферригидрата с разной степенью взаимодействий. Были использованы образцы ферригидрата, полученные химическим методом (i) без покрытия (образец FH-chem) и (ii) с искусственным органическим покрытием (FH-coated). Основная цель данной работы заключалась в установлении влияния межчастичных магнитных взаимодействий и индивидуальных характеристик наночастиц ферригидрата на ферромагнитные свойства. Спектры ФМР измерены на разных частотах (9,4–75 ГГц) в широком диапазоне температур. Показано, что наиболее яркая особенность спектров ФМР — щель в полевых частотных зависимостях — является проявлением индивидуальных особенностей наночастиц ферригидрата. Наведенная анизотропия обусловлена замораживанием подсистемы поверхностных спинов и ее связью с ядром частицы, что наблюдается в обоих образцах при температуре  $\sim 70$  К.

## Введение

В последние годы область применения магнитных наночастиц и композитных материалов на их основе интенсивно расширяется. Наноматериалы находят широкое применение во многих областях, например, в медицине (доставка лекарств, магнитная гипертермия) [1], инженерной экологии [2], энергонезависимой памяти высокой плотности [3], катализе [4] и др. Обратной стороной этого процесса является необходимость постоянного поиска новых методов синтеза систем на основе ансамблей наночастиц и способов точной и тонкой настройки их свойств под определенную задачу. Одним из возможных методов модификации физических свойств наночастиц является покрытие их поверхности органическими и неорганическими веществами [5].

Исследование магнитных свойств наноматериалов требует использования различных экспериментальных методик ввиду зависимости некоторых параметров (например, температура блокировки) от характеристического времени измерения, которое имеет определенное значение для конкретного экспериментального метода. Наиболее коротким характеристическим временем обладает ферромагнитный

резонанс, что открывает возможность исследования наиболее быстрых магнитных процессов при СПМ-блокировке наночастиц.

## Результаты

Методом ферромагнитного резонанса изучены наночастицы ферригидрата (средний размер 2–3 нм), полученные путем пропитки щелочью NaOH (1 М) со скоростью 0,01–0,001 моль/мин раствора хлорида железа  $\text{FeCl}_3$  (0,02 М) при постоянном перемешивании до нейтрального значения pH. Покрытие наночастиц формировалось при добавлении природного полисахарида (арабиногалактана) и перемешивании раствора в ультразвуковой ванночке [5]. Формирование покрытия контролировалось с помощью рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии. Результаты электронной микроскопии с помощью рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии показаны на рис. 1.

Обработка спектров ферромагнитного резонанса (рис. 2) показывают, что частотная зависимость резонансного поля (полевая зависимость) для двух образцов качественно не отличается, что согласуется с результатами [6].

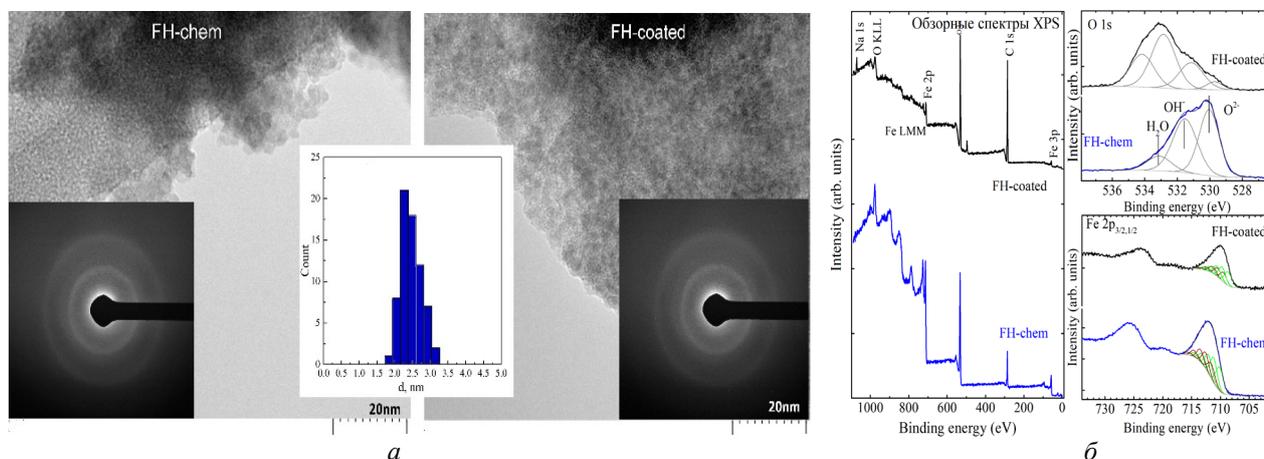
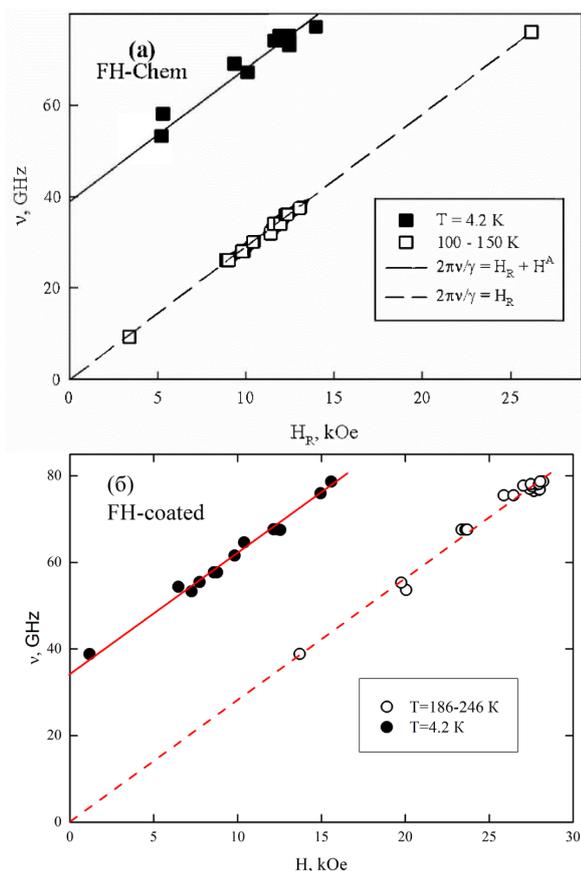


Рис. 1. Микрофотография ансамблей наночастиц ферригидрата (а). Обзорные и парциальные спектры рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (б). На парциальных спектрах показано разложение линий на подспектры



**Рис. 2.** Частотно-полевые зависимости спектров ФМР образцов наночастиц ферригидрита без покрытия (а) и покрытых арабиногалактаном (б)

Наблюдаемая в условиях магнитного резонанса щель обусловлена наведенной анизотропией, которая не связана с блокировкой магнитных моментов частиц, а является проявлением другой магнитной подсистемы, либо связи двух магнитных подсистем. Логично предположить, что вторая магнитная подсистема отвечает за поверхностные спины наночастиц [7].

### Финансирование

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 21-72-00025 «Настройка магнитных свойств сверхмалых биосовместимых наночастиц ферригидрита посредством межчастичных взаимодействий» (<https://rscf.rscf.ru/project/21-72-00025/00025/>).

### Литература

1. A. H. Ashour, A. I. El-Batal, Maksoud M. *et al.* // Particuology, **40**, 141 (2018).
2. M. Mohapatra, D. Hariprasad, L. Mohapatra *et al.* // Appl. Surf. Sci., **258**(10), 4228 (2012).
3. S. Singamaneni, V.N. Bliznyuk, C. Binek, E.Y. Tsybal // J. Mater. Chem., **21**, 16819 (2011).
4. Q. Zhang, X. Yang, J. Guan // ACS Appl. Nano Mater., **2**(8), 4681–97 (2019).
5. Y. V. Knyazev, D. A. Balaev, R. N. Yaroslvtsev *et al.* // Advances in nano research, **12**(6), 605 (2022).
6. D. A. Balaev, S. V. Stolyar, Y. V. Knyazev *et al.* // Results in Physics, **35**, 105340 (2022).
7. S. V. Stolyar, D. A. Balaev, V. P. Ladygina *et al.* // JETP Letters, **111**(3), 183–187 (2020).

# Граничные эффекты в эпитаксиальных пленках Pd/Co

А. Г. Козлов<sup>1,\*</sup>, А. В. Давыденко<sup>1</sup>, Е. В. Тарасов<sup>1,2</sup>, В. С. Шатилов, М. А. Кузнецова<sup>1</sup>,  
А. Ф. Шишелов<sup>1</sup>, Н. Н. Черноусов<sup>1</sup>, А. А. Турпак<sup>1</sup>, И. А. Ткаченко<sup>2</sup>, А. В. Огнев<sup>1</sup>,  
А. С. Самардак<sup>1</sup>, А. В. Садовников<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Лаборатория спин-орбитроники, Институт наукоемких технологий и передовых материалов, Дальневосточный федеральный университет, п. Аякс, 10, о. Русский, Владивосток, 690922

<sup>2</sup> Институт химии Дальневосточного отделения Российской академии наук, Владивосток

<sup>3</sup> Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, Саратов

\*kozlov.ag@dvfu.ru

Работа посвящена исследованию влияния состава и структуры эпитаксиальных систем Si(111)/Cu/Pd/Co/X, где X — Pd, Ta или CoO на интерфейсные эффекты, возникающие из-за нарушения инверсионной симметрии ферромагнитного слоя. Рассмотрено влияние покрывающего слоя на магнитные свойства пленочных структур. Показано влияние толщины подслоя Pd на величину перпендикулярной анизотропии в симметричных по составу пленках Pd/Co/Pd, а также энергии взаимодействия Дзялошинского — Морие (ВДМ) и кирального затухания. При фиксированной толщине подслоя Pd показано существенное уменьшение энергии анизотропии в системе Pd/Co/Ta по сравнению с симметричной эпитаксиальной пленкой за счет образования магнитно-мертвого слоя. Окисление магнитного слоя, однако, наоборот, приводит к увеличению магнитной анизотропии, усилению энергии ВДМ и устранению кирального затухания, а также появлению обменного смещения.

## Введение

Развитие спинтроники требует поиска новых наноматериалов с возможностью их использования в управляемых магнитных процессах для создания скирмионной беговой памяти, логических устройств и т. д. Довольно перспективны трехслойные магнитные структуры, содержащие межфазные границы ферромагнетика с тяжелым металлом для разработки устройств спинтроники. Ультратонкие эпитаксиальные магнитные пленки (~1 нм) обладают выраженными свойствами анизотропии, которые приводят к ряду интерфейсных эффектов: усилению перпендикулярной магнитной анизотропии (ПМА), межфазному взаимодействию Дзялошинского — Морие (ВДМ), спиновому эффекту Холла и др. Эти эффекты используются для формирования, стабилизация и управление спиновыми текстурами.

В данной работе задачей является исследование перспективности применения тонких эпитаксиальных пленок Pd/Co с различными покрывающими слоями для создания структур с высоким ВДМ. Асимметрия интерфейсов может быть достигнута различными путями, в частности использованием тяжелого металла, к примеру, Ta поверх ферромагнитного слоя. Например, многослойные структуры с танталом демонстрируют большие значения эффекта передачи спин-орбитального момента вращения, а также возможность создавать скирмионные решетки с высокой плотностью [1]. Другим способом нарушения инверсионной симметрии может служить асимметрия напряжений кристаллической решетки ферромагнетика при использовании симметричных интерфейсов Pd/Co/Pd. Такая система характеризуется довольно сильной перпендикулярной анизотропией, и в ней тоже наблюдается ВДМ, а также сравнительно недавно обнаруженный эффект кирального затухания. Кроме использования металлических покрывающих слоев, для нарушения симметрии можно также использовать механизм контролируемого частичного окисления ферромагнитного слоя. Образующийся в результате монооксид кобальта приводит к нарушению симметрии интерфейсов и является диэлектри-

ком и парамагнетиком при комнатной температуре, кроме того, переходит в антиферромагнитную фазу при понижении температуры, что позволяет обнаружить эффект обменного смещения в том числе в пленках с перпендикулярной магнитной анизотропией.

## Детали эксперимента

В работе исследовались несколько серий образцов, серии отличались составом, образцы в пределах каждой серии отличались толщинами нижнего, среднего или верхнего слоев структур Pd/Co/X, где X — Pd, Ta или CoO. Слои Pd, Co выращивались на монокристаллической подложке Si(111) с буферным слоем Cu методом молекулярно-лучевой эпитаксии, а слой Ta осаждался методом электронно-лучевого испарения. Оксид кобальта получали контролируемым окислением в отдельной камере, оснащенной газовым натекателем и манометром. Магнитометрические измерения проводились на вибрационном магнитометре LakeShore 7400 при комнатной температуре и PPMS магнитометре при низких температурах от 4 К до 300 К. Исследование ВДМ проводилось путем измерения динамики смещения доменных границ в скрещенных плоскостном и внеплоскостном магнитных полях [2].

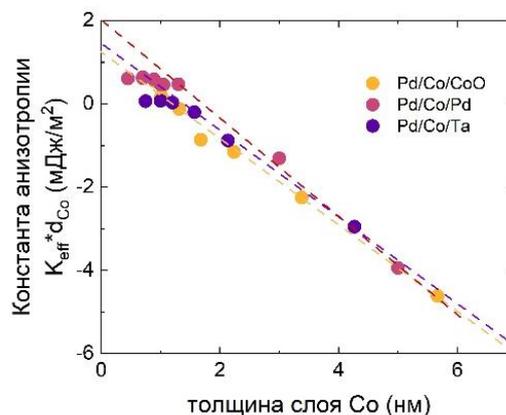


Рис. 1. Константа анизотропии как функция толщины слоя Co

## Полученные результаты

Эпитаксиальные пленки Co, выращенные на слое Pd, характеризуются перпендикулярной анизотропией, обусловленной существенными напряжениями кристаллической решетки вблизи границы раздела и уменьшающейся с ростом толщины.

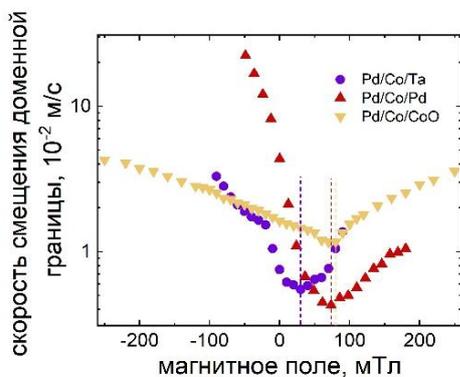


Рис. 2. Кривые скоростей смещения доменных границ

При толщинах Co до 1 нм пленки выбранных составов обладают достаточно сильной анизотропией, что дает возможность исследовать ВДМ путем измерения скоростей движения доменных границ и построения соответствующих полевых зависимостей. Расширенная модель дисперсионной жесткости [3] позволила с относительно неплохой точностью описать ход указанных полевых зависимостей в режиме «ползучести» для образцов Pd/Co/Pd и Pd/Co/CoO. В системах Pd/Co/Ta, в свою очередь, из-за существенного понижения перпендикулярной анизотропии ввиду формирования магнитно-мертвого слоя

измерение несколько затрудняется в полях больше 100 мТл. Поле, соответствующее минимальной скорости, может быть рассмотрено как поле ВДМ для кривых, симметричных относительно минимума скорости, в частности это может относиться к пленкам с покрытиями Ta CoO. В структурах Pd/Co/Pd наблюдается сильная асимметрия кривой, обусловленная киральным затуханием.

Пленки Pd/Co/CoO помимо перпендикулярной анизотропии и ВДМ также демонстрируют эффект обменного смещения при низких температурах, величина которого сильно зависит от глубины прорастания оксида. Термомагнитные кривые демонстрируют уменьшение температуры Нееля до 230 К по сравнению с объемным значением (288 К), а также уменьшение температуры блокировки для обменного смещения при уменьшении толщины оксида.

## Финансирование

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект № 22-72-00090).

## Литература

1. Lei Wang *et al.* Construction of a room-temperature Pt/Co/Ta multilayer film with ultrahigh-density skyrmions for memory application // *ACS Appl. Mater. Interfaces*, 11, 12, 12098 (2019).
2. Emilie Jué *et al.* Chiral damping of magnetic domain walls // *Nature Materials*. **15**. P. 272. (2016)
3. A. V. Davydenko *et al.* Dzyaloshinskii-Moriya interaction and chiral damping effect in symmetric epitaxial Pd/Co/Pd(111) trilayers // *Phys. Rev. B*, 103, 094435 (2021).

# Спиновый угол Холла в гетероструктурах иридат / манганит

К. И. Константибян<sup>1,\*</sup>, Г. Д. Ульянов<sup>1,3</sup>, Г. А. Овсянников<sup>1</sup>, В. А. Шмаков<sup>1</sup>,  
А. В. Шадрин<sup>1,2</sup>, Ю. В. Кислинский<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, 125009

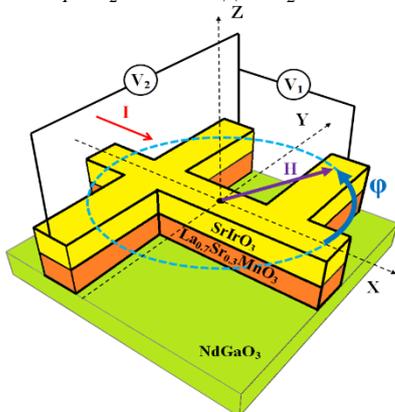
<sup>2</sup> Московский физико-технический институт, Долгопрудный, 141701

<sup>3</sup> Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Физический факультет, Москва, 101000  
\*karen@hitech.cplire.ru

Представлены результаты экспериментального определения спинового угла Холла  $\theta_{SH}$  из угловых зависимостей продольного и поперечного спинового магнетосопротивления гетероструктуры  $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  из оксидных тонких пленок, эпитаксиально выращенных на подложке  $\text{NdGaO}_3$ .

## Введение

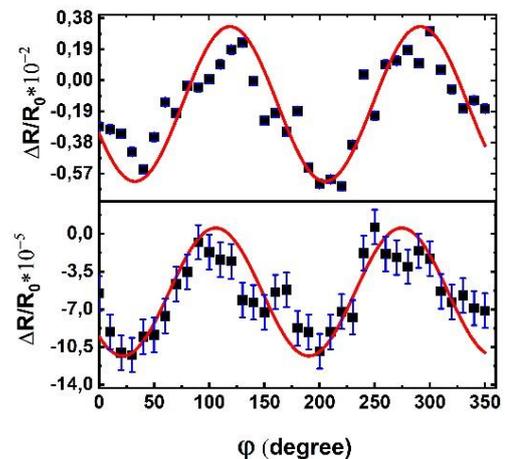
Преобразование зарядового тока  $I_Q$  в спиновый ток  $I_S$  путем спинового эффекта Холла и обратный процесс характеризуются спиновым углом Холла ( $\theta_{SH}$ ). Известны работы, в которых параметр  $\theta_{SH}$  оценивался для структур, образованных из ферромагнетика (ЖИГ, пермаллой) и тяжелого (high-Z) металла (Pt, Ta) [1]. В последнее время особый интерес привлекают оксидные гетероструктуры с границей раздела между ферромагнетиком и high-Z материалом, обладающим высокой энергией спин-орбитального взаимодействия, в частности, ранее нами полученные  $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  (SIO/LSMO) гетероструктуры [2–3]. Величину  $\theta_{SH}$  можно извлечь из угловых зависимостей спинового магнетосопротивления  $R_{SMR}$  [1]. На рис. 1 схематично показана геометрия гетероструктуры SIO/LSMO и направление задания тока  $I$ , а также расположение потенциальных выводов измеряемых напряжений. Измерения проводились вращением подложки при изменении угла  $\varphi$  в плоскости X-Y между направлением задания тока  $I$  и полем  $H$ . Параллельное магнитное поле  $H$  задавалось катушками Гельмгольца вдоль X. Измерения  $R_{SMR}$  проводились маломощным синхронным частотно-избирательным усилителем на частоте  $F = 1.1$  кГц. В процессе измерений регистрировалась температура образца  $T$ . Для определения продольного сопротивления  $R_L = V_1/I$  напряжение  $V_1$  снималось вдоль направления задания тока  $I$  (вывод  $V_1$ ); для получения «поперечного» сопротивления  $R_T = V_2/I$  с выводов  $V_2$ .



**Рис. 1.** Гетероструктура  $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  на подложке  $(110)\text{NdGaO}_3$  и 4-зондовая схема измерения магнетосопротивления, используемая для задания тока  $I$  и измерения продольного  $V_1$  и поперечного  $V_2$  значений напряжения. Ширина структурированной гетероструктуры 100 мкм, расстояние между выводами снятия напряжения  $\sim 1,5$  мм

## Результаты и обсуждение

Магнитное поле  $H$  задавалось ступенчато с шагом  $\Delta H = H_{\max}/N$  в последовательности:  $0 \rightarrow H_+ \rightarrow H_- \rightarrow 0$ , где  $H_+ = H_{\max}$ ,  $H_- = -H_{\max}$ ,  $N = 200-1500$ . Величина измеряемого сопротивления  $R(H)$  изменялась с полем  $H$  и зависела от угла  $\varphi$ . На рис. 2 приведены угловые зависимости  $\Delta R/R_0$  ( $R_0$  — сопротивление гетероструктуры SIO/LSMO при магнитном поле  $H = 0$ ,  $\Delta R = R(H) - R_0$ ,  $R(H)$  — сопротивление при внешнем  $H$ ) для продольного  $R_L$  и поперечного  $R_T$  значений магнетосопротивления, полученные по данным  $R(H)$  при  $H = -90^\circ$ ,  $N = 400$ . При полном обороте на 360 градусов обе зависимости проявляли колебательный характер и были аппроксимированы гармонической функцией.



**Рис. 2.** Угловые зависимости изменения нормированных амплитуд магнетосопротивления гетероструктуры: в поперечной конфигурации (сверху), в продольной (снизу). Черные символы — эксперимент, непрерывными линиями показана аппроксимация зависимости сопротивления  $\Delta R/R_0$  от угла гармонической функции

Для определения  $\theta_{SH}$  через измеряемые параметры  $R_L$  и  $R_T$  использовались следующие выражения [1]:

$$\left(\frac{\Delta R_L}{R_0}\right) = -\theta_{SH}^2 \frac{2\lambda_{SIO}}{d_{SIO}} + \frac{1}{2} r_1 (1 + \cos 2\varphi), \quad (1)$$

$$r_1 = \theta_{SH}^2 \frac{\lambda_{SIO}}{d_{SIO}} \text{Re} \frac{2\lambda_{SIO} \rho_{SIO} (ReG^{\uparrow\downarrow} + i ImG^{\uparrow\downarrow})}{1 + 2\lambda_{SIO} \rho_{SIO} (ReG^{\uparrow\downarrow} + i ImG^{\uparrow\downarrow})}, \quad (2)$$

$$\left(\frac{\Delta R_T}{R_0}\right) = \frac{r_1}{2} \sin 2\varphi. \quad (3)$$

Толщина пленки SIO  $d_{SIO}$ , удельное сопротивление  $\rho_{SIO}$  и длина спиновой диффузии  $\lambda_{SIO}$  обозначены индексом SIO. Использовалось упрощенное соотношение для нормированной реальной части спиновой проводимости границы (spin mixing conductance)  $\text{Re}G^{\uparrow\downarrow} = \text{Re}G^{\uparrow\downarrow} / (h/e^2) \approx (h/e^2) / (\rho_{SIO}\lambda_{SIO})$  [4–6] Для оценки мнимой  $\text{Im}G^{\uparrow\downarrow}$  использовался подход [4, 6]. При  $\lambda_{SIO} = 1$  нм [7],  $\rho_{SIO} = 3 \cdot 10^{-4}$   $\Omega$  см, получаем  $\text{Re}G^{\uparrow\downarrow} \approx 9 \cdot 10^{18}$   $\text{м}^{-2}$ , что по порядку величины совпадает с полученным в [7]. Для оценки мнимой части спиновой проводимости  $\text{Im}G^{\uparrow\downarrow}$  были использованы результаты [4], что дало значение  $\text{Im}G^{\uparrow\downarrow} \approx 10^{19}$   $\text{м}^{-2}$  для случая SIO/LSMO гетероструктуры с намагниченностью LSMO пленки  $M = 370$  кА/м. Оценка минимального значения  $\text{Im}G^{\uparrow\downarrow}$  оказалась соразмерной с величиной  $\text{Re}G^{\uparrow\downarrow}$  для рассмотренного здесь случая с  $d_{SIO} = 10$  нм,  $d_{LSMO} = 30$  нм. Это указывает, что при определении спинового угла Холла гетероструктуры следует учитывать вклад  $\text{Im}G^{\uparrow\downarrow}$ . При определении  $\theta_{SH}$  из измерений  $R_L(\varphi)$  LSMO пленка дает вклад из-за наличия анизотропного магнетосопротивления  $R_{AMR} \sim (\Delta R/R_0)_{AMR} \cdot \cos 2\varphi$ . В результате измеряемая величина  $\Delta R/R_0$  содержит две компоненты:  $R_L$  и  $R_{AMR}$  [4]. Следует учесть также, что между слоями SIO и LSMO образуется шунтирующий переходной слой [8], влияющий на  $\Delta R/R_0$ , и амплитуда изменения  $\Delta R/R_0$  от  $\varphi$  для  $R_L$  оказалась значительно меньше, чем в поперечной конфигурации измерений, когда минимизировано влияние шунтирующего слоя.

В результате, для гетероструктуры иридат / манганит получено  $\theta_{SH} \approx 0.04 \pm 0.01$  из измерений

продольного магнетосопротивления  $R_L$ , а из измерений поперечного  $R_T$  спиновый угол Холла оказался существенно выше:  $\theta_{SH} \approx 0.35 \pm 0.06$ .

Авторы благодарны А. А. Климову, Т. А. Шайхулову, Е. А. Калачеву за помощь в проведении эксперимента и полезные обсуждения.

### Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 23-49-10006, <https://rscf.ru/project/23-49-10006/>.

### Литература

1. Y. T. Chen, S. Takahashi, H. Nakayama et al. // Phys. Rev. B, **87**, 144411 (2013).
2. К. И. Константибян, Г. А. Овсянников, А. В. Шадрин и др. // ФТТ, **64**, 1429–1432 (2022).
3. Г. А. Овсянников, К. И. Константибян, В. А. Шмаков и др. // РЭНСИТ, **13**, 479–486 (2021).
4. Г. А. Овсянников, К. И. Константибян и др. // Письма в ЖТФ, **48**, 44–48 (2022).
5. Ya. Tserkovnyak, A. Brataas, G. E. W. Bauer // Phys. Rev. Lett., **88**, 117601 (2002).
6. J. Dubowik, P. Graczyk, A. Krysztofik et al. // Phys. Rev. Appl. **13**, 054011 (2020).
7. S. Crossley, A. G. Swartz, K. Nishio et al. // Phys. Rev. B, **100**: 115163 (2019).
8. G. A. Ovsyannikov, T. A. Shaikhulov, K. L. Stankevich et al. // Phys. Rev. B, **102**, 144401 (2020).

# Магнитные межчастичные взаимодействия и температура суперпарамагнитной блокировки порошковых систем ферригидрита с различной степенью покрытия наночастиц

А. А. Красиков<sup>1,\*</sup>, Ю. В. Князев<sup>1</sup>, Д. А. Балаев<sup>1</sup>, С. В. Столяр<sup>1,2</sup>, Р. Н. Ярославцев<sup>1,2</sup>, Ю. Л. Михлин<sup>3</sup>, Р. С. Исхаков<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики им. Л. В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036

<sup>2</sup> ФИЦ КНЦ СО РАН, Академгородок, 50, Красноярск, 660036

<sup>3</sup> Институт химии и химической технологии ФИЦ КНЦ СО РАН, Академгородок, 50, стр. 24, Красноярск, 660036

\* KAA3000@yandex.ru

Приготовлены порошковые системы наноферригидрита (номинальная формула  $\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot n\text{H}_2\text{O}$ ) с различной степенью покрытия наночастиц ферригидрита арабиногалактаном. Средний размер частиц ферригидрита составлял 2.7 нм. Полученные образцы охарактеризованы методами мессбауэровской спектроскопии, просвечивающей электронной микроскопии, рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии. При этом основное внимание уделено влиянию степени покрытия на переход из заблокированного состояния в суперпарамагнитное состояние частиц ферригидрита в квазистатических магнитных измерениях. Обнаружено, что температура суперпарамагнитной блокировки  $T_B$  существенно уменьшается с увеличением степени покрытия наночастиц арабиногалактаном. Кроме того, с увеличением степени покрытия частиц зависимость  $T_B$  от внешнего поля становится более слабой. Указанная трансформация адекватно описывается в рамках модели случайной анизотропии, рассматривающей эффективный кластер, содержащий частицы, магнитные моменты которых ведут себя скоррелированно из-за наличия магнитных межчастичных взаимодействий. Получены оценки размеров такого кластера и продемонстрировано, что покрытие арабиногалактаном исходной порошковой системы наноферригидрита позволяет эффективно изменять степень магнитных межчастичных взаимодействий.

## Введение

Проблема влияния магнитных межчастичных взаимодействий (ММВ) на макроскопические параметры ансамблей магнитных наночастиц известна достаточно давно [1, 2]. Одним из проявлений ММВ является значительное увеличение температуры перехода из заблокированного в разблокированное, далее — суперпарамагнитное (СПМ) состояние систем наночастиц, в которых присутствуют такие взаимодействия [1–5]. Для понимания роли ММВ в исследуемой системе необходимо уметь целенаправленно изменять эффективную величину ММВ между частицами. Данная работа посвящена исследованию влияния покрытия наночастиц ферригидрита (ФГ) арабиногалактаном (АГ) на величину и полевую зависимость температуры перехода в СПМ-состояние — далее температура СПМ-блокировки  $T_B$ .

ФГ является гидроксидом железа и существует только в наноразмерном виде. Атомы железа в ФГ упорядочены антиферромагнитно, однако из-за малости размеров частиц ФГ (единицы нанометров) в них, подобно всему классу антиферромагнитных наночастиц [6, 7], из-за дефектов структуры возникает некомпенсированный магнитный момент, достигающий величины порядка сотен магнетон Бора на частицу [4–8]. ФГ нетоксичен для живых организмов и может быть использован в биомедицине [8].

## Приготовление образцов и их характеристика

Образец исходного синтетического ФГ был получен методом гидролиза нитрата железа (III) [4, 9]. Данный образец представляет собой порошок агломерированных наночастиц ФГ, и далее обозначен как FH-0. Для получения покрытых АГ наночастиц к свежеполученной суспензии наночастиц ферригидри-

та объемом 100 мл (15 мг/мл) добавлялся арабиногалактан (от 0.5 г до 1.5 г) с последующей обработкой ультразвуком в течение 10 минут. Было получено 3 образца с различной концентрацией добавления (и, как следствие, степенью покрытия) АГ. Далее эти образцы обозначены как FH-1, FH-2 и FH-3 (цифры соответствуют относительной степени покрытия арабиногалактаном).

Описанная процедура технологического регламента подразумевает идентичный размер отдельных наночастиц ферригидрита в исходном (FH-0) и покрытых (FH-1, FH-2, FH-3) образцах. Это подтверждается результатами просвечивающей электронной микроскопии (средний размер частиц ФГ составил 2.7 нм) и мессбауэровской спектроскопией (идентичность параметров индивидуальных частиц). Наличие покрытия частиц ФГ слоем АГ подтверждено рентгеновской фотоэлектронной спектроскопией [9].

## Температура СПМ блокировки

Типичный вид температурных зависимостей намагниченности  $M(T)$  в условиях охлаждения во внешнем поле (FC) и в охлаждения в нулевом поле (ZFC) показан на рис. 1. В области температур, превышающих температуру  $T_B$ , магнитные моменты частиц находятся в СПМ состоянии. При  $T < T_B$  магнитные моменты частиц ФГ заблокированы. Наблюдается монотонное уменьшение характерной температуры  $T_B$  по мере увеличения степени покрытия частиц исходного ФГ. Полевые зависимости  $T_B(H)$  слабее зависят от температуры по мере увеличения покрытия АГ. Экспериментальные зависимости  $T_B(H)$  были обработаны в рамках модели [3], рассматривающей эффективный кластер, в котором магнитные моменты частиц ведут себя скоррелированно. В результате оказалось, что параметр, определяющий интенсивность магнитных взаимодействий, монотонно уменьшается

в ряду FH-0, FH-1, FH-2, FH-3. Кроме того, обработка зависимостей  $T_B(H)$  в рамках модели [3] позволяет определить эффективную константу магнитной анизотропии отдельных (без учёта ММВ) частиц. Её величина оказалась одинаковой для всех образцов и составила  $2 \cdot 10^6$  эрг/см<sup>3</sup>, и такое большое значение свидетельствует о вкладе поверхностной магнитной анизотропии, что типично для частиц ультрамалых размеров [4, 5, 7, 10].

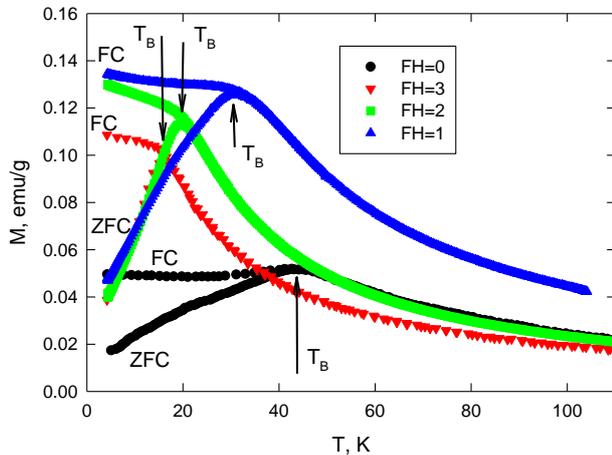


Рис. 1. Зависимости  $M(T)$  исследованной серии образцов. Указаны температуры СПМ блокировки  $T_B$

### Заключительные замечания

Предложенный метод позволяет получать порошковые системы наночастиц ФГ с управляемой интенсивностью ММВ. В магнитных свойствах увеличение ММВ проявляется как в росте наблюдаемой температуры перехода в СПМ-состояние, так и в более сильном уменьшении величин  $T_B$  с ростом внешнего поля.

Полученные результаты адекватно описываются в рамках модели [3].

### Финансирование

Исследования проведены при поддержке РФФ, проект № 22-72-00134 «Проявление поверхностных, размерных эффектов и магнитных межчастичных взаимодействий в магнитных свойствах порошковых систем наночастиц ферригидрата» (<https://rscf.ru/project/22-72-00134/>).

### Литература

1. S. Mørup, M. B. Madsen, J. Franck *et al.* // *JMMM*, **40**, 163 (1983).
2. S. Mørup, M. F. Hansen, C. Frandsen, J. Beilstei // *Nanotechnol.*, **1**, 182 (2010).
3. W. C. Nunes, L. M. Socolovsky, J. C. Denardin, *et al.* // *Phys. Rev. B*, **72** 212413 (2005).
4. Yu. V. Knyazev, D. A. Balaev, S. V. Stolyar *et al.* // *Journ. Alloys and Compounds*, **889**, 161623 (2021).
5. D. A. Balaev, S. V. Stolyar, Yu. V. Knyazev *et al.* // *Results in Physics*, **35**, 105340 (2022).
6. S. Mørup, D. E. Madsen, C. Fradsen *et al.* // *J. Phys.: Condens. Matter*, **19**, 213202 (2007).
7. А. А. Красиков, Д. А. Балаев // *ЖЭТФ*, **163**, 115 (2023)
8. S. V. Stolyar, D. A. Balaev, V. P. Ladygina *et al.* // *J. Supercond. Nov. Magn.*, **31**, 2297 (2018).
9. Yu. V. Knyazev, D. A. Balaev, R. N. Yaroslavtsev, *et al.* // *Advances in Nano Research*, **12**, 605 (2022).
10. S. Morup, E. Tronc // *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 3278 (1994).

# Влияние радиационного облучения на свойства пленок ферромагнетик / IrMn с обменным сдвигом

Д. О. Кривулин<sup>1,2</sup>, Р. В. Горев<sup>1</sup>, П. А. Юнин<sup>1,2</sup>, М. В. Сапожников<sup>1,2,\*</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

<sup>2</sup> Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, 603950

\* msap@ipmras.ru

В работе проведено исследование влияния облучения гамма-квантами (тормозное излучение) и гамма-нейтронного излучения на обменный сдвиг в тонких пленках Ta(3)/ферромагнетик(4)/IrMn(10)/Ta(3) (толщины указаны в нанометрах) с Co, CoFe, NiFe в качестве ферромагнитного металла. Измерение кривых намагничивания образцов было проведено методами керровской оптической магнитометрии. Обнаружено уширение петли намагничивания по мере увеличения дозы облучения, максимальный эффект составил 30%. Поле обменного сдвига оказалось устойчивым к гамма-нейтронному облучению (с флюенсом нейтронов до  $10^{15}$  см<sup>-2</sup>) и облучению гамма-квантами (дозами до 5 Мрад).

В данной работе исследовалось влияние облучения нейтронами и гамма-квантами на поле обменного сдвига и ширину петли пленок типа ферромагнетик/IrMn. Интерес в таких исследованиях в первую очередь связан с использованием эффекта обменного сдвига в туннельных магниторезистивных (ТМР) контактах для закрепления намагниченности магнитожегосткого слоя. ТМР-контакты являются элементной базой для создания высокочувствительных датчиков магнитного поля и магнитной памяти с произвольным доступом, не требующей механически подвижных частей. Поскольку одной из перспективных областей использования ТМР-электроники считается космическое пространство, то актуальным представляется исследование влияния радиации различного рода на подобные структуры, в частности, на свойства границы ферромагнитного и антиферромагнитного слоев и обусловленные ею магнитные эффекты. Кроме того, облучение рассматривается как возможный способ искусственной модификации параметров магнитных структур для создания образцов с заранее заданными свойствами, такими как поле обменного сдвига, коэрцитивность и анизотропия.

В качестве образцов использовались разные структуры типа Ta(3)/ферромагнетик(4)/IrMn(10)/Ta(3) (толщины указаны в нанометрах) с различной комбинацией ферромагнитных металлов (Co, CoPt и NiFe).

Структуры были изготовлены на подложке Si/SiO<sub>2</sub> методом высоковакуумного магнетронного распыления при комнатной температуре в магнитном поле 200 Э. Магнитное поле прикладывалось для того, чтоб в процессе напыления ферромагнитный слой находился в намагниченном состоянии, задавая тем самым ориентацию направления поля обменного сдвига. Всего было изготовлено три образца, отличие которых заключалось в составе ферромагнитного слоя — Co, CoFeV и NiFe соответственно. Каждый образец разделялся на несколько частей, после чего производилось облучение гамма-нейтронным излучением с тремя различными флюенсами нейтронов ( $1 \times 10^{14}$ ,  $5 \times 10^{14}$ ,  $1 \times 10^{15}$  см<sup>-2</sup>) и двумя дозами облучения гамма-квантами (1 и 5 Мрад) на стендах ИЯРФ РФЯЦ-ВНИИЭФ.

У исходных и облученных образцов были измерены петли намагничивания в плоскости образца в направлении однонаправленной анизотропии, обусловленной обменным сдвигом. Измерения проводились

на магнитометрической установке путем измерения эффекта Керра.

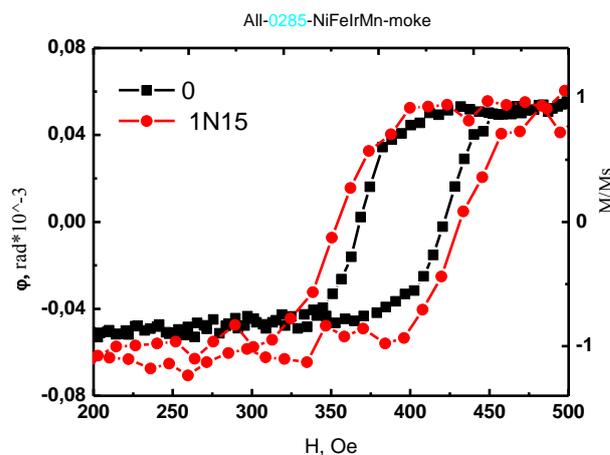


Рис. 1. Петли намагничивания до и после гамма-нейтронного облучения (флюенс нейтронов  $10^{15}$  см<sup>-2</sup>) образца Ta(3)/NiFe(4)/IrMn(10)/Ta(3)

Наибольшее влияние облучения было установлено для образца NiFe/IrMn. Ширина петли гистерезиса возросла на 30% при облучении максимальной дозой нейтронов (рис. 1). Мы связываем наблюдаемый эффект с перемешиванием атомов на границе слоев. Вследствие этого должна возрастать дисперсия локальной величины обменного взаимодействия на границе раздела интерфейсов. Для образцов Co/IrMn и CoFeV/IrMn изменение петли гистерезиса было меньше и составляло 10%.

Поле обменного сдвига (положение середины петли гистерезиса) при облучении существенного изменения не претерпело и изменялось в пределах 10 Э. Данный разброс лежит в пределах точности измерения магнитометрической установки. Это позволяет заключить, что в плане закрепления референсного слоя при помощи обменного сдвига ТМР-элементы должны быть радиационно стойкими при указанных дозах и типах радиации.

## Финансирование

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики (проект «Ядерная и радиационная физика»).

# Тепловое и динамическое излучение в терагерцовом диапазоне при инжекции спиновых токов в магнитных переходах

В. Г. Криштон<sup>1,\*</sup>, С. Г. Чигарев<sup>2</sup>, Л. А. Фомин<sup>1</sup>, Е. А. Вилков<sup>2</sup>, Д. Л. Загорский<sup>3</sup>,  
И. М. Долуденко<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Ак. Осипьяна, 6, Черноголовка, Московская обл., 142432

<sup>2</sup> Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино, Московская обл., 141190

<sup>3</sup> ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, 59, Ленинский проспект, Москва, 119333

\* krishtop@iptm.ru

В работе исследовалось тепловое и динамическое терагерцовое излучение при спиновой инжекции в магнитных переходах в массивах биметаллических нанопроводов, электрохимически сформированных в трековой полимерной мембране. В спектрах обнаружен максимум, имеющий пороговый характер возникновения и нетепловую природу. Мы связываем динамическое излучение со спиновой инжекцией током в магнитных переходах, т. к. спины электронов проводимости в эффективном поле  $s$ - $d$ -обменного взаимодействия образуют термодинамическую подсистему с больцмановским распределением со своей спиновой температурой.

Поиск принципиально новых методов генерации и регистрации терагерцового излучения является важной задачей. В качестве одного из вариантов ее решения можно рассматривать ТГц-излучатели, использующие механизм инжекции спинового тока в магнитные переходы на основе ферромагнитных металлов [1–3]. Для работы квантового генератора на этом принципе важно создать область неравновесного распределения спинов электронов проводимости, что возможно в гетерогенных нанопроволоках, включающих контакты между металлами с различными магнитными параметрами. В таких нанопроволоках может быть достигнута высокая плотность пропускаемого тока — до  $10^7$ – $10^{10}$  А/см<sup>2</sup>. ТГц-излучение, возникающее на основе спин-флип переходов электронов проводимости, определяется как прямыми, так и косыми квантовыми переходами, при которых происходит поглощение фононов, что может уменьшить выделение тепла, т. е. уменьшить интенсивность теплового излучения. Таким образом, может происходить перекачка энергии и возникать конкуренция между радиационными процессами динамического (спин-флип) и теплового характера.

Магнитный переход может быть представлен термодинамической системой, которую можно разделить на две подсистемы, каждая из которых характеризуется своей температурой. Первая — это подсистема атомов, находящихся в термодинамическом равновесии с тепловым излучением. Ее электронная температура связана с нагревом эмиттера и количественно определяется формулой Планка:

$$T_p = \frac{h\nu_p}{k_B} \frac{1}{\ln\left(A \frac{h\nu_p}{u} + 1\right)}. \quad (1)$$

Здесь  $h$  — постоянная Планка,  $\nu_p$  — частота теплового излучения,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $A = 8\pi\nu_p^2/c^2$ ,  $u$  — коэффициент излучения исследуемого излучателя. Вторая подсистема — это спины электронов проводимости в эффективном поле  $s$ - $d$ -обменного взаимодействия, которая подчиняется статистике Больцмана со своей спиновой температурой [3]:

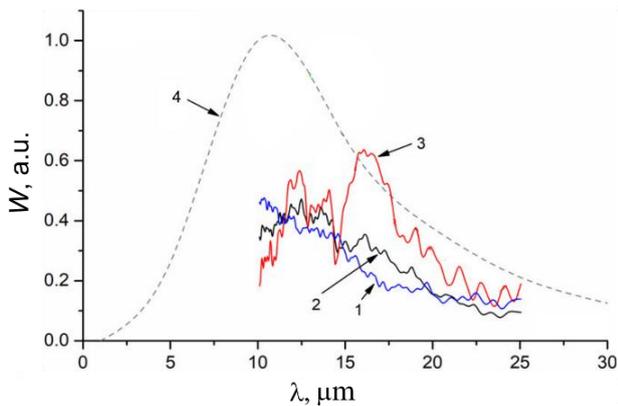
$$T_s = \frac{h\nu_s}{k_B} \frac{1}{\ln\left(\frac{1-P}{1+P}\right)} \quad (2)$$

Здесь  $T_s$  — спиновая температура,  $\nu_s = (E_- - E_+)/h$  — частота спин-флип-перехода,  $P = (n_+ - n_-)/(n_+ + n_-)$  — спиновая поляризация.

Сравнивая уравнения (1) и (2), можно видеть их похожесть. В обоих случаях температура прямо пропорциональна излучаемой энергии  $h\nu$  и обратно пропорциональна логарифму коэффициента излучения.

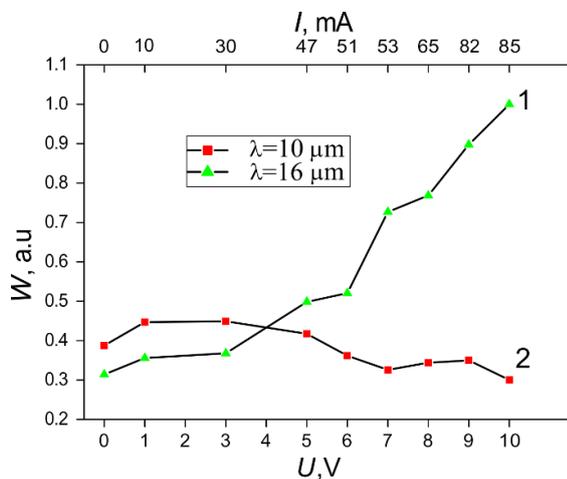
Эксперименты по генерации ТГц-излучения проводились на массиве гетерогенных магнитных нанопроволок из Ni/Co или Ni/Fe, выращенных методом матричного синтеза в порах трековых мембран из полиэтилентерефталата (производства ОИЯИ, Дубна). Диаметр нанопроволок составлял около 100 нм, плотность на поверхности  $10^9$  нанопроволок на кв. см. Каждая нанопроволока в массиве состояла из двух частей различного состава. Последнее достигается при гальваническом синтезе с использованием т. н. «двухваннового» метода: два металла (или сплава) последовательно осаждаются «в двух ваннах» — в двух различных электролитах. Для создания контактов на поверхности трековой мембраны с нанопроволоками с обеих сторон наносились токоведущие медные полоски, ширина и расстояние между которыми составляли 0.1 см. С двух сторон образца эти полоски были ориентированы по-разному: угол между их направлениями составлял 90°. Сам эмиттер представлял собой полоску, шириной равную периоду наносимых токоведущих полосок, т. е.  $\sim 0.1$  см и длиной  $\sim 1.5$  см, вырезанную из всего массива образца. На противоположных концах полосы были нанесены контактные площадки, на которые подавалось напряжение от источника питания.

Измерения проводились на спектроанализаторе Bruker Vertex 80V в диапазоне длин волн 10–25 мкм в воздухе при различных значениях напряжения (тока). В процессе работы эмиттера стабилизированное напряжение, подаваемое на эмиттер, изменялось от 0 до 11 В с шагом 1 В. Результаты измерения спектров излучения исследуемого образца при различных токах (напряжениях) представлены на рис. 1.



**Рис. 1.** Спектр регистрируемого сигнала при различных значениях тока. Кривая 1 —  $J = 10$  мА, 2 —  $J = 53$  мА, 3 —  $J = 85$  мА, 4 — расчетная планковская кривая

Из рисунка видно, что спектральная кривая описывает распределение, близкое к планковскому (тепловому), с максимумом в области 10–12 мкм. При увеличении приложенного к излучателю напряжения от 1 до 7 В (и соответственно величине тока от 10 до 53 мА) общий вид кривой не меняется и наблюдается лишь возрастание интенсивности. При достижении значения напряжения 7 В (ток 53 мА) характер кривой изменялся. На кривой появлялся новый максимум на длине волны 15–17 мкм. Интенсивность максимума возрастала при увеличении напряжения. Пороговый характер возникновения этого максимума позволил предположить нетепловой, динамический характер возникающего излучения. Важно и то, что рост интенсивности этого максимума сопровождался соответствующим уменьшением интенсивности «теплового» пика.



**Рис. 2.** Зависимость интенсивности излучения в относительных величинах от напряжения на излучателе для различных длин волн. Кривая 1 соответствует  $\lambda = 10$  мкм (максимум кривой Планка для «горячего» тела), а кривая 2 соответствует  $\lambda = 16$  мкм (максимум динамического излучения)

Для детального анализа этих процессов был проведен расчёт и сравнение двух мощностей, приходя-

щих на диапазоны в области максимума 10 мкм и в области максимума 16 мкм (т. е. для теплового и динамического излучения соответственно). Полученные зависимости представлены в виде графика на рис. 2.

Представленные результаты показывают, что при минимальных напряжениях на излучателе (начало работы — от 3 до 4 В) обе мощности возрастают примерно одинаково с ростом напряжения. Однако, начиная со значения напряжения 4 В, интенсивность теплового излучения начинает заметно уменьшаться, а интенсивность динамического излучения — возрастать. Таким образом, увеличению динамического излучения соответствует уменьшение теплового излучения, и наоборот. Можно предположить, что такое соответственное изменение мощностей служит подтверждением конкуренции теплового и динамического излучения.

Нетепловое излучение с пороговым характером возбуждения ранее было обнаружено в магнитных туннельных переходах в одномерных цепочках точечных контактов между зёрнами в зёрнистых биметаллических слабеперколированных пленках, выращенных методом прямой лазерной абляции [4, 5].

Таким образом, исследования спин-инжекционного излучателя показали наличие в спектре его излучения двух компонент, связанных с нагревом излучателя током (тепловым излучением), и нетепловое, которое мы связываем со спиновой инжекцией током (динамическое излучение). Поскольку динамическое излучение при непрямом квантовом переходе требует поглощения третьей частицы — фона, это может привести к некоторому уменьшению нагрева эмиттера током. Это можно представить как конкуренцию двух различных механизмов излучения.

## Финансирование

Работа выполнена в рамках госзадания № 075-01304-23-00. Рост НП проводился при поддержке госзадания ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН.

## Литература

1. A. Kadigrobov, Z. Ivanov, T. Claeson et al. *Europhys. Lett.*, 2004, 67, 948.
2. Yu. V. Gulyaev, P. E. Zil'berman, A. I. Krikunov et al. *JETP Letters*, 2007, 85, 160.
3. Yu. V. Gulyaev, P. E. Zil'berman, E. M. Epshtein, R. J. Elliott. *J. Commun. Technol. electron.*, 2003, 48, 942.
4. L. A. Fomin, V. G. Krishtop, et al. *Proc. of the XVII All-Russian School-Seminar "Physics and Application of Microwaves"*. 2019. S. 10 Spintronics and Magnonics, pp.14–17.
5. V. G. Krishtop et al. *AIP Conf. Proc.*, 2021, 2359, 020017.

# Топологические зоны в металле с геликоидальным магнитным порядком

Ю. Б. Кудасов

Саровский физико-технический институт НИЯУ МИФИ, ул. Духова, 6, Саров, 607186  
Российский федеральный ядерный центр — ВНИИЭФ, пр. Мира, 37, Саров, 607188  
kudasov@ntc.vnuuef.ru

Рассмотрена зонная структура в кристалле при наличии геликоидального магнитного порядка в случае соизмеримой магнитной структуры. Показано, что зоны обладают топологическими свойствами, это связано, с одной стороны, с наличием двух характерных периодов трансляций (обычная и уменьшенная магнитные зоны Бриллюэна), а с другой, вырождением, подобным крамерсовскому. Рассмотрена простая модель 1D-цепочки, допускающей точное решение, а также 2D-модель проводящего слоя палладия в  $\text{PdCrO}_2$  под действием  $120^\circ$  магнитного упорядочения в прилегающих слоях хрома.

## Введение

В последние десятилетия интенсивно развивается топологическая зонная теория [1]. Основные усилия теоретиков и экспериментаторов были сосредоточены на исследовании топологических изоляторов (ТИ) и поверхностных состояний [1]. Важную роль в поиске новых ТИ играет разработка методов вычисления топологических инвариантов.

Семейство металлических дельфосситов с 5d элементами ( $\text{PdCoO}_2$ ,  $\text{PtCoO}_2$ ,  $\text{PdCrO}_2$ ) привлекло к себе внимание вследствие крайне необычных транспортных свойств [2]. Проводимость этих слоистых соединений в плоскости  $ab$  при комнатной температуре является рекордной среди оксидов и сопоставима с проводимостью лучших проводников среди элементарных металлов (Au, Al, Cu, Ag). При этом плотность подвижных носителей заряда в дельфосситах в несколько раз ниже. Таким образом, длина свободного пробега оказывается аномально большой, что, в частности, приводит к необычному гидродинамическому характеру движения подвижных носителей заряда.

Соединения  $\text{PdCoO}_2$ ,  $\text{PtCoO}_2$  немагнитные во всем диапазоне температур. Однако в них был обнаружен сильный ближний магнитный порядок в слоях ионов кобальта. При этом было показано, что он существует до температур выше комнатных и оказывает сильное влияние на транспортные свойства.

В  $\text{PdCrO}_2$  ниже  $T_N = 37.5$  К возникает сложный магнитный порядок ионов хрома: в слоях он примерно соответствует  $120^\circ$  упорядочению, а в целом число подрешеток в структуре равно 18 [3]. Сильный ближний порядок сохраняется примерно до 500 К. При переходе в магнитоупорядоченное состояние проводимость резко возрастает, т. е. магнитный порядок стимулирует высокопроводящее состояние.

В настоящей работе показано, что электронная структура металла в геликоидальном магнитном поле является топологически нетривиальной, что приводит к специфическому режиму электронного транспорта.

## Топология зонной структуры в геликоидальном магнитном поле

Рассмотрим кристаллическую решетку, описываемую операциями симметрии  $\{\alpha_{\mathbf{R}}|\mathbf{t}\}$ , где  $\alpha_{\mathbf{R}}$  — повороты вокруг оси  $\mathbf{R}$ , а  $\mathbf{t}$  — трансляции на вектор  $\mathbf{t}$ .

Предположим, что в кристалле существует также неколлинеарное упорядочение спинов. Будем считать, что спины лежат в одной плоскости, причем в отсутствие спин-орбитального взаимодействия выбор направления оси квантования  $z$  произволен. Будем также считать, что при трансляции  $\mathbf{t}$  спины поворачиваются на угол  $\alpha_{\mathbf{S}}(\mathbf{t})$ , и магнитная структура является соизмеримой, т. е. векторы трансляций магнитной структуры  $\mathbf{T}_m$  кратны векторам  $\mathbf{t}_n$ . Такая геликоидальная структура может быть описана спиновой пространственной группой с элементами  $\{\alpha_{\mathbf{S}}|\alpha_{\mathbf{R}}|\mathbf{t}\}$  [4, 5].

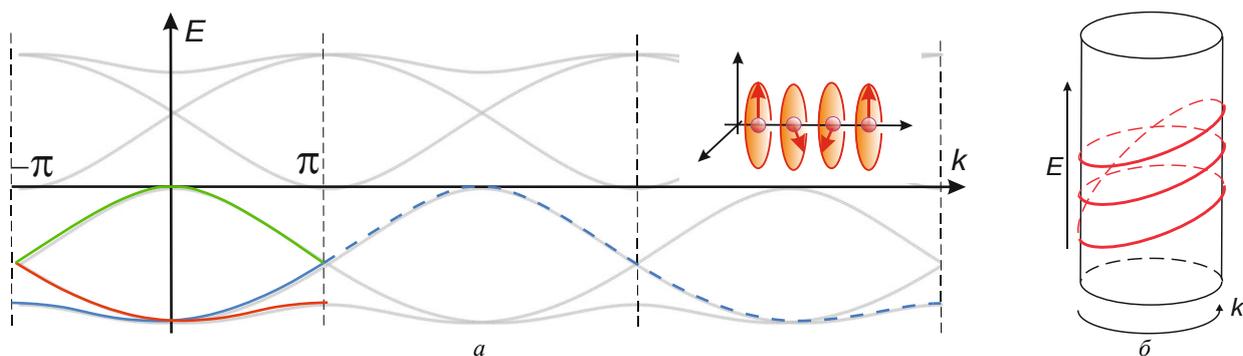
Простейшим примером геликоидальной структуры является одномерная цепочка одинаковых атомов. В приближении сильной связи такая цепочка в магнитном поле с поворотом магнитного поля на  $120^\circ$  при трансляции на один период цепочки имеет 3 подрешетки и может быть описана следующим гамильтонианом:

$$H = \sum_{i,\sigma} (a_{i\sigma}^+ b_{i\sigma} + b_{i\sigma}^+ c_{i\sigma} + c_{i\sigma}^+ a_{i+1\sigma} + h. c.) + \sum_i (\hat{\mathbf{h}}_{ia} + \hat{\mathbf{h}}_{ib} + \hat{\mathbf{h}}_{ic}), \quad (1)$$

где  $a_{i\sigma}^+$ ,  $a_{i\sigma}^-$ ,  $a_{i\sigma}$  — операторы рождения электрона спина  $\sigma$  на подрешетках  $a$ ,  $b$  и  $c$ ;  $\hat{\mathbf{h}}_{a(b,c)}$  — операторы вида  $\hat{\mathbf{h}}_{ia} = \sum_{\mathbf{h}} \mathbf{h}_a a_{i\alpha}^+ \sigma_{\alpha\beta} a_{i\beta}$ . Здесь  $\mathbf{h}_{a(b,c)}$  — магнитное поле на подрешетках,  $\sigma_{\alpha\beta}$  — матрицы Паули.

Гамильтониан (1) может быть диагонализирован точно. Полученные дисперсионные кривые показаны на рис. 1, а. Видно, что в пределах 1-й зоны Бриллюэна (магнитной) они по отдельности не являются периодическими (показано цветом). Однако в целом структура из 3 зон оказывается периодической, т. е. теорема Блоха выполняется, но происходит перестановка номеров зон при смещении зонной структуры на вектор обратной решетки.

Согласно обобщенной теореме Блоха [5] наименьшая приведенная трансляция определяется вектором  $\mathbf{t}$  (с поворотом  $\alpha_{\mathbf{S}}$ ). Тогда можно построить уменьшенную магнитную элементарную ячейку и соответствующую зону Бриллюэна [5], которая в данном случае совпадает с кристаллохимической. На рис. 1, а видно, что в пределах уменьшенной магнитной зоны Бриллюэна дисперсионные кривые являются периодическими. Заметим, что в приближении почти свободных электронов получаются аналогичные решения [6].



**Рис. 1.** Дисперсионные кривые цепочки в геликоидальном поле (а) (схематично показана на вставке) и их представление на цилиндре (б)

С топологической точки зрения, в одномерном случае мы можем замкнуть точки  $-\pi$  и  $\pi$ , в результате чего мы получаем цилиндр. Схематично дисперсионная кривая на цилиндрической поверхности показана на рис. 1, б.

Для 2D-модели  $\text{PdCrO}_2$  (гексагональная решетка,  $120^\circ$  упорядочение) [6] получается многолистная дисперсионная поверхность. В отличие от 1D-модели здесь пересечение листов происходит не в точках, а вдоль линий. В некоторых случаях рассеяние назад оказывается запрещенным, что приводит к особенностям в транспортных свойствах [6].

#### Финансирование

Работа выполнялась в рамках проекта «Исследования в сильных и сверхсильных магнитных полях»

(направление №7) Национального центра физики и математики.

#### Литература

1. M. Fruchart, D. Carpentier // *C. R. Physique*, **14**, 779 (2013)
2. A. P. Mackenzie // *Rep. Prog. Phys.*, **80**, 32501 (2017).
3. H. Takatsu, G. Nénert, H. Kadowaki *et al.* // *Phys. Rev. B*, **89**, 104408 (2014).
4. W. Brinkman, R. J. Elliott // *Proc. Roy. Soc.*, **A294**, 343 (1966).
5. L. M. Sandratskii // *Phys. Stat. Sol. (b)*, **135**, 167 (1986).
6. Ю. Б. Кудасов, Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 113, вып.3, 168.

# Эффективное взаимодействие Дзялошинского — Мории в гибридных системах ферромагнетик / парамагнетик и ферромагнетик / сверхпроводник

М. А. Кузнецов<sup>1,\*</sup>, К. Р. Мухаматчин<sup>2,\*\*</sup>, А. А. Фраерман<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

<sup>2</sup> Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, 603950

\* kuznetsov@ipmras.ru, \*\*mykamil@yandex.ru

Показано, что в энергии ферромагнитной (ФМ) пленки, находящейся на парамагнитной (ПМ) (ФМ выше критической температуры,  $T_c$ ) или сверхпроводящей (СП) (лондоновский предел) подложке, появляется член, имеющий вид поверхностного взаимодействия Дзялошинского — Мории (ВДМ). Этот член имеет магнитостатическое происхождение: неоднородное распределение намагниченности в ФМ-пленке индуцирует намагниченность или сверхпроводящий ток в ПМ- и СП-подложке соответственно, которые влияют на намагниченность пленки посредством собственных полей рассеяния. Показано, что эффективное ВДМ приводит к стабилизации киральных магнитных текстур, таких как магнитный скирмион, только в системе ФМ/ПМ. Сильная температурная чувствительность эффективной постоянной ДМ вблизи  $T_c$  позволяет настраивать величину взаимодействия между пленкой и подложкой.

## Введение

Известно, что в магнитных средах без центра инверсии может существовать взаимодействие Дзялошинского — Мории (ВДМ) [1], поддерживающее неколлинеарное упорядочение магнитных моментов этих сред. В частности, поверхностное ВДМ возникает в плоскостной системе ферромагнетик (ФМ)/тяжелый металл (ТМ), где нарушение инверсионной симметрии обеспечивается наличием границы раздела, а слой ТМ опосредует связь между магнитными моментами ФМ благодаря сильному спин-орбитальному взаимодействию [2]. При определенных условиях поверхностное ВДМ способно значительно влиять на распределение намагниченности в ФМ. Наряду со снятием кирального вырождения в ФМ-пленке, это взаимодействие может стабилизировать топологически нетривиальные магнитные текстуры, такие как магнитные скирмионы (МС) [3], которые являются многообещающими кандидатами на роль устройств для хранения и обработки информации, а также вызывают значительный интерес для нейроморфных вычислений. Поверхностное ВДМ влияет также и на динамику намагниченности ФМ-пленки. Так, в системе ФМ/ТМ спиновые волны (СВ) становятся невзаимными, т. е. встречные СВ при одинаковой длине волны сдвинуты относительно друг друга по частоте [4].

Наряду с поверхностным ВДМ к снятию кирального вырождения приводит магнитостатическое взаимодействие ФМ-пленки и парамагнитной (ПМ) [5] или сверхпроводящей (СП) [6] подложки (рис. 1). Известно также, что в этих системах СВ невзаимны [7], однако аналитические расчеты спектра в литературе отсутствуют. Упомянутые свойства систем ФМ/ПМ и ФМ/СП делают их похожими на систему ФМ/ТМ, и поэтому возникает вопрос о возможности стабилизации МС за счет межслоевого магнитостатического взаимодействия.

В настоящей работе мы показали, что в системах ФМ/ПМ и ФМ/СП возникает эффективное ВДМ, имеющее чисто магнитостатическую природу. При этом знак эффективной постоянной ВДМ зависит от типа подложки, а ее величина чувствительна к изменению температуры в окрестности точек фазового

перехода ПМ и СП. Мы обнаружили, что эффективное ВДМ приводит к стабилизации киральных магнитных текстур (в том числе МС) только в случае ПМ-подложки; а также получили аналитические выражения для невзаимного спектра СВ в ФМ/ПМ и ФМ/СП. Полученные результаты допускают экспериментальную проверку и открывают возможность управления радиусом МС и величиной невзаимности СВ посредством изменения температуры.

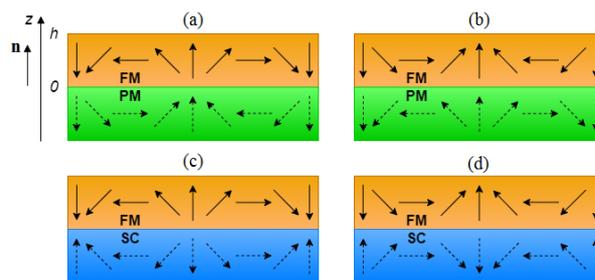


Рис. 1. Магнитные циклоиды (плошные стрелки) и их изображения (пунктирные стрелки) в системах ФМ/ПМ (a, b) и ФМ/СП (c, d). Правому (a, c) и левому (b, d) вращению циклоид соответствуют разные конфигурации диполей изображения, что приводит к снятию кирального вырождения рассматриваемых систем

## Результаты и обсуждения

Свободная энергия систем ФМ/ПМ и ФМ/СП имеет вид

$$F = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^h \left[ \frac{L_0^2}{2} \sum_{\alpha=1}^2 \left( \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_\alpha} \right)^2 - \frac{1}{2} K_a M_z^2 - (\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{\text{ext}}) - \frac{1}{2} (\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}) \right] dpdz, \quad (1)$$

где  $h$  и  $L_0$  — толщина и обменная длина ФМ-пленки,  $K_a > 4\pi$  — постоянная магнитной анизотропии,  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$  — напряженность внешнего магнитного поля,  $\rho = (x, y)$ . Мы считаем ФМ-пленку достаточно тонкой, т. е.  $L_0 \ll h$ , так что можно пренебречь зависимостью намагниченности пленки  $\mathbf{M}$  от поперечной координаты  $z$ . В формуле (1) магнитостатическое поле  $\mathbf{H}$  подчиняется уравнениям Максвелла,  $\text{div} \mathbf{B} = 0$  и  $\text{rot} \mathbf{H} = 4\pi \mathbf{j}/c$ . В случае ФМ/ПМ,  $\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi \mathbf{M}$ ,

$\mathfrak{M}(\mathbf{p}, z) = \mathbf{m}(\mathbf{p}, z)\theta(-z) + \mathbf{M}(\mathbf{p})\theta(z)\theta(h-z)$ , а в случае ФМ/СП,  $\mathbf{J}(\mathbf{p}, z) = c \text{rot}[\mathbf{M}(\mathbf{p})\theta(z)\theta(h-z)] + \theta(-z)\mathbf{j}_s(\mathbf{p}, z)$ . Здесь  $\theta(t)$  — функция Хевисайда,  $\mathbf{m}$  и  $\mathbf{j}_s$  — намагниченность в ПМ и сверхток в СП, подчиняющиеся материальным связям,  $\mathbf{m} = \chi\mathbf{H}$  и  $\mathbf{j}_s = -c\mathbf{A}/(4\pi\lambda^2)$ , справедливым при  $z < 0$ . Здесь  $\mathbf{A}$  — векторный потенциал,  $\chi(T) = C/(T - T_c)$  — восприимчивость ПМ,  $\lambda(T) = \lambda_0/(1 - T/T_c)^{1/2}$  — лондоновская глубина проникновения магнитного поля в СП,  $T_c$  — критическая температура соответствующего фазового перехода.

Решая уравнения Максвелла, можно определить магнитостатическую энергию рассматриваемых систем (последнее слагаемое в (1)),  $F_{\text{MS}} = F_{\text{MS}}^{\text{intra}} + F_{\text{MS}}^{\text{inter}}$ , где  $F_{\text{MS}}^{\text{intra(inter)}}$  — внутрислойный (межслоевой) вклад в  $F_{\text{MS}}$ . Приведем выражение для  $F_{\text{MS}}^{\text{inter}}$ :

$$F_{\text{MS}}^{\text{inter}} \propto \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{q} D_{\text{eff}}(q) |\text{div}\mathbf{M}(\mathbf{q}) + qM_z(\mathbf{q})|^2 d\mathbf{q}, \quad (2)$$

где  $M_z(\mathbf{q})$  и  $\text{div}\mathbf{M}(\mathbf{q})$  — фурье-образы от  $M_z(\mathbf{p})$  и  $\text{div}\mathbf{M}(\mathbf{p})$ ,  $D_{\text{eff}}(q)$  — эффективная постоянная ВДМ,

$$D_{\text{eff}}(q) = -\frac{\pi\kappa(q)}{q^2 h} (1 - e^{-qh})^2, \quad (3)$$

где  $\kappa = \frac{2\pi\chi}{1+2\pi\chi}$  для ФМ/ПМ и  $\kappa = -(\sqrt{q^2\lambda^2 + 1} - q\lambda)/\sqrt{q^2\lambda^2 + 1} + q\lambda$  для ФМ/СП. Знак параметра  $\kappa$ , и следовательно знаки  $D_{\text{eff}}$  и  $F_{\text{MS}}^{\text{inter}}$ , зависят от типа подложки,  $D_{\text{eff}} < 0$  ( $F_{\text{MS}}^{\text{inter}} < 0$ ) для ФМ/ПМ и  $D_{\text{eff}} > 0$  ( $F_{\text{MS}}^{\text{inter}} > 0$ ) для ФМ/СП. Это означает, что СП-подложка повышает энергию системы и неоднородные состояния в ФМ/СП не могут быть энергетически выгодным. Если масштаб  $\mathbf{M}$  значительно превосходит толщину пленки, т. е.  $qh \ll 1$ , а также если  $\kappa \sim 1$  (что может быть выполнено только для ФМ/ПМ), то (1) обретает вид

$$F = h \int_{-\infty}^{+\infty} \left[ \frac{L_0^2}{2} \sum_{\alpha=1}^2 \left( \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_\alpha} \right)^2 - \frac{1}{2} K_a^{\text{eff}} M_z^2 - (\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{\text{ext}}) + f_{\text{DMI}}^{\text{eff}} \right] d\mathbf{p}, \quad (4)$$

где  $K_a^{\text{eff}} = K_a - 4\pi$  и

$$f_{\text{DMI}}^{\text{eff}} = -\pi\kappa h \left( M_z \frac{\partial M_x}{\partial x} - M_x \frac{\partial M_z}{\partial x} + M_z \frac{\partial M_y}{\partial y} - M_y \frac{\partial M_z}{\partial y} \right). \quad (5)$$

Можно видеть, что в этом приближении учет магнитостатической энергии приводит к перенормировке константы анизотропии и появлению слагаемого  $f_{\text{DMI}}^{\text{eff}}$ , имеющего обычный для ВДМ вид [3]. Эту энергию можно оценить как  $\pi\kappa h M_0^2 \sim 1$  эрг/см<sup>2</sup> при  $\pi h \sim 10$  нм,  $M_s \sim 10^3$  эрг/(Гс·см<sup>3</sup>), что сравнимо с энергией ВДМ в системе ФМ/ТМ [4]. Энергия (5) приводит к стабилизации неелевского МС, радиус которого можно оценить как  $R = 8\pi^2 \kappa h / (K_a^{\text{eff}} + 4(1 - 4/\pi^2 H_{\text{ext}}/M_s))$ .

### Финансирование

Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 21-72-10176.

### Литература

1. I. E. Dzialoshinskii // Sov. Phys. JETP, **5**, 1259 (1957); T. Moriya // Phys. Rev., **120**, 91 (1960).
2. A. Crepieux and C. Lacroix // J. Magn. Magn. Mater., **182**, 341 (1998).
3. A. N. Bogdanov and D.A. Yablonskii // Sov. Phys. JETP, **68**, 101 (1989).
4. K. Di, V. L. Zhang, H. S. Lim et al. // Appl. Phys. Lett., **106**, 052403 (2015).
5. N. Mikuszeit, S. Meckler, R. Wiesendanger et al. // Phys. Rev. B **84**, 054404 (2011).
6. I. M. Nefedov, A. A. Fraerman, I. A. Shereshevskii // Phys. Solid State, **58**, 503 (2016).
7. L. A. Fomin, V. G. Krishtop, et al. *Proc. of the XVII All-Russian School-Seminar "Physics and Application of Microwaves"*, 2019, S. 10 Spintronics and Magnonics, pp.14–17.
8. V. G. Krishtop et al. *AIP Conf. Proc.*, 2021, 2359, 020017.

# Синхронизация и управляемая бистабильность двух спин-трансферных осцилляторов с одноосной симметрией и полевой связью

П. В. Купцов

Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019  
kupav@mail.ru

Рассматриваются два спин-трансферных осциллятора, имеющих одноосную симметрию и взаимодействующие посредством создаваемых ими магнитных полей. Исследованы две модели: упрощённая, когда рассматриваются только осцилляторы, где каждый с собственным идеальным источником постоянного тока, и когда параллельно каждому из осцилляторов подключена RLC-цепочка. Показано, что при увеличении силы связи между осцилляторами происходит переход к синхронизации. При этом может наблюдаться режим бистабильности, когда в зависимости от начальных условий реализуется либо синхронный, либо несинхронный режимы. Получены аналитические оценки для границ области бистабильности. Для модели с RLC-нагрузками предложен метод, позволяющий контролируемо запускать колебания в системе так, чтобы исключить режим бистабильности.

## Введение

Спин-трансферный осциллятор — это наноразмерное трёхслойное устройство (ферромагнетик-спейсер-ферромагнетик), которое при пропускании через него тока  $\vec{j}$  может генерировать маломощное микроволновое излучение за счёт прецессии вектора намагниченности  $\vec{m}$  так называемого свободного слоя. Теоретическая модель этого осциллятора описывается уравнением Ландау — Лифшица — Гильберта — Слончевского, которое в безразмерной форме имеет вид [1]

$$\dot{\vec{m}} - \alpha \vec{m} \times \dot{\vec{m}} = -\vec{m} \times \vec{h}_{\text{eff}} + \frac{\beta \vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{p})}{1 + c_p (\vec{m} \cdot \vec{p})} \quad (1)$$

Здесь  $\vec{p}$  — намагниченность закреплённого слоя,  $\vec{h}_{\text{ext}}$  — внешнее магнитное поле,  $\alpha$  — параметр Гильберта, отвечающий за затухание прецессии вектора  $\vec{m}$ ,  $\beta$  — управляющий параметр, пропорциональный току  $j$ . Меняя  $\beta$  можно наблюдать переход от неподвижной точки к колебаниям. При этом собственная частота колебаний также зависит от него. Модуль вектора намагниченности всегда остаётся постоянным,  $\|\vec{m}\| = 1$ . Параметр  $c_p$  зависит от свойств материала осциллятора. Он может принимать значения в диапазоне  $-1 < c_p < 1$ , но достаточно часто в теоретических исследованиях его принимают равным нулю. Мы также положим  $c_p = 0$ . Эффективное поле  $\vec{h}_{\text{eff}}$  включает в себя поле размагничивания, анизотропии и внешнее поле  $\vec{h}_{\text{ext}}$ :

$$\vec{h}_{\text{eff}} = \vec{h}_{\text{ext}} - \mathcal{D} \vec{m}. \quad (2)$$

где  $\mathcal{D}$  — диагональный тензор, учитывающий размагничивание и анизотропию (эта форма записи правомерна, когда свободный слой осциллятора представляет собой плоский эллипсоид, кристаллическая анизотропия одноосная, и ось совпадает с одной из осей эллипсоида).

## Два осциллятора с одноосной симметрией и связью через магнитные поля

Будем считать, что намагниченность закреплённого слоя, а также внешнее поле направлены вдоль тока, который в свою очередь течёт поперёк слоёв осциллятора. Кроме того, положим  $\mathcal{D}_x = \mathcal{D}_y = \mathcal{D}_z = 1$ .

При сделанных предположениях система имеет единственную ось симметрии, задаваемую направлением тока. Это приводит к существенному упрощению уравнения (1), однако при этом система остаётся физически релевантной [1].

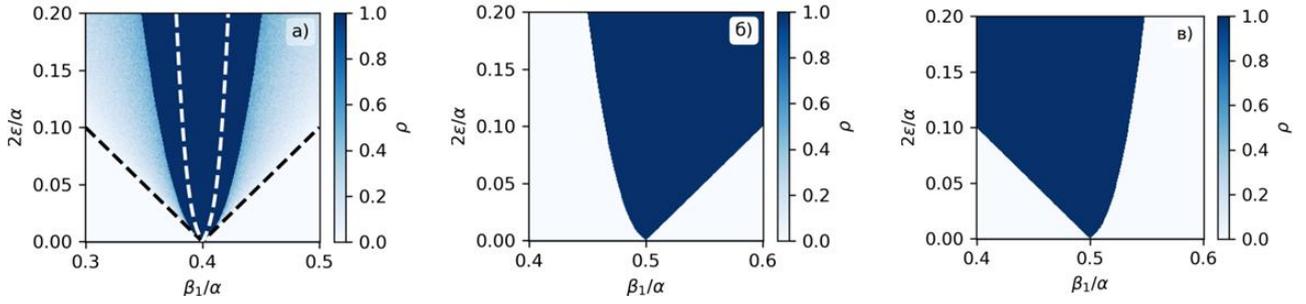
Рассмотрим два осциллятора, находящиеся рядом друг с другом. Благодаря магнитным компонентам генерируемого ими излучения осцилляторы будут взаимодействовать. В дипольном приближении это взаимодействие можно учесть как поправку к эффективному полю  $\vec{h}_{\text{eff}}$  (2), пропорциональную намагниченности:  $\vec{h}_{\text{eff},1} = \vec{h}_{\text{ext}} - \mathcal{D} \vec{m}_1 + \varepsilon \vec{m}_2$ .

Отметим, что, так как излучения осцилляторов маломощные, имеет смысл рассматривать только достаточно малые значения силы связи  $\varepsilon$ .

Подключим параллельно каждому из осцилляторов RLC цепочку и отдельный источник постоянного тока. Взаимодействие между осциллятором и RLC-цепочкой будет происходить за счёт эффекта гигантского магнитного сопротивления: сопротивление осциллятора зависит от ориентации его вектора намагниченности что в свою очередь влияет на ток в RLC-цепочке. Уравнения такой системы имеют вид:

$$\begin{aligned} \dot{m}_{i,x} &= m_{i,z} A_i m_{i,x} + B_i m_{i,y} + \\ &+ \frac{\varepsilon}{1 + \alpha_i^2} \{ \alpha_i [m_{j,x} - (\vec{m}_i \cdot \vec{m}_j) m_{i,x}] - m_{i,y} m_{j,z} \\ &\quad + m_{j,y} m_{i,z} \}, \\ \dot{m}_{i,y} &= -B_i m_{i,x} + m_{i,z} A_i m_{i,y} + \\ &+ \frac{\varepsilon}{1 + \alpha_i^2} \{ \alpha_i [m_{j,y} - (\vec{m}_i \cdot \vec{m}_j) m_{i,y}] + m_{i,x} m_{j,z} \\ &\quad - m_{j,x} m_{i,z} \}, \\ \dot{m}_{i,z} &= A_i (m_{i,z}^2 - 1) + \\ &+ \frac{\varepsilon}{1 + \alpha_i^2} \{ \alpha_i [m_{j,z} - (\vec{m}_i \cdot \vec{m}_j) m_{i,z}] - m_{i,x} m_{j,y} \\ &\quad + m_{j,x} m_{i,y} \}, \\ A_i &= \alpha_i \frac{m_{i,z} - h_z + \beta_i (1 - w_i) / \alpha_i}{1 + \alpha_i^2}, \\ B_i &= \frac{m_{i,z} - h_z - \beta_i (1 - w_i) \alpha_i}{1 + \alpha_i^2}. \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \dot{u}_i &= \chi_i w_i, \\ \dot{w}_i &= \frac{\Omega_i^2}{\chi_i} ((1 - \kappa_i m_{i,z})(1 - w_i) - u_i - \rho_i w_i). \end{aligned} \quad (4)$$



**Рис. 1.** Относительная частота  $\rho$  выхода системы на синхронный режим при старте со случайных начальных условий. Диаграмма *a* — система (3) без нагрузки. Диаграммы *б* и *в* — система (3) с подключёнными RLC-цепочками (4). На диаграмме *б* первый осциллятор отходит от неподвижной точки раньше второго, а на диаграмме *в*, наоборот, раньше отходит второй

Здесь уравнения (3) отвечают осциллятору, а (4) описывают соответствующую RLC-цепочку. Переменные  $m_{i,x}, m_{i,y}, m_{i,z}$  — компоненты вектора  $\vec{m}_i$  а индекс  $j$  подразумевает другой осциллятор, т. е.  $i = 1, j = 2$  и наоборот. Внешнее магнитное поле задаётся  $h_z$ . Переменные  $w_i, u_i$ , обозначают перенормированные ток и напряжение в цепочке;  $\rho_i, \Omega_i, \chi_i, \kappa_i$  — перенормированные параметры цепочки. Подробнее про перенормировку см. в [2].

### Синхронизация и бистабильность

Рассмотрим два варианта модели (3), (4). Сначала для простоты проигнорируем гигантское магнитное сопротвление осцилляторов. В этом случае RLC-цепочки не будут влиять на характер их динамики и можно рассматривать только уравнения (3), положив  $w_i = 0$ . Такое приближение имеет смысл в силу того, что, как видно из (4), на ток в цепочке влияет только компонента  $m_z$  осциллятора. Анализ уравнений (3) показывает, что  $m_z$  всегда либо колеблется с очень малой амплитудой, либо остаётся постоянной [3].

Численное решение уравнений (3) при различных значениях параметров и начальных условий показывает, что при увеличении силы связи осцилляторы синхронизируются. Причём переход к этому режиму происходит через бистабильность, когда синхронные и не синхронные колебания сосуществуют, а выбор зависит от начальных условий.

Амплитуды намагниченностей осцилляторов  $\vec{m}_{1,2}$  сохраняются и в силу нормировки равны единицы. Динамика каждого из осцилляторов происходит на поверхности единичной сферы. В силу этого уравнения (3) можно переписать в сферических координатах для азимутальных  $\phi_{1,2}$  и полярных  $\theta_{1,2}$  углов. Колебания осцилляторов происходят вдоль «широт» — углы  $\phi_{1,2}$  монотонно меняются, а  $\theta_{1,2}$  слабо осциллируются в случае не синхронных колебаний или остаются постоянным при синхронизации. Поэтому систему можно проанализировать в фазовом приближении, считая  $\theta_{1,2}$  соответствующими амплитудным переменным.

Этот анализ позволяет получить оценки для границ области бистабильности:

$$\begin{aligned} \varepsilon &\geq \frac{|\beta_1 - \beta_2|}{2}, \\ \varepsilon &< |\beta_1 - \beta_2| + 8|\beta_1 - \end{aligned} \quad (5)$$

$$\beta_2|^3 \frac{\alpha^2(1 - 4h_z^2) + 4\alpha(\beta_1 + \beta_2)h_z - (\beta_1 + \beta_2)^2 + 1}{[(2\alpha h_z - \beta_1 - \beta_2)^2 - 4\alpha^2]^2}.$$

На рис. 1, *a* показана найденная численно относительная частота  $\rho$  выхода системы на синхронное решение при старте со случайной начальной точки. Меняется сила связи  $\varepsilon$  и  $\beta_1$ , а  $\beta_2$  неизменно. Пунктирные линии построены в соответствии с (5). Видно, что оценка (5) качественно правильно даёт границы области бистабильности. Нижняя граница получена точно, а верхняя завышена. Причина в том, что при её выводе использовалось первое приближение по малым возмущениям амплитуды. Более точная формула может быть получена с учётом более высоких порядков разложения.

### Управление бистабильностью

Рассмотрим теперь полную систему (3), (4). Численное моделирование показывает, что динамика такой системы качественно мало отличается от динамики системы (3): осцилляторы могут колебаться не синхронно, а также могут синхронизироваться. В любом случае ток и напряжение в RLC-цепочке (4) колеблется с очень малой амплитудой.

Кроме колебательного решения осцилляторы имеют неподвижные точки, которые устойчивы, т. е. колебания отсутствуют, когда токи, текущие через осцилляторы и учитываемые через параметры  $\beta_{1,2}$ , слишком малы или слишком велики [3]. В силу того что цепочка подключена параллельно осциллятору, контролируя ток через неё, можно управлять возникновением колебаний в осцилляторах.

Идея состоит в том, чтобы задавать в RLC-цепочках начальные условия таким образом, чтобы на старте  $w_{1,2}$  имели бы большие отрицательные значения, что можно обеспечить, предварительно заряжая конденсаторы. Это приведёт к тому, что сразу после включения будут устойчивы неподвижные точки осцилляторов. Осцилляторы будут «забывать» свои произвольные начальные состояния, выходя на неподвижные точки. Затем, когда конденсаторы потеряют свой первоначальный заряд, токи через осцилляторы примут свои номинальные значения и в осцилляторах начнутся колебания, стартующие всегда с одних и тех же начальных условий.

Имеется ещё один тонкий момент. Выбор системой одного из двух решений в режиме бистабильно-

сти зависит от того, какое из начальных значений будет больше,  $m_{1,z}$  или  $m_{2,z}$  [3]. Поэтому нужно сделать RLC-цепочки немного разными. Тогда один из осцилляторов всегда будет немного опережать другой, и это приведёт к тому, что бистабильность будет подавлена.

На рис. 1, б и в показаны относительные частоты появления синхронного режима для системы (3), (4). На рис. 1, б параметры таковы, что после потери конденсаторами высоких начальных зарядов от неподвижной точки раньше отходит первый осциллятор. Видно, что при  $\beta_1 > \beta_2$  область бистабильности заменяется на синхронный режим (ср. правые части рис. 1, а и 1, б). Если  $\beta_1 < \beta_2$ , то в области бистабильности возникает несинхронный режим (ср. левые части рис. 1, а и 1, б). Если раньше из неподвижной точки выходит второй осциллятор, картина меняется зеркально, см. рис. 1, в.

## Финансирование

*Исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ № 21-12-00121, <https://rscf.ru/project/21-12-00121/>.*

## Литература

1. I. D. Mayergoyz, G. Bertotti, C. Serpico. Nonlinear magnetization dynamics in nanosystems // Elsevier, 2009. P. 466.
2. M. A. Zaks, A. Pikovsky. Synchrony breakdown and noise-induced oscillation death in ensembles of serially connected spin-torque oscillators // The European Physical Journal B. 2019. Т. 92, №7. P. 160.
3. P. V. Kuptsov. Synchronization and bistability of two uniaxial spin transfer oscillators with field coupling // Regular and Chaotic Dynamics. 2022. Т. 27, №6. P. 697–712.

# Магнитокалорический эффект магнитных наночастиц FeNi, полученных методом электрического взрыва проволоки

Г. В. Курляндская<sup>1,\*</sup>, А. В. Архипов<sup>1</sup>, И. В. Бекетов<sup>1,2</sup>, А. В. Багазеев<sup>2</sup>,  
А. С. Волегов<sup>1</sup>, А. Larrañaga<sup>3</sup>, А. В. Свалов<sup>1,\*\*</sup>

<sup>1</sup> Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002

<sup>2</sup> Институт электрофизики РАН, ул. Амундсена, 106, Екатеринбург, 620016, Россия

<sup>3</sup> University of Basque Country UPV-EHU, SGIKER Services, Box 644, 48080 Bilbao, Spain

\*galinakurlyandskaya@urfu.ru, \*\* andrey.svalov@urfu.ru

В настоящей работе представлены результаты исследования структуры, магнитных свойств и особенностей магнитокалорического эффекта (МКЭ) магнитных наночастиц FeNi близкого к инвариному состава, синтезированных методом электрического взрыва проволоки с использованием различных технологических параметров получения.

## Введение

Фундаментальные исследования магнитной энтропии, магнитных фазовых переходов и практические потребности разработки устройств экологически чистого магнитного охлаждения особенно перспективны в случае наноструктурированных магнетиков [1, 2]. В последние годы наблюдается рост интереса к изучению магнитокалорического эффекта (МКЭ) в наноструктурах с большим соотношением «поверхность/объем», магнитных микро- и наночастицах [3, 4]. При этом возможности получения больших партий магнитных наночастиц (МНЧ) с помощью электрофизического метода электрического взрыва проволоки (ЭВП) [5] важны не только с точки зрения разработки массовой технологии, но и открывают перспективы гибкой адаптации функциональных свойств наноматериала за счет подбора оптимальных технологических параметров получения и дополнительных обработок МНЧ. Железо-никелевые сплавы давно являются предметом теоретических и экспериментальных исследований, но данные об особенностях МКЭ ЭВП наночастиц FeNi в литературе отсутствуют.

Фазовую диаграмму сплавов Fe–Ni можно разделить на характерные участки в зависимости от их кристаллографической структуры: объемно-центрированная кубическая (ОЦК), гранецентрированная кубическая (ГЦК) и область ОЦК-ГЦК сосуществования. При комнатной температуре для близкого к инвариному состава ОЦК- и ГЦК-фазы сосуществуют, и удельные доли зависят от метода получения, особенно для наноструктурированных материалов [6]. В настоящей работе представлены результаты исследования структуры, магнитных и МКЭ свойств четырех партий наночастиц FeNi, синтезированных методом ЭВП с использованием различных технологических параметров получения.

## Методы

Технологические параметры получения методом ЭВП и некоторые физические характеристики партий образцов магнитных наночастиц FeNi представлены в табл. 1. К-перегрев или отношение энергии, вводимой в проволоку ( $W_o$ ), к энергии сублимации металла проволоки ( $W_s$ ) для проволоки длиной  $l$ :  $K = W_o/W_s$ . Энергия, вводимая в проволоку, зависит от емкости конденсаторной батареи ( $C$ ) и напряжения заряжен-

ной конденсаторной батареи ( $U_o$ ) непосредственно перед взрывом:  $W_o = CU_o^2/2$ . Состав образцов определяли с помощью флуоресцентного анализа и энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии. Аттестация структуры проводилась методом рентгенофазового анализа (РФА) и сканирующей электронной микроскопии (СЭМ). Магнитная аттестация (петли гистерезиса и термомагнитные кривые) осуществлялась с помощью СКВИД-магнитометра. Температурные зависимости изменения магнитной части энтропии  $\Delta S_M(T)$  были получены с помощью соотношений Максвелла на основе изотермических зависимостей намагниченности в полях до 7 Т.

Таблица 1. Условия получения и некоторые характеристики партий образцов наночастиц FeNi, полученных методом ЭВП с использованием различных технологических параметров

Образец	$l$ (см)	$U_o$ (кВ)	$C$ (мкФ)	$K$	Состав	$S_{sp}$ (м <sup>2</sup> /г)
P1	7	30	3.2	2.3	Fe61Ni39	13.5
P2	7	30	1.6	1.9	Fe62Ni38	12.1
P3	7	20	1.6	1.2	Fe63Ni37	7.8
P4	10	20	1.6	0.8	Fe64Ni36	4.6

## Результаты

Увеличение перегрева приводит к увеличению удельной поверхности ( $S_{sp}$ ) МНЧ. Форма МНЧ всех партий близка к сферической (рис. 1).

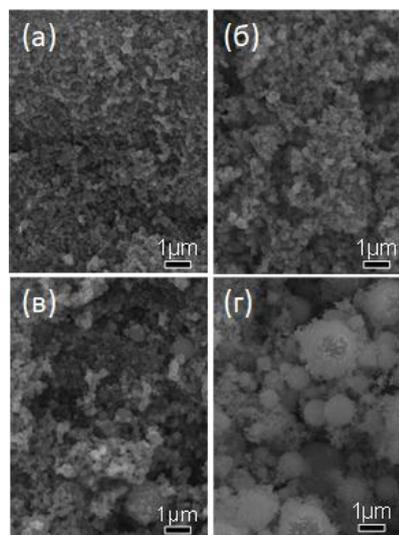
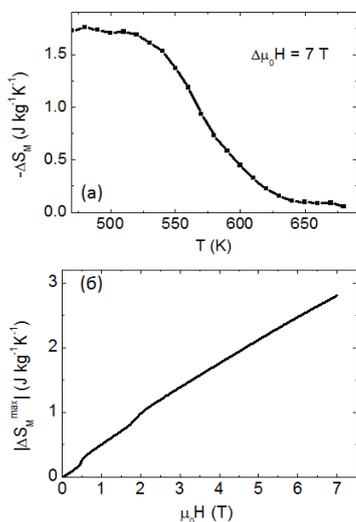


Рис. 1. Общий вид (СЭМ) МНЧ исследованных партий: а – P1; б – P2; в – P3; г – P4

Установлено, что вместо резкого пика вблизи температуры Кюри ( $T_C$ ), характерного для однородных магнетиков с выраженной температурой фазового перехода, наблюдается слабое изменение  $\Delta S_M$  в широком интервале температур ниже  $T_C$  (рис. 2, а). Величина  $\Delta S_M = 0,3 \text{ J/kgK}$  при  $\Delta\mu_0 H = 0,5 \text{ T}$  (рис. 2, б) превосходит аналогичный параметр для порошков высокоэнтропийных сплавов FeCoNiCu, легированных Pt [7].



**Рис. 2.** Температурная зависимость изменения магнитной части энтропии (а), полевая зависимость  $\Delta S_M^{\max}$  (б) для образца P1

## Заключение

Совокупность особенностей производства и магнитокалорических свойств исследованных наночастиц FeNi открывает перспективу для использования данного материала в устройствах магнитного охлаждения.

## Финансирование и благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (соглашение № 23-29-00025). Авторы благодарят А. П. Сафронова, А. И. Медведева, S. Fernandez-Armas, I. Orue за сотрудничество. Selected measurements were made at UPV-EHU SGIKER services of UPV-EHU.

## Литература

1. D. Doblas *et al.* // Mater. Design, **114**, 214 (2017).
2. А. А. Фраерман, И. А. Шерешевский // Письма в ЖЭТФ, **101**, 693 (2015).
3. H. Ucar *et al.* // J. Electron. Mater., **43**, 137 (2014).
4. A. V. Svalov, A. V. Arkhipov, S. V. Andreev *et al.* // Mater. Lett., **284**, 128921 (2021).
5. G. V. Kurlyandskaya, A. P. Safronov, S. M. Bhagat *et al.* // J. Appl. Phys., **117**, 123917 (2015).
6. L. J. Swartzendruber, V. P. Itkin, C. B. Alcock // J. Phase Equilib., **12**, 288 (1991).
7. M. Kurniawan, A. Perrin, P. Xu, V. Keylin, M. McHenry // IEEE Magn. Lett., **7**, 6105005 (2016).

# Модель магнитного туннельного перехода на Verilog-A для использования в средах автоматизированного проектирования интегральных схем

М. Д. Лобкова<sup>1,\*</sup>, П. Н. Скирдков<sup>1,2</sup>, К. А. Звездин<sup>1,2</sup>, М. Г. Путря<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Новые спинтронные технологии, Российский квантовый центр, Большой бульвар, д. 30, стр. 1, Инновационный центр Сколково, Москва, 121205

<sup>2</sup> Институт общей физики имени А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, д. 38, Москва, 119991

<sup>3</sup> Московский институт электронной техники, пл. Шокина, 1, Зеленоград, Москва, 124498

\* m.shkanakina@nst.tech

Написана квазифизическая модель магнитного туннельного перехода на языке Verilog-A, что позволяет использовать ее в различных системах автоматизированного проектирования интегральных схем и проводить симуляцию спинтронных устройств совместно с КМОП компонентами. Для качественной верификации модели разработаны и проведены тесты, соответствующие основным режимам работы магнитного туннельного перехода. Разработанная параметрическая ячейка МТП легко масштабируема под разные уровни технологии.

## Введение

Спинтроника или спиновая электроника представляет собой быстро развивающееся перспективное направление науки и техники, технология которого рассматривается в качестве следующего этапа развития электронной компонентной базы в информационных технологиях. Основным носителем информации в спинтронных компонентах является не только заряд электрона, но и его спин [1]. Спинтронные устройства [2–5] включают в себя сочетание КМОП (комплементарная структура металл — оксид — полупроводник) схемы и магнитную часть, где в качестве основных элементов выступают магнитные туннельные переходы (МТП). Для моделирования работы схемы без ее предварительного изготовления требуется компактная модель магнитного туннельного перехода, позволяющая описать поведение компонента и в то же время применить в распространенных средах автоматизированного проектирования интегральных схем.

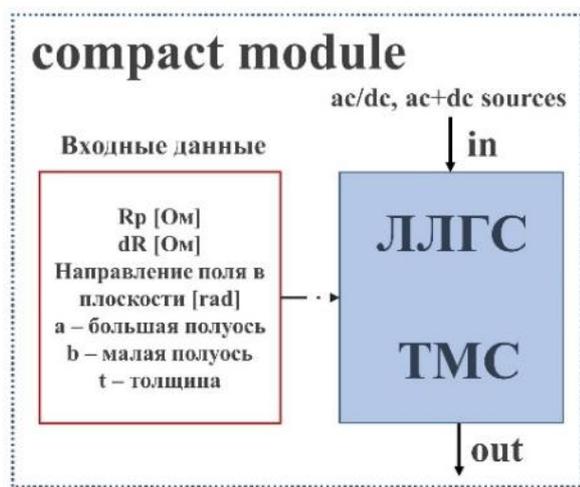


Рис. 1. Блок-схема модели МТП

Мы представляем компактную модель магнитного туннельного перехода, написанную на языке высокого уровня Verilog-A/AMS, с помощью которой становится возможно точно предсказывать поведение МТП в спинтронных устройствах. Для качественной верификации модели в САПР Cadence ADE мы раз-

работали и провели тесты, соответствующие основным режимам работы МТП.

## Структура компактной модели МТП

Модель магнитного туннельного перехода представляет собой единый модуль (рис. 1), в который заключено: решение уравнения Ландау — Лифшица — Гильберта — Слонзуского (ЛЛГС), описывающего динамику намагниченности свободного слоя МТП и вычисление туннельного магнетосопротивления структуры (ТМС). Благодаря синтаксису языка Verilog-A удалось создать параметрическую ячейку магнитного туннельного перехода, свойства которой меняются в зависимости от его геометрических размеров и формы, сопротивления, а также от направления внешнего магнитного поля.

## Верификация модели МТП

Для верификации модели магнитного туннельного перехода на Verilog-A были разработаны тесты, которые проводились в САПР Cadence ADE. Каждый тест представляет собой начальные условия моделирования, при которых МТП с размерами свободного слоя  $350 \times 160 \times 5 \text{ нм}^3$  с сопротивлением в параллельном (антипараллельном)  $560 \text{ Ом}$  ( $1226 \text{ Ом}$ ) входит в режим: переключения, генерации, выпрямления.

Тест 1. Режим переключения МТП из параллельного в антипараллельное состояние непрерывно изменяющимся полем с амплитудой  $300 \text{ Э}$  (рис. 2).

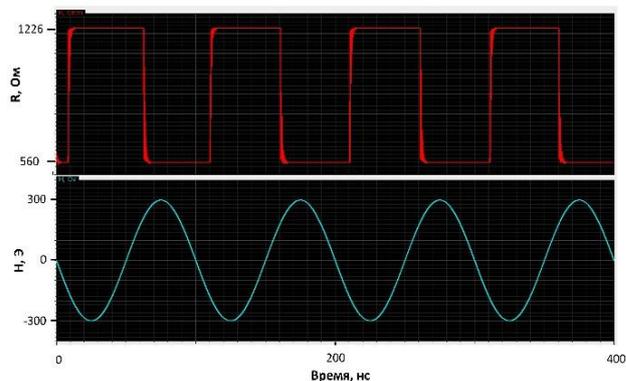
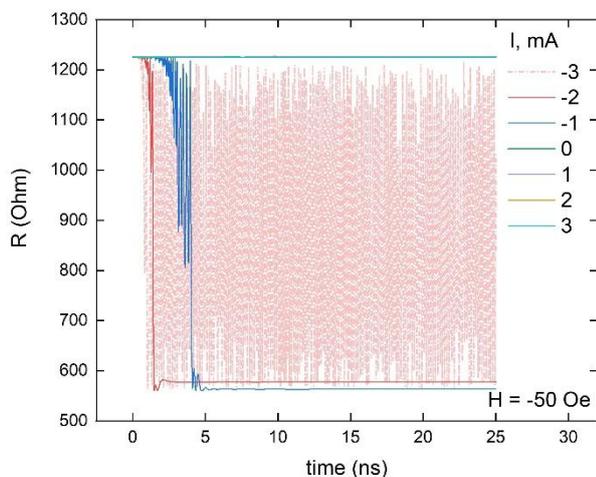


Рис. 2. Графики одновременного изменения сопротивления МТП и внешнего магнитного поля во времени

*Тест 2.* Режим генерации МТП. На вход магнитного туннельного перехода подается ток смещения  $I$  от  $-3$  мА до  $3$  мА и при достижении порогового значения в  $-3$  мА наблюдаются колебания сопротивления (рис. 3).

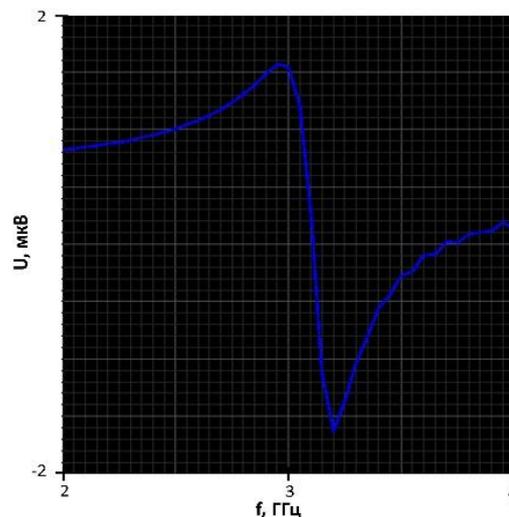


**Рис. 3.** Зависимость сопротивления МТП от времени при различных токах смещения

*Тест 3.* Режим выпрямления. На вход МТП подается переменный ток с амплитудой  $100$  мкА и частотой от  $2$ – $4$  ГГц, величина магнитного поля составляет  $-50$  Э, а его направление  $10^\circ$ . Таким образом на рис. 4 наблюдается кривая постоянного напряжения на выходе МТП, имеющая вид ферромагнитного резонанса.

### Заключение

Квазифизическая модель магнитного туннельного перехода написана на языке Verilog-A и качественно верифицирована в САПР Cadence ADE. Параметрическая ячейка МТП легко масштабируема под разные уровни технологий и может использоваться для моделирования различного рода спинтронных устройств: ТМС-сенсора, магнитной оперативной памяти, спинового диода и наногенератора.



**Рис. 4.** Зависимость постоянного напряжения на выходе МТП от частоты переменного тока

### Финансирование

*Данная работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 19-12-00432).*

### Литература

1. P. N. Skirdkov, K. A. Zvezdin // *Annalen der Physik*, 532 (6), 1900460 (2020).
2. J. Lenz, A. Edelstein // *IEEE Sens. J.*, 2006, 6, 631–649.
3. S. I. Kiselev, J. Sankey, I. Krivorotov, N. Emley, R. Schoelkopf, R. Buhrman, and D. Ralph // *Nature*, 425, 380 (2003).
4. J. A. Katine, F. J. Albert, R. A. Buhrman, E. B. Myers, and D. C. Ralph // *Phys. Rev. Lett.*, 84, 3149 (2000).
5. M. Hosomi, H. Yamagishi, T. Yamamoto, K. Bessho, Y. Higo, K. Yamane, H. Yamada, M. Shoji, H. Hachino, C. Fukumoto, H. Nagao, and H. Kano // *Tech. Dig. - Int. Electron Devices Meet.*, 2006, 473.

# Генерация терагерцовых магнонов в ферримагнетиках

**М. В. Логунов**

Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009  
Московский физико-технический институт (НИУ), Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701  
logunov@cplire.ru

Представлен обзор работ, посвященных генерации когерентных колебаний намагниченности в ферримагнетиках в терагерцовом и субтерагерцовом диапазонах частот. Рассмотрены необходимые условия и приведены результаты возбуждения ферромагнитной и обменной мод при воздействии на ферримагнетик терагерцовыми импульсами электрического поля или фемтосекундными лазерными импульсами.

Интерес к генерации когерентных колебаний намагниченности в терагерцовом диапазоне частот обусловлен перспективами разработки устройств спинтроники с рабочими частотами на несколько порядков выше, чем в действующих устройствах микроэлектроники. В настоящее время в качестве основных магнитных материалов для терагерцовых и субтерагерцовых устройств рассматриваются антиферромагнетики, в которых, как известно, частота магнитного резонанса значительно выше, чем в ферромагнетиках [1–4].

В то же время нулевой магнитный момент антиферромагнетиков затрудняет операции управления и считывания информации. Этот фактор привлекает интерес к ферримагнетикам [5] благодаря реализации в окрестности точки компенсации магнитного момента состояния, близкого к антиферромагнитному.

Свойства подрешеток в ферримагнетиках не полностью эквивалентны даже в компенсированном состоянии. Следовательно, для детектирования состояния компенсированного ферримагнетика можно использовать хорошо известные методы, такие как магнитооптические эффекты Фарадея и Керра, аномальный эффект Холла и другие.

В многоподрешеточных ферримагнетиках наряду с ферромагнитной (гигагерцовой) резонансной модой также возможно возбуждение обменной (терагерцовой) резонансной моды, обусловленной антиферромагнитно связанными подрешетками.

В докладе представлен обзор работ, посвященных генерации когерентных колебаний намагниченности

в ферримагнетиках в терагерцовом и субтерагерцовом диапазонах частот. Рассмотрены необходимые условия и приведены результаты возбуждения ферромагнитной и обменной мод при воздействии на ферримагнетик терагерцовыми импульсами электрического поля, фемтосекундными лазерными импульсами и регистрации сверхбыстрых процессов различными методами [6–10].

## Литература

1. P. L. Richards // *J. Appl. Phys.*, **34**, 1237 (1963).
2. А. С. Боровик-Романов, Б. Я. Котюжанский, Л. А. Прозорова // *ЖЭТФ*, **58**, 1911 (1970).
3. А. М. Кузьменко, А. А. Мухин, В. Ю. Иванов *и др.* // *ЖЭТФ*, **140**, 131 (2011).
4. D. Bossini, S. Dal Conte, Y. Hashimoto *et al.* // *Nature Comm.*, **7**, 10645 (2016).
5. J. Finley, and L. Liu // *Appl. Phys. Lett.*, **116**, 110501 (2020).
6. A. H. M. Reid, A. V. Kimel, A. Kirilyuk *et al.* // *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 107402 (2010).
7. M. Deb, P. Molho, B. Barbara, J.-Y. Bigot // *Phys. Rev. B* **94**, 054422 (2016).
8. S. Parchenko, T. Satoh, I. Yoshimine *et al.* // *Appl. Phys. Lett.*, **108**, 032404 (2016).
9. T. G. H. Blank, K. A. Grishunin, E. A. Mashkovich *et al.* // *Phys. Rev. Lett.*, **127**, 037203 (2021).
10. J. Lloyd-Hughes, P. M. Oppeneer, T. Pereira dos Santos *et al.* // *J. Phys.: Condens. Matter*, **33**, 353001 (2021).

# Калибровочные поля и эффект спинового кулоновского увлечения в неравновесных магнитных структурах

И. И. Ляпилин

Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108  
lyapilin@imp.uran.ru

В неравновесных магнитных структурах с пространственно-временной намагниченностью, приводящей к сопутствующим спиновым электромагнитным полям, рассмотрено влияние электрон-электронного взаимодействия на формирование эффекта спинового кулоновского увлечения. Проведен феноменологический анализ предложенного эффекта. Показано, что спиновые поля (как электрическое, так и магнитное) приводят к эффекту спинового увлечения.

## Введение

В ферромагнитной системе пространственно-временная динамика намагниченности  $\vec{M}(\vec{r}, t)$  описывается феноменологическим уравнением Ландау-Лифшица Гильберта [1]. Наряду с этим существует и обратный процесс, при котором пространственно-временное изменение намагниченности индуцирует дополнительные электромагнитные поля, действующие на электроны проводимости. Спин-движущая сила, обусловленная действием этих полей, впервые предсказана Берже [2] и недавно сформулирована путем обобщения закона Фарадея [3]. Эти поля неконсервативны и спин-зависимые.

## Калибровочные поля

Явные выражения для индуцированных спиновых электромагнитных полей можно представить в виде [4, 5, 6]:

$$\vec{E}_i^{\uparrow\downarrow} = \pm \frac{\hbar}{2e} \vec{m} \cdot (\partial_t \vec{m} \times \partial_t \vec{m})$$

$$\vec{B}_i^{\uparrow\downarrow} = \mp \frac{\hbar}{2e} \varepsilon_{ijk} \vec{m} \cdot (\partial_j \vec{m} \times \partial_k \vec{m})$$

Здесь  $\vec{m} = \vec{M} / |\vec{M}|$  – единичный вектор, направленный вдоль намагниченности  $\vec{M}(\vec{r}, t)$ . Стрелки ( $\uparrow, \downarrow$ ) характеризуют направления спина электронов.

Спиновые поля являются реальными полями, обнаруживаемыми в транспортных измерениях. Они связаны со спиновой поляризацией электронов и детектируются при измерении спинового тока. Электрическая составляющая спинового поля  $\vec{E}_i^{\uparrow\downarrow}$ ,  $\vec{B}_i^{\uparrow\downarrow}$  наблюдалась непосредственно из динамики намагниченности, как генерация напряжения в случае движущейся доменной границы и вихрей [7, 8] (сигналы напряжения порядка микровольт). Что касается проявлений спинового магнитного поля  $\vec{B}_i^{\uparrow\downarrow}$ , связанного с фазой Берри, то оно приводит к реализации спин-эффекта Холла, который детектируется как аномальный эффект Холла [9].

Поля  $\vec{E}_i^{\uparrow\downarrow}$ ,  $\vec{B}_i^{\uparrow\downarrow}$  генерируют спин-зависимую силу, аналогичную силе Лоренца:

$$\vec{F}_i^{\uparrow\downarrow} = e (\vec{E}_i^{\uparrow\downarrow} + \vec{v} \times \vec{B}_i^{\uparrow\downarrow})$$

Проявление спин-движущей силы является универсальным явлением в магнитном металле и может быть понято на основе калибровочной теории поля [4, 8], уравнения движения и спиновой фазы [10, 11]. В отличие от обычных электромагнитных полей спиновые электрическое и магнитное поля кардинальным образом влияют на кинетику электронов проводимости. В поле  $\vec{E}_i^{\uparrow\downarrow}$  электроны со спинами ( $\uparrow, \downarrow$ ) дрейфуют в противоположных направлениях; индуцируя тем самым спин-поляризованный ток  $j_s = e(n^\uparrow - n^\downarrow)v_s$ ,  $e$  — заряд электрона и  $v_s$  — дрейфовая скорость носителей, обусловленная спиновым электрическим полем. В магнитном поле  $\vec{B}_i^{\uparrow\downarrow}$  сила  $\vec{F}_i^{\uparrow\downarrow}$  отклоняет носители заряда, в зависимости от ориентации спина ( $\uparrow, \downarrow$ ) в противоположные стороны, индуцируя тем самым холловское напряжение или спиновый ток, если концентрации электронов ( $n^\uparrow \neq n^\downarrow$ ). Таким образом, электрическая и магнитная компоненты спиновых полей действуют как сепаратор, группируя свободные носители заряда по направлению спина. В результате систему электронов проводимости можно рассматривать как совокупность двух спиновых подсистем, каждая из которых характеризуется своим направлением спина.

Наличие электрического спинового поля приводит также к тому, что дрейфовые скорости носителей заряда, обусловленные в основном электрическим полем, будут разными для носителей заряда в каждой из спиновых подсистем. При этом становятся возможными проявления эффектов, связанных с передачей импульса между электронами в различных спиновых подсистемах [13]. Таким взаимодействием является, например, кулоновское взаимодействие носителей заряда. При этом более быстрые носители, передавая часть импульса медленным, будут увлекать их, реализуя тем самым эффект спинового кулоновского увлечения (СКУ) [14].

В работе проведен феноменологический анализ электрон-электронного взаимодействия на проявления эффектов, связанных с передачей импульса между носителями заряда в различных спиновых подсистемах. Оценены вклад и роль калибровочных спиновых электромагнитных полей в формировании эффекта спинового кулоновского увлечения.

## Литература

1. Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G. E. W Bauer, Enhanced Gilbert Damping in Thin Ferromagnetic Films. // *Phys. Rev. Lett.*, 88, 117601-4 (2002).
2. L. Berger Films, Possible existence of a Josephson effect in ferromagnets // *Phys. Rev. B*, 33, 1572–1578 (1986).
3. S. E. Barnes and S. Maekawa, Generalization of Faraday's Law to Include Nonconservative Spin Forces // *Phys. Rev. Lett.*, 98, 246601-4 (2007).
4. G. E. Volovik, Linear momentum in ferromagnets // *J. Phys. C*, 20, L83 (1987).
5. Y. Yamane, J. Ieda, J. Ohe, S. E. Barnes, S. Maekawa, Equation-of-motion approach of spin-motive force // *J. Appl. Phys.*, 109, 07C735-3 (2011).
6. J. Ohe, S. Maekawa, Spin motive force in magnetic nanostructures // *J. Appl. Phys.*, 105, 07C706-3 (2009).
7. S. A. Yang, G. S. D. Beach, C. Knutson, D. Xiao, Q. Niu, M. Tsoi, and J. L. Erskine, Universal Electromotive Force Induced by Domain Wall Motion // *Phys. Rev. Lett.*, 102, 067201-4 (2009).
8. G. Tatara. Effective gauge field theory of spintronics // *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 106, 208 (2019).
9. N. Nagaosa, Anomalous Hall effect // *Rev. Mod. Phys.*, 82, 1539–1593 (2010).
10. M. V. Berry, Quantal Phase Factors Accompanying Adiabatic Changes // *Proc. R. Soc. Lond. A*, 392, 45–57 (1984).
11. Stern, Berry's Phase, Motive Forces, and Mesoscopic Conductivity // *Phys. Rev. Lett.*, 68, 1022–1025 (1992).
12. G. Rojo, Electron-drag effects in coupled electron systems // *J. Phys. Condens. Matter*, 11, R31-R52 (1999).
13. D'Amico and G. Vignale, Theory of spin Coulomb drag in spin-polarized transport // *Phys. Rev. B*, 62, 4853–4857 (2000).

# Исследование электронной структуры топологического изолятора $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$ при допировании атомами Ge, Sb и S

Т. П. Макарова\*, А. М. Шикин, А. В. Ерыженков, А. В. Тарасов

Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, 1, Петергоф, 198504

\* i@tmakarova.ru

Методом теории функционала плотности проведены исследования возможности модификации электронной структуры антиферромагнитного топологического изолятора (ТИ)  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  с точки зрения модуляции энергетической запрещенной зоны (ЭЗЗ) путем замещения атомов Mn, Bi и Te атомами Ge, Sb и S соответственно. Показано, что подобное замещение как магнитных, так и немагнитных атомов  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  может приводить к изменению ЭЗЗ в широких пределах от 4 до 58 мэВ.

## Введение

В последнее время значительное внимание привлекается к исследованию новых квантовых материалов с уникальной электронной структурой, например, топологических изоляторов (ТИ) [1]. Эти материалы являются перспективными элементами для электроники с низким энергопотреблением [2], спинтроники и реализации фундаментальных эффектов, таких как квантовый аномальный эффект Холла [3]. ТИ — это материалы с объемной запрещенной зоной и топологически защищенными проводящими состояниями на поверхности, существование которых обусловлено сильным спин-орбитальным взаимодействием, приводящим к инверсии объемной запрещенной зоны и изменению топологических свойств материала. Металлический характер поверхностных состояний оказывается защищенным благодаря наличию симметрии обращения времени [4]. Однако если нарушить симметрию обращения времени посредством введения в систему магнетизма, в поверхностных состояниях образуется энергетическая запрещенная зона (ЭЗЗ) в точке Дирака зоны Бриллюэна, вследствие чего возможен переход материала в состояние квантового аномального эффекта Холла [5]. Примером такой системы является антиферромагнитный ТИ  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$ . Для эффективного использования этой системы в устройствах необходимо обладать возможностью модификации его электронной структуры и величины ЭЗЗ.

## Результаты и обсуждение

Данная работа посвящена теоретическому изучению возможности изменения электронной структуры ТИ  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  при замене атомов Mn на Ge; Bi — на Sb; Te — на S. При замещении атомов Mn исследовалось влияние изменения магнитного момента на величину ЭЗЗ, в то время как при замещении атомов Te и Bi на атомы S и Sb соответственно изучалась возможность управления значением ЭЗЗ посредством изменения эффективной величины спин-орбитального взаимодействия.

На рис. 1 показаны результаты расчетов, проведенные для ТИ  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  при различных концентрациях Ge. Рис. 1, a1–a4 соответствует рассчитанным дисперсиям электронных состояний при концентрации Ge от 0% до 75%. Синим цветом выделены вклады Ge. Результаты показывают, что при увеличении

концентрации Ge уменьшается величина как объемной запрещенной зоны, так и ЭЗЗ в точке Дирака. На рис. 1, a5 представлена зависимость величины ЭЗЗ от эффективного магнитного момента системы, выраженного в процентах, при изменении концентрации Ge (коричневая линия). Также для исследования факторов, влияющих на величину ЭЗЗ, была проведена теоретическая модуляция эффективного магнитного момента в ТИ  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$ , полученные результаты соответствуют зависимости на рис. 1, a5 (черная линия, пунктирная линия показывает аппроксимацию, которая носит линейный характер). Полученные результаты показывают, что при уменьшении магнитного момента от 100 до 50% происходят резкие изменения в значении величины ЭЗЗ, при этом при дальнейшем изменении магнитного момента нарушается линейный характер зависимости. Вероятно, это связано с тем, что при уменьшении концентрации Mn происходит увеличение вклада Ge в топологические поверхностные состояния (ТПС). При этом зависимость величины ЭЗЗ от изменения магнитного момента при допировании ТИ Ge и при уменьшении магнитного момента отличается. Данный факт согласуется с тем, что при увеличении концентрации Ge увеличивается вклад Ge в ТПС, следовательно, в формировании ТПС значительную роль играет уже не столько изменение эффективного магнитного момента, сколько орбитальный вклад Ge.

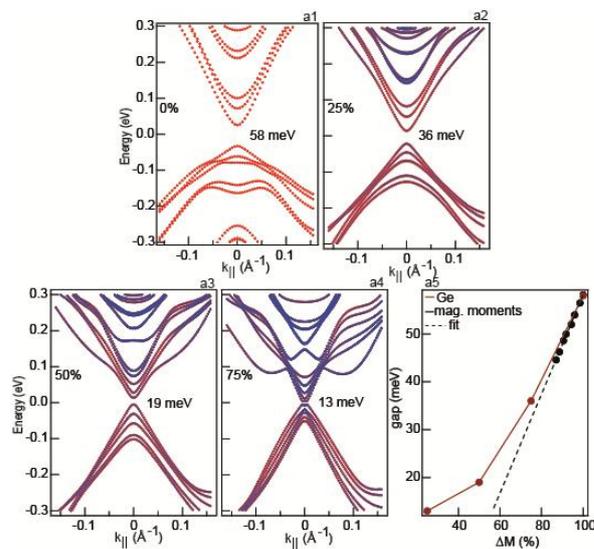


Рис. 1. Рассчитанная электронная структура ТИ  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  при замене Mn на Ge

Вместе с тем при изменении концентрации Ge уменьшается величина как объемной запрещенной зоны, так и поверхностной, поскольку орбитали Ge, введенные в систему при легировании примесью, существенно изменяют электронную структуру  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$ . Предполагается, что причиной уменьшения величины ЭЗЗ с увеличением концентрации Ge может быть изменение взаимной гибридизации состояний Te-pz и Bi-pz друг с другом и орбиталями атомов Ge и Mn.

Для анализа возможности модификации ЭЗЗ посредством изменения спин-орбитального взаимодействия на рис. 2 показаны результаты расчетов при замене немагнитных атомов Bi и Te на Sb и S соответственно (рис. 2, a1 и 2, a2). Стоит отметить, что замена 25% атомов Bi на Sb в первом поверхностном семислойном блоке приводит к значительному уменьшению ЭЗЗ по сравнению с чистым ТИ, показанном на рис. 1, a1 и составляет 38 мэВ. При этом видно, что ТПС в значительной степени содержат вклады Sb (показаны черным цветом).

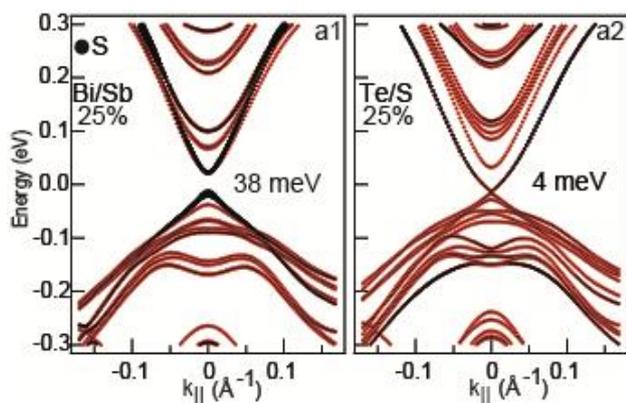


Рис. 2. Рассчитанная электронная структура ТИ  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  при замене Bi на Sb (a1) и Te на S (a2)

На рис. 2, a2 показан расчет электронной структуры ТИ  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  при замене 25% атомов Te на S. ЭЗЗ в точке Дирака резко уменьшается, но не закрывается полностью и составляет 4 мэВ.

### Заключение

В результате проведенного исследования было показано, что модификация электронной структуры ТИ  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$ , в частности, величины ЭЗЗ, возможна при изменении эффективного магнитного момента, например, при замене атомов Mn на атомы немагнитного элемента (Ge). Предположительно, на величину ЭЗЗ оказывает влияние не только изменение среднего магнитного момента Mn-Ge слоя, но и увеличение вклада Ge в орбитальный состав ТПС. При этом значительные изменения электронной структуры  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  наблюдаются и при вариации эффективной величины спин-орбитального взаимодействия, которая происходит при замещении атомов Bi и Te на Sb и S соответственно.

### Финансирование

Работа выполнена при поддержке Санкт-Петербургского государственного университета (грант № 94031444).

### Литература

1. M. Z. Hasan and C. L. Kane *Reviews of modern physics.*, **2010**, 4:3045.
2. Y. P. Chen. *Micro- and Nanotechnology Sensors // Systems, and Applications, IV*, **2012**. 8373: 83730B.
3. Yu, R., Zhang, W., Zhang, H. J., Zhang, S. C. *Science.*, **2010**, 5987:61.
4. Chang C. Z., Wei P., Moodera J. S. *MRS Bulletin.*, **2014**. №. 10. С. 867–872.
5. Chang C. Z., Li M. *Journal of Physics: Condensed Matter.*, **2016**, 12:123002.

# Магнитные композиты на основе эпоксидной смолы с магнитными микро- и наночастицами оксида железа: фокус на магнитное детектирование

Г. Ю. Мельников<sup>1,\*</sup>, В. Н. Лепаловский<sup>1</sup>, А. П. Сафронов<sup>1,2</sup>, И. В. Бекетов<sup>1,2</sup>,  
А. В. Багазеев<sup>2</sup>, Д. С. Незнахин<sup>1</sup>, Г. В. Курляндская<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002

<sup>2</sup>Институт электрофизики РАН, ул. Амурдсена, 106, Екатеринбург, 620016

\* grisha2207@list.ru

Получены композиты на основе эпоксидной смолы и магнитных микро- и наночастиц оксидов железа с массовыми концентрациями наполнителя 0, 5, 10, 30 %. Исследованы структура и магнитные свойства частиц и композитов на их основе. Проведено бесконтактное детектирование полей рассеяния цилиндрических образцов данных композитов с помощью прямоугольного магнитоимпедансного многослойного пленочного элемента  $[\text{FeNi}/\text{Cu}]_5/\text{Cu}/[\text{FeNi}/\text{Cu}]_5$ .

## Введение

Разработка детекторов слабых магнитных полей требует создания нового поколения магнитных материалов. Полимерные композиты на основе эпоксидной смолы с различным содержанием магнитных микро- и наночастиц оксида железа [1] являются перспективными материалами для магнитного детектирования, включая датчики на основе магнитоимпедансного эффекта (МИ), электро-магнитных поглотителей, и др. [2]. Магнитные свойства наполненных композитов зависят от фазового состава, среднего размера и распределения по размерам частиц наполнителя, концентрации и особенностей распределения частиц в матрице. В настоящей работе были исследованы физические свойства микро- и наночастиц оксида железа ( $\text{FeO}_x$ ) и эпоксидных композитов с различным их содержанием. Проведено детектирование магнитных полей рассеяния цилиндрических образцов композитов с помощью пленочного МИ-элемента.

## Методика эксперимента

Исследовались коммерческие микрочастицы Alfa Aesar (Ward Hill) — партия *C*, и частицы, полученные методом электрического взрыва проволоки (ЭВП). ЭВП позволяет синтезировать большие партии частиц и получать ансамбли с различными характеристиками [1]. Были получены ЭВП-ансамбли двух типов: на основе крупных частиц из циклона — партия *B*; на основе достаточно крупных частиц циклона с добавлением мелкой фазы фильтра — партия *S*. Величину удельной поверхности ( $S_{sp}$ ) для каждой партии определяли методом низко-температурной адсорбции азота [1]. На основе партий магнитных частиц (*C*, *S* и *B*) были синтезированы композиты с различным массовым содержанием частиц: 0, 5, 10 и 30 %. В качестве полимерной матрицы использовали эпоксид-дифенилолпропановую смолу KDA (Chimex Ltd.) [2]. Магнитные композиты имели форму цилиндров: диаметр — 5 мм, высота 4 мм. Структура исследовалась с помощью рентгенофазового анализа (РФА) и сканирующей электронной микроскопии (СЭМ). Магнитные свойства были измерены с помощью вибрационного магнетометра. МИ прямоугольного (10,0 мм × 0,5 мм) элемента  $[\text{FeNi}$

(100)/Cu(3)]<sub>5</sub>/Cu(500)/[FeNi (100)/Cu(3)]<sub>5</sub>, полученного методом магнетронного распыления, измерялся с помощью анализатора импеданса Agilent HP E 4991 A. МИ-отношение рассчитывалось как  $\Delta Z/Z = 100 \times (Z(H) - Z(H_{\max})) / Z(H_{\max})$ , где  $Z$  — импеданс,  $H$  — постоянное внешнее магнитное поле  $H_{\max} = 100$  Э, измеренное при различных положениях композита [2].  $\Delta(\Delta Z/Z)$  — разность МИ отношений МИ элемента с образцом эпоксидной смолы и наполненным композитом в одном и том же положении и поле.

## Результаты и обсуждение

Величина удельной поверхности для партий составляла: *C* —  $S_{sp} = 6.9$  м<sup>2</sup>/г; *B* —  $S_{sp} = 7.7$  м<sup>2</sup>/г; *S* —  $S_{sp} = 25.0$  м<sup>2</sup>/г. По результатам РФА частицы типа *C* имеют фазовый состав 92%  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ , 8%  $\alpha$  —  $\text{FeO}(\text{OH})$ ; *S* и *B* — 82%  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ , 15%  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ , 3%  $\alpha$  —  $\text{Fe}$ . Фаза  $\alpha$  —  $\text{Fe}$  присутствует в ядрах крупных частиц. Средний размер (для среднечисленного ( $d_n$ ) и средневзвешенного ( $d_w$ ) размера [1]) оценивался из распределения частиц, которое было определено по данным СЭМ (рис. 1). В выборке *B* присутствуют крупные частицы, размер которых превышает размер основной части, а в случае *S* много мелких частиц:  $d_w$  сильно отличается от  $d_n$  (Табл. 1). Анализ данных СЭМ согласуется с данными измерения удельной поверхности.

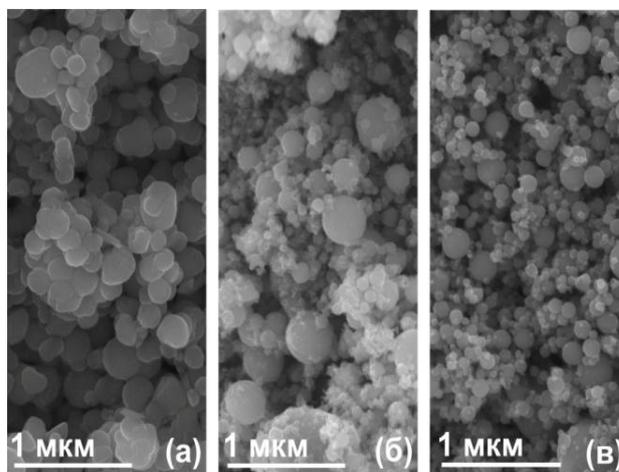


Рис. 1. Фотографии СЭМ: *a* — *C*; *b* — *B*; *c* — *S*

Таблица 1. Среднечисленный и средневзвешенный размер партий образцов

Тип частиц	C	S	B
$d_n$ , нм	170	20	73
$d_w$ , нм	209	120	231

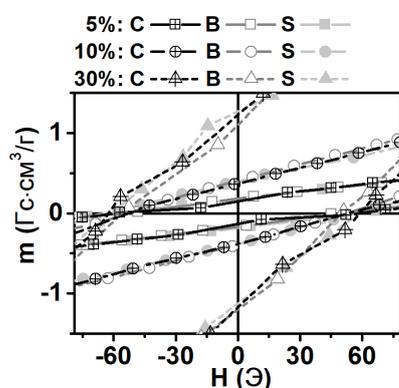


Рис. 2. Удельный магнитный момент композитов ( $m$ )

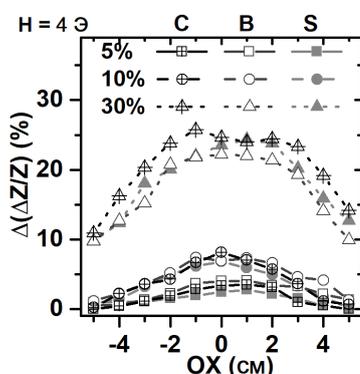


Рис. 3. МИ-отклик чувствительного элемента при разных положениях композитов с различной концентрацией и типом частиц, в поле  $H = 4$  Э.  $Ox = 0$  — положение, при котором центр цилиндрического образца композита расположен над центром МИ-элемента

Коэрцитивная сила ( $H_c$ ) композитов с различной концентрацией частиц одного типа не зависит от их концентрации:  $S$  — 55 Э;  $B$  — 50 Э;  $C$  — 60 Э. Наименьшей коэрцитивной силой обладают частицы  $B$ , хотя их средний размер выше, чем у частиц  $S$  (рис. 2). Остаточные удельные магнитные моменты композитов с разным типом наполнителя, но одинаковой концентрацией близки друг к другу. Та же тенденция наблюдается для полевой зависимости МИ-отклика элемента (рис. 3). Композиты с разным наполнителем, но с одинаковой массовой концентрацией частиц имеют близкие МИ отклики. МИ элемент обладает достаточной чувствительностью для детектирования их полей рассеяния.

### Заключение

Сравнительный анализ данных МИ детектирования полей рассеяния наполненных композитов на основе коммерческих и ЭВП магнитных частиц показал возможность детектирования полей рассеяния сложных ансамблей микро- и наночастиц оксидов железа с массовыми концентрациями не менее 5% наполнителя, что создает условия для их использования в устройствах магнитного детектирования.

### Финансирование

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (соглашение № 23-29-00025).

### Литература

1. I. V. Beketov, A. P. Safronov, A. I. Medvedev *et al.* // AIP. Advances, **85**, 022154 (2012).
2. Г. Ю. Мельников, Л. М. Ранеро, А. П. Сафронов *et al.* // ФММ, **123**, 1145–1152 (2022).

# ГМР эффект как основа датчиков магнитного поля, проблемы и решения

М. А. Мильяев\*, Л. И. Наумова, В. В. Проглядо, В. В. Устинов

Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108

\* milyaev@imp.uran.ru

В работе приведены результаты исследования магнитосопротивления ГМР-сверхрешеток на основе ферромагнитных сплавов  $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}$ ,  $\text{Co}_{77}\text{Fe}_{17}\text{Ni}_6$  и немагнитных материалов Cu и  $\text{Cu}_{1-x}\text{In}_x$ . Обсуждаются вопросы, связанные с особенностями оптимизации композиций сверхрешеток, нацеленной на получение материалов с функциональными характеристиками, перспективными для разработки ГМР-датчиков магнитного поля.

## Введение

Многослойные наноструктуры с гигантским магниторезистивным (ГМР) эффектом относятся к современным магниточувствительным материалам, на базе которых разрабатываются магнитные сенсоры и различные устройства магнитоэлектроники. Композиция многослойных пленок, структурное совершенство слоев и интерфейсов определяют функциональные характеристики ГМР-материалов. Наиболее важными для применения характеристиками являются: величина магнитосопротивления (МС), поле насыщения, чувствительность, гистерезис, линейность изменения МС от магнитного поля, температура. Наиболее методически простыми для оптимизации магниторезистивных свойств являются сверхрешетки с сильным межслойным взаимодействием, у которых толщина немагнитных спейсеров соответствует первому максимуму межслойного обменного взаимодействия антиферромагнитного типа. Такие сверхрешетки имеют наибольшую величину МС, например, 110% в системе  $\text{Co}_{95}\text{Fe}_5/\text{Cu}$  [1], однако из-за полей насыщения в десятки килоэрстед они обладают малой чувствительностью. Более интересными для применения являются сверхрешетки с толщиной спейсеров, соответствующей второму антиферромагнитному максимуму. Они обладают полями насыщения в десятки и сотни эрстед и чувствительностью до 0.1–0.5% / Э. В таких сверхрешетках важную роль играет конкуренция различных типов взаимодействий. На их свойства существенное влияние оказывают: типы используемых ферромагнитных (FM) и немагнитных (NM) материалов, кристаллическая структура, доменная структура, магнитная анизотропия и число бислоев ( $n$ ). Это значительно усложняет как теоретическое описание наблюдаемых закономерностей, так и разработку экспериментальных подходов для получения ГМР-материалов с требуемыми свойствами.

## Результаты и обсуждение

Основным способом получения ГМС-материалов является метод магнетронного напыления. Помимо поиска эффективных материалов слоев, в композиции сверхрешетки необходимо варьировать 4–6 параметров, каждый из которых связан с различными свойствами многослойной структуры:  $\text{Buf}_1(t_1)/\text{Buf}_2(t_2)/[\text{FM}(t_3)/\text{NM}(t_4)]_n/\text{Cup}(t_5)$ . Выбор эффективного буферного слоя позволяет формировать в свехрешетках требуемую кристаллическую структуру

и текстуру. На рис. 1 показано, что при фиксированной композиции сверхрешетки тип буферного слоя существенно влияет на форму кривой, величину МС и гистерезис. Наилучшие характеристики были получены при использовании буферного слоя Ta(5)/PyCr(5), где PyCr =  $\text{Ni}_{48}\text{Fe}_{12}\text{Cr}_{40}$ . В ряде работ было показано, что использование данного буферного слоя способствует формированию в сверхрешетке совершенной ГЦК-структуры и острой текстуры  $\langle 111 \rangle$ . В частности, с его помощью для системы  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Cu}$  получено рекордное МС 83% [2].

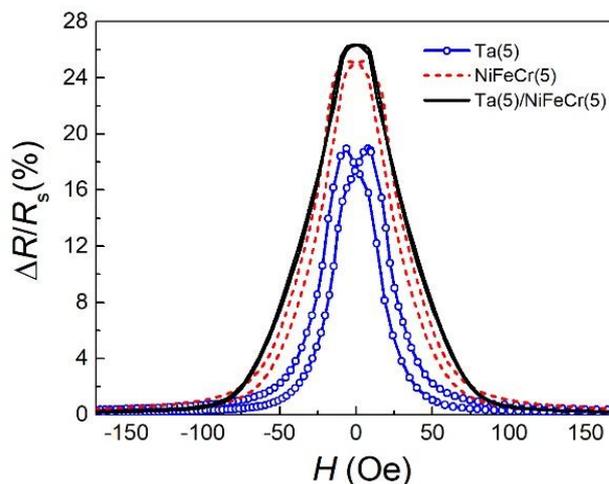


Рис. 1. Магниторезистивные кривые сверхрешеток. Буфер/[ $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}(2.2)/\text{C}_{95.1}\text{In}_{4.9}(2.1)$ ] $_6/\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}(2.2)/\text{Ta}(5)$  с различными буферными слоями. Толщина слоев указана в нанометрах

В функциональных сверхрешетках с малыми полями насыщения в качестве ферромагнитного материала выбирают металлы с высокой спиновой поляризацией и низкой коэрцитивностью. Тройные сплавы  $\text{CoFeNi}$ , богатые никелем, обладают относительно низкой спиновой поляризацией и при их использовании наблюдается малый гистерезис и невысокие значения МС 10–15%.

Более высокий гистерезис и МС 20–35% наблюдается при использовании богатых кобальтом сплавов. В [3] показано, что оптимальным вариантом сплава является  $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}$ . При отклонении на тройной диаграмме Co-Fe-Ni от данного состава наблюдается либо уменьшение МС сверхрешеток, либо значительное возрастание гистерезиса. Вариация толщины FM слоя позволяет изменять поле насыщения (рис. 2).

Сложность оптимизации свойств ГМС-сверхрешеток связана с тем, что варьируемые параметры не являются независимыми друг от друга. На рис. 3 показано, что оптимальное число пар слоев, при котором наблюдается максимальное МС, меняется при малом изменении толщины FM слоев [3].

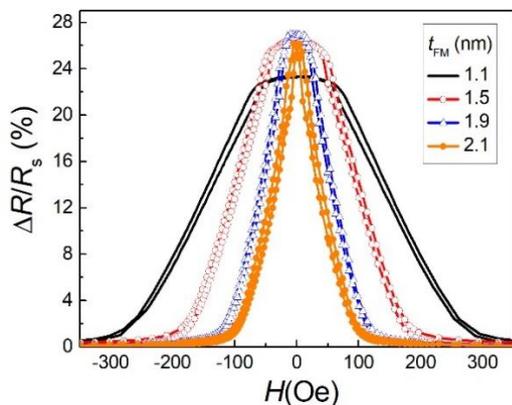


Рис. 2. Магниторезистивные кривые сверхрешеток Ta(3)/NiFeCr(3)/[Co<sub>77</sub>Fe<sub>17</sub>Ni<sub>6</sub>(t<sub>FM</sub>)/Cu<sub>4.9</sub>In<sub>94.1</sub>(2)]<sub>7</sub>/Ta(5) с различной толщиной ферромагнитных слоев

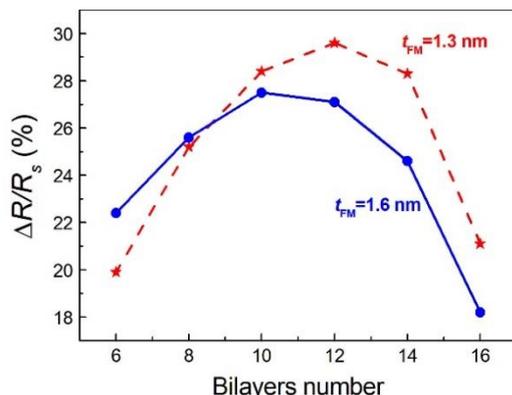


Рис. 3. Зависимости величины магнитосопротивления от числа бислоев в сверхрешетках: Ta(5)/NiFeCr(5)/[Co<sub>70</sub>Fe<sub>20</sub>Ni<sub>10</sub>(t<sub>FM</sub>)/Cu(2.2)]<sub>n</sub>/Ta(5)

В [4] показано, что замена в сверхрешетках Cu на сплавы Cu<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub> приводит к значительному уменьшению размеров кристаллитов и уменьшению гистерезиса МС в 5 раз. В результате применения оптимальных буферных слоев, ферромагнитного материала и сплавов Cu<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub> уменьшение гистерезиса МС составило 20–25 раз до значений в единицы эрстед. Наибо-

лее сложной задачей оптимизации является получение совместно большого линейного участка 70–80% на кривой МС и поля насыщения менее 80–100 Э. На рис. 4 приведены магниторезистивные кривые для двух сверхрешеток, обладающих уникальным сочетанием функциональных характеристик: большой величины МС 25–29%, поля насыщения около 100 Э, высокой линейности и предельно малого гистерезиса ΔH ≈ 2 Э [4]. Полученные ГМР-материалы могут быть использованы в качестве сред для разработки датчиков магнитного поля.

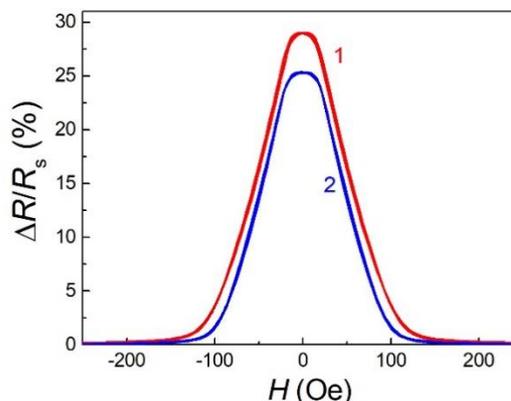


Рис. 4. Магниторезистивные кривые оптимизированных сверхрешеток:

1 – Ta(4)/NiFeCr(3)/[Co<sub>77</sub>Fe<sub>17</sub>Ni<sub>6</sub>(1.8)Cu<sub>96.1</sub>In<sub>3.9</sub>(2)]<sub>6</sub>/Co<sub>77</sub>Fe<sub>17</sub>Ni<sub>6</sub>(1.8)/Ta(5); 2 – Ta(4)/NiFeCr(3)/[Co<sub>70</sub>Fe<sub>20</sub>Ni<sub>10</sub>(2)/Cu<sub>95.3</sub>In<sub>4.7</sub>(2)]<sub>6</sub>/Co<sub>70</sub>Fe<sub>20</sub>Ni<sub>10</sub>(2)/Ta(5)

#### Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки Российской Федерации (тема «Спин» № 122021000036-3).

#### Литература

1. S. S. P. Parkin // Magnetism in metals. Invited review papers, symposium in memory of Allan Mackintosh, 113 (1996).
2. М. А. Миляев, Л. И. Наумова, В. В. Устинов // ФММ, **119**, № 12, 1224 (2018).
3. М. А. Milyaev, N. S. Bannikova, et al. // Journal of Alloys and Compounds, **854**, 157171 (2021).
4. М. А. Milyaev, L. I. Naumova et al. // Journal of Alloys and Compounds, **917**, 165512 (2022).

# Управляемые спинтронные терагерцовые излучатели

Е. Д. Мишина<sup>1\*</sup>, А. В. Горбатова<sup>1</sup>, А. М. Буряков<sup>1</sup>, В. Л. Преображенский<sup>2</sup>,  
И. Ю. Пашенькин<sup>3</sup>, М. В. Сапожников<sup>3</sup>, N. Tiercelin<sup>4</sup>

<sup>1</sup> МИРЭА°Российский технологический университет, пр. Вернадского, 78, Москва, 119454, Россия

<sup>2</sup> Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

<sup>3</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегород. обл., 603087, Россия

<sup>4</sup> University of Lille, CNRSUMR 8520 - IEMN, Lille 59000, France

\*mishina\_elena57@mail.ru

Продемонстрированы способы управления поляризацией ТГц-поля в спинтронных эмиттерах. В структуре TbCo<sub>2</sub>/FeCo плавное вращение поляризации в пределах 0–180° осуществляется изменением величины магнитного поля. В мультиферроидной структуре TbCo<sub>2</sub>/FeCo/PMN-PT плавное вращение поляризации в пределах ±30° осуществляется изменением напряжения на пьезоэлектрике. Максимальная эффективность ТГц-преобразования при полном вращении поляризации достигнута в структуре Co/Pt, обладающей спин-реориентационным переходом.

## Введение

Генерация терагерцового (ТГц) излучения имеет большое технологическое значение для многих приложений, таких как неразрушающая диагностика, сверхбыстрые вычисления, беспроводная связь, а также прямой контроль параметров порядка материалов. За последнее десятилетие была проделана огромная работа по поиску материалов и механизмов, обеспечивающих терагерцовое излучение с требуемыми характеристиками.

Спинтронные структуры как терагерцовые эмиттеры (СТЭ) имеют особые характеристики. Прежде всего, это широкий спектральный диапазон излучения (0.5 ÷ 15 ТГц, два порядка динамического диапазона) с амплитудой сигнала, сравнимой с эталонным эмиттером, кристаллом ZnTe. ТГц-излучение возбуждается в СТЭ фемтосекундным лазерным импульсом путем механизма обратного спинового эффекта Холла, где сверхбыстрый спиновый фототок преобразуется в поперечный ток заряда. Наибольшая эффективность преобразования в ТГц-излучение достигнута с СТЭ в би- и трехслойных структурах на основе Co/Pt [1]. Поляризация ТГц-излучения в СТЭ перпендикулярна его намагниченности.

Для работы с ТГц-излучением, так же как и с оптическим, требуются элементы ТГц-оптики, в частности, вращатели поляризации (аналоги полуволновой пластины). Очевидным способом вращать поляризацию ТГц-волны является вращение магнита вокруг СТЭ, что крайне неудобно. В данной работе мы показываем способы вращения поляризации при изменении только величины внешнего магнитного поля в спинтронном эмиттере и величины напряжения в структуре спинтронный эмиттер/пьезоэлектрик.

## Управление поляризацией напряженностью магнитного поля

Вращение плоскости поляризации без вращение магнита, а только лишь путем изменения напряженности внешнего магнитного поля возможно в материалах, обладающих спин-реориентационным переходом (СРП), индуцируемым магнитным полем. Для этого структура должна обладать анизотропией типа «легкая ось».

Такой структурой является сверхрешетка TbCo<sub>2</sub>/FeCo. В ней СРП осуществляется при комнат-

ной температуре в слабом магнитном поле. На рис. 1 представлен типичный вид зависимости намагниченности и угла поворота поляризации от магнитного поля в геометрии легкая и трудная ось. Из этих зависимостей следует, что в геометрии «легкая ось» изменение знака поля за пределами коэрцитивного поля  $H_C$  приводит к повороту поляризации на 180 градусов, то есть возможны только два направления поляризации. В геометрии «трудная ось» наоборот, в пределах поля анизотропии  $H_A$  возможно плавное вращение поляризации. Важно отметить, что поворот поляризации ТГц излучения осуществляется без изменения его амплитуды, поскольку намагниченность в пределах СРП также не меняется по величине.

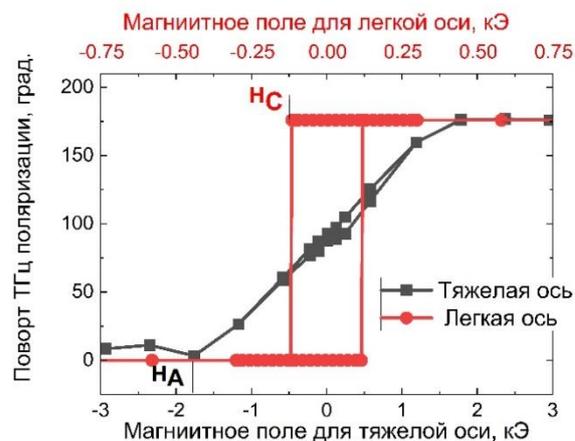


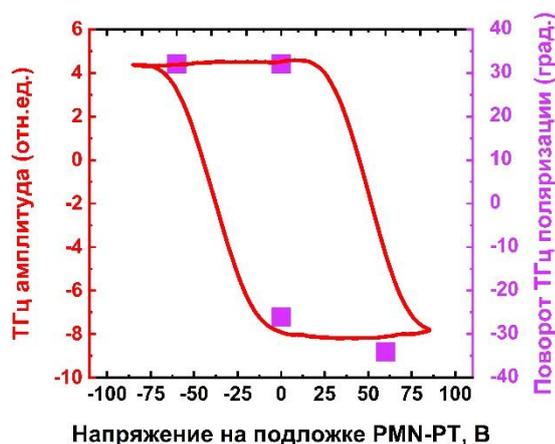
Рис. 1. Типичный вид зависимости намагниченности (левая шкала) и угла поворота поляризации (правая шкала) от магнитного поля в геометрии легкая и трудная ось. Численные значения  $H_C = 0.13$  и  $H_A = 1.8$  кЭ соответствуют структуре TbCo<sub>2</sub>/FeCo

## Управление поляризацией электрическим полем

В системах, управляемых напряжением, энергозатраты, как правило, ниже, чем при управлении током. Использование композитного мультиферроика — это способ совместить преимущества СТЭ и управления напряжением.

В работе [2] использовалась магнитострикционная сверхрешетка TbCo<sub>2</sub>/FeCo, нанесенная на пьезоэлектрическую подложку (PMN-PT). В такой структуре под действием электрического поля на пьезо-

электрик в последнем возникает деформация. Деформационная связь пьезоэлектрической и магнитной подсистем приводит к появлению намагниченности. Величина подаваемого напряжения обеспечивает изменение намагниченности в пределах СРП магнитной сверхрешетки. В этом случае изменение напряжения управляет поворотом поляризации. На рис. 2 представлены зависимости амплитуды угла поворота плоскости поляризации ТГц-поля. Достигнут максимальный угол поворота  $\pm 30$  градусов.

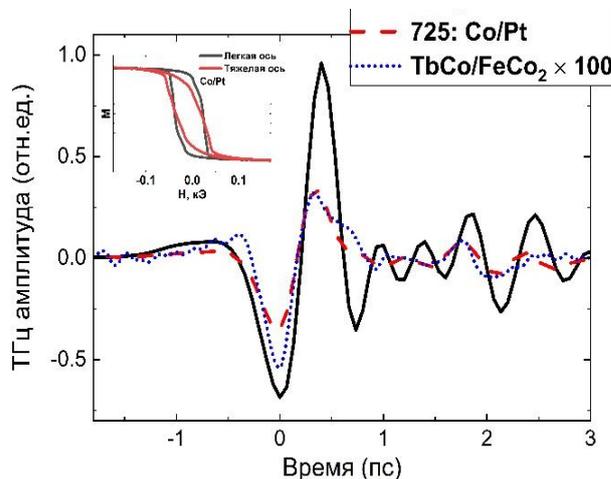


**Рис. 2.** Амплитуда угла поворота плоскости поляризации ТГц-поля в зависимости от напряжения, приложенного к подложке при фиксированном магнитном поле 0,7 кЭ (точки, правая шкала), и соответствующей максимальной амплитуды ТГц-импульса (линия, левая шкала) [2]

### Эффективность и управление

Основной проблемой управляемых спинтронных излучателей является их низкая эффективность. В структурах на основе Co/Pt, обладающих наибольшей эффективностью ТГц-преобразования, управление поляризацией до настоящего времени не продемонстрировано. Напротив, TbCo<sub>2</sub>/FeCo демонстрирует очень эффективное управление поляризацией, но более низкую эффективность.

Мы создали анизотропию типа легкая ось в структуре Co/Pt путем ее осаждения в магнитном поле, что позволило добиться эффективности, только в 2 раза ниже, чем эталонного кристалла ZnTe. При этом наблюдаются зависимости намагниченности, аналогичные рис. 1 (а также вставке рис. 3) при значениях  $H_C = 0,05$  кЭ и  $H_A = 0,12$  кЭ. Таким образом, в пределах  $\pm 0,12$  кЭ возможно осуществление плавного поворота поляризации ТГц-излучения.



**Рис. 3.** Сравнение эффективности генерации ТГц-излучения для ZnTe, CoPt и TbCo<sub>2</sub>/FeCo. Вставка — намагниченность для спинтронного эмиттера Co/Pt

### Финансирование

Работа выполнена при финансировании Минобрнауки РФ (№ 075-15-2022-1131) и РФФИ (№ 21-79-10353).

### Литература

1. T. Seifert, S. Jaiswal, U. Martens *et al.* // Nature Phot., **10**, 483 (2016).
2. D. Khusyainov, S. Ovcharenko, A. Buryakov *et al.* // Phys. Rev. Applied, **17**, 044025 (2022).

# Изучение доменной структуры эпитаксиальных пленок феррит-граната методами магнитно-силовой микроскопии и микроскопии второй гармоники

Т. В. Мурзина<sup>1,\*</sup>, А. И. Майдыковский<sup>1</sup>, В. Б. Новиков<sup>1</sup>, М. П. Темиряева<sup>2</sup>,  
А. Г. Темиряев<sup>2</sup>

<sup>1</sup> МГУ им. М. В. Ломоносова, Физический факультет, Ленинские горы, д. 1, Москва, 119991

<sup>2</sup> Фрязинский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Фрязино, Московская область

\* murzina@mail.ru

Методами магнитно-силовой и нелинейно-оптической микроскопии исследована доменная структура эпитаксиальных пленок феррит-граната. Показано, что помимо объемных полосовых магнитных доменов в приповерхностном слое ФГ наблюдается дополнительная магнитная структура с меньшим периодом.

## Введение

Доменная структура магнитных диэлектриков, в первую очередь феррит-гранатов (ФГ), традиционно является объектом активного внимания исследователей, поскольку она во многом определяет возможности практического использования этих материалов [1]. В случае достаточно тонких эпитаксиальных пленок гранатов большую роль играют поверхностные, или замыкающие, домены, относительная роль которых в формировании свойств ФГ возрастает с уменьшением толщины пленок. Традиционные методы изучения структуры магнетиков, в первую очередь поляризационные оптические, в основе которых лежат магнитооптические эффекты Фарадея и Керра, предоставляют информацию о магнитном отклике, усредненном по толщине просвечиваемого слоя. Именно методом поляризационной микроскопии показано наличие полосовых доменов в большинстве эпитаксиальных пленок ФГ, при этом специфическое распределение намагниченности вблизи поверхности слоя ФГ проявляется достаточно слабо [1, 2].

Высокой чувствительностью к магнитному строению поверхности пленок гранатов обладает метод магнитно-силовой микроскопии (МСМ), а также нелинейно-оптический метод генерации оптической второй гармоники (ВГ). В случае генерации ВГ возможность диагностики поверхностного слоя пленок граната обусловлена, во-первых, близостью его кри-

сталлографической структуры к centrosymmetric, а во-вторых, квадратичной зависимостью интенсивности ВГ от мощности зондирующего излучения. За счет этого регистрируемый сигнал ВГ определяется преимущественно нелинейным откликом в области фокусировки лазерного излучения; это используется в методе микроскопии ВГ. В данной работе мы использовали методы МСМ и микроскопии ВГ для изучения доменной структуры кристаллических пленок феррит-гранатов.

## Эксперимент

Исследованы эпитаксиальные пленки феррит-граната состава  $(\text{LuBi})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  на подложке галлий-гадолиниевого граната кристаллографической ориентации (111); толщина слоя ФГ составляла 10 мкм. Изучение магнитной структуры пленок проводилось методами магнитно-силовой микроскопии, а также микроскопии ВГ в схеме на пропускание при использовании в качестве накачки излучения фемтосекундного Ti-sapphire лазера с длиной волны 850 нм. При этом излучение на частоте ВГ соответствовало половине поглощения ФГ; использование объектива Mutoyo 100x/0.7NA обеспечивало диаметр лазерного пятна в области фокуса около 0.7 мкм, длина перетяжки составляла около 2 мкм. Плоскость поляризации излучения накачки была параллельна полосовым доменам.

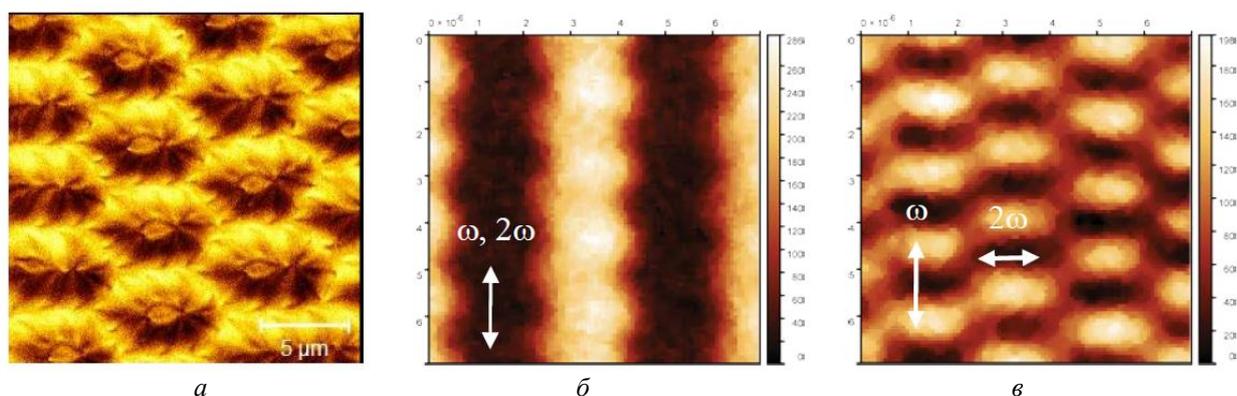


Рис. 1. МСМ-изображение поверхности пленки  $(\text{LuBi})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  в присутствии нормального к поверхности магнитного поля с напряженностью 250 Э (а); карты распределения интенсивности ВГ при фокусировке в объем пленки граната, поле сканирования  $7 \times 7$  мкм; поляризации накачки и ВГ параллельны доменам, ориентированы вертикально на рис. б и ортогональны на рис. в

С помощью оптической поляризационной микроскопии показано, что в отсутствие внешнего магнитного поля в пленке присутствуют полосовые домены, ширина которых составляет около 2 мкм. На изображении пленки, полученном методом микроскопии ВГ (рис. 1, б) в параллельных поляризациях излучения накачки и ВГ, они проявляются в виде полос с такой же шириной и разной интенсивностью ВГ. На рис. 1, а приведено МСМ-изображение, полученное в присутствии постоянного магнитного поля с напряженностью 250 Э, приложенного вдоль нормали к пленке. В этом случае в приповерхностном слое граната полосовые домены не наблюдаются, однако видно периодическое расположение структур сложной формы, расстояние между вершинами которых (в вертикальном направлении на рисунке) составляет 3–4 мкм. Периодичность расположения этих структур указывает на их связь с полосовой доменной структурой пленки.

Отметим разный вид зависимостей интенсивности ВГ для разных комбинаций поляризаций излучения накачки и второй гармоники (рис. 1, б, в). В обоих случаях накачка была поляризована параллельно доменам (как показано стрелкой на рисунке), тогда как излучение ВГ параллельно (рис. 1, б) или перпендикулярно (рис. 1, в) доменам. Модуляция интенсивности ВГ вдоль доменов наиболее выражена для скрещенных поляризаций накачки и ВГ; изображения получены при фокусировке зондирующего излучения примерно в середину слоя ФГ. Аналогичные результаты были получены в недавней работе [2], в которой методом микроскопии ВГ зондировали поверхность эпитаксиальной пленки ФГ. Отметим, что высокий контраст нелинейно-оптического изображения (относительное изменение интенсивности ВГ в максимумах и минимумах зависимостей) составляет 30–40%, что связано с большой величиной магнитоиндуциро-

ванных составляющих нелинейной поляризации на частоте ВГ. Картирование интенсивности ВГ при фокусировке накачки в разные по глубине области пленки ФГ показало, что наблюдается слабое смещение картины распределения ВГ, однако качественно она сохраняется.

### Обсуждение и выводы

Отклик второй гармоники от пленок ФГ при нормальном падении излучения накачки на их поверхность определяется, в первом приближении, интерференцией двух вкладов — т. н. кристаллографического, не зависящего от намагниченности и связанного с нецентросимметричностью структуры граната, и магнитоиндуцированных, пропорциональных намагниченности  $\mathbf{M}$  облучаемой области пленки. Контраст приведенных изображений (рис. 1, б, в) связан с разным направлением  $\mathbf{M}$  в соседних доменах, однако определение их ориентации в пленки требует дальнейших исследований.

### Финансирование

*Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 19-72-20103, с использованием оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» ИФМ РАН. МСМ-измерения проведены при поддержке РФФ, грант № 19-19-00607-П).*

### Литература

1. A. Hubert, R. Schäfer // *Magnetic Domains. In The Analysis of Magnetic Microstructures*; Springer : Berlin/Heidelberg, Germany (1998).
2. Е. А. Мамонов, В. Б. Новиков, А. И. Майдыковский и др. // *ЖЭТФ*, **163**, 41 (2023).

# Управление связанной динамикой вихрей в спин-трансферном наноосцилляторе

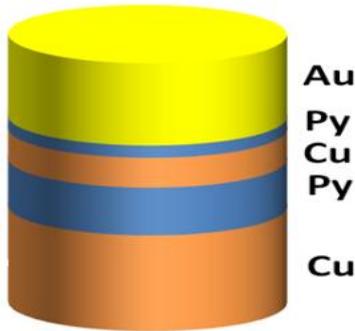
В. В. Филиппова (Мухамадеева)\*, Е. Г. Екомасов

<sup>1</sup> Уфимский университет науки и технологий (Башкирский государственный университет), ул. Заки Валиди, 32, Уфа, 450076  
\* mukhamadeeva.vika@mail.ru

При помощи компьютерного моделирования найдены зависимости радиуса и частот стационарного движения вихря в СТНО малого (120 нм) диаметра при различных толщинах немагнитных слоев, построены графики зависимостей в величин критических токов от толщины немагнитного слоя.

## Введение

Большой интерес многих исследователей в последние годы прикован к трехслойным наностолбикам, которые имеют два магнитных пермалловых слоя, разделенных немагнитным слоем меди [1]. В магнитных слоях может существовать, как основное состояние, магнитный вихрь. В двухвихревых спин-трансферных наноосцилляторах (СТНО), построенных на базе таких наностолбиков, динамика вихрей кардинально меняется по сравнению с одновихревым СТНО [1–3].



**Рис. 1.** Пермалловый наностолбик, состоящий из двух слоев пермаллоя (Py) и немагнитного разделяющего слоя меди

Исследуемые в данной работе СТНО имеют магнитные слои из пермаллоя толщиной 4 нм и 15 нм (содержащие магнитные вихри), разделенные немагнитной прослойкой меди разной толщины. Для описания нелинейной динамики вектора намагниченности  $\mathbf{M}$  в каждом из магнитных слоев СТНО используется обобщенное уравнение Ландау-Лифшица [1]. С помощью численного решения обобщенного уравнения Ландау — Лифшица изучена динамика двух магнитостатически связанных магнитных вихрей под действием спин-поляризованного электрического тока.

## Модель и метод расчета

Для описания нелинейной динамики вектора намагниченности  $\mathbf{M}$  в каждом из магнитных слоев СТНО обычно используется обобщенное уравнение Ландау — Лифшица [1]:

$$\dot{\mathbf{M}} = -[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}] + \frac{\alpha}{M_s} [\mathbf{M} \times \dot{\mathbf{M}}] + \mathbf{T}_{s.t.}, \quad (1)$$

где  $M_s$  — намагниченность насыщения,  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $\alpha$  — параметр затухания Гильберта. Эффективное поле  $\mathbf{H}_{eff}$  представляет собой сум-

му внешнего магнитного поля, полей магнитостатического и обменного взаимодействий.  $T_{s.t.}$  — это дополнительный вращательный момент [1], ответственный за взаимодействие спин-поляризованного тока с намагниченностью.

## Результаты и обсуждение

Для случая спин-трансферного наноосциллятора с малым диаметром (120 нм) и толщиной немагнитного слоя 10 нм было показано [2], что возможны три режима связанного движения вихрей: колебания затухающих вихрей, колебания стационарных вихрей и режим "вылета" вихря из магнитного слоя. Найдено, что при изменении толщины немагнитного слоя наблюдаются все те же три режима связанной динамики вихрей. Однако с увеличением толщины промежуточного слоя меди уменьшаются величины критических токов, характеризующих величину тока, при котором один динамический режим сменяется другим (см. табл. 1) [3].

*Таблица 1.* Величины критических токов при разных значениях толщины немагнитного промежуточного слоя

Толщина немагнитного слоя, нм	Первый критический ток, мА	Второй критический ток, мА	Третий критический ток, мА
10	4,64	7,35	9,27
12,5	3,05	6,89	9,04
15	3,05	6,33	9,04

Также найдены зависимости радиуса и частоты стационарных колебаний вихрей, времени вылета за границы диска и времени выхода вихрей на стационар от величины спин-поляризованного тока.

## Финансирование

*Работа выполнена в рамках государственного задания Российской Федерации на проведение научных исследований лабораториями (№ 075-03-2021-193/5 30.09.2021).*

## Литература

1. К. А. Звездин, Е. Г. Екомасов // ФММ, 2022, 123, 3, 219–239.
2. Е. Г. Екомасов, С. В. Степанов, М. И. Фахретдинов, Г. И. Антонов, А. Е. Екомасов, К. А. Звездин. // Челяб. физ.-мат. журнал, 5. 2, 161–173 (2020).
3. V. V. Mukhamadeeva, S. V. Stepanov, K. A. Zvezdin, E. G. Ekomasov // Letters on Materials, 12 (4), p. 327–331 (2022)

# Численное моделирование системы спин-триплетных бозонов классическим методом Монте-Карло

С. В. Нuzhin\*, В. А. Улитко, Ю. Д. Панов, А. С. Москвин

Институт естественных наук и математики УрФУ, ул. Куйбышева, 48, Екатеринбург, 620026  
\* nuzhin.stepan@urfu.ru

Модель спин-триплетных бозонов позволяет наглядно описывать микромагнитные состояния антиферромагнетиков. В связи с этим в работе рассматривается метод расчета параметров порядка модели спин-триплетных бозонов. Обсуждаются особенности реализации алгоритма классического метода Монте-Карло, связанные с необходимостью организации однородной выборки состояний из фазового пространства.

## Введение

Интерес к моделям решеточных бозонов в последние годы возрос благодаря исследованиям димерных антиферромагнитных систем и ультрахолодных атомных газов в оптических решетках [1]. Традиционно эти модели используются для эффективного термодинамического описания разнообразных классических и квантовых систем и поиска возможностей реализации особых фазовых состояний, таких, как сверхтекучее твердое тело (supersolid). К системам, которые естественным образом описываются моделями решеточных бозонов, относятся материалы с зарядовым диспропорционированием [2].

## Модель

Мы рассматриваем систему заряженных бозонов со спином  $S = 1$ , движущихся по узлам квадратной решетки. На каждом узле решетки выбран базис  $|n\sigma\rangle$ , где  $n$  — число бозонов,  $\sigma$  — проекция спина ( $\sigma = 1, 0, -1$ ), который включает 4 низкоэнергетических состояния:  $|0\ 0\rangle$ ,  $|1\ 1\rangle$ ,  $|1\ 0\rangle$ ,  $|1\ -1\rangle$ .

Гамильтониан модели триплетных бозонов имеет следующий вид:

$$\hat{H} = \hat{H}_{tr} + \hat{H}_{ch} + \hat{H}_{spin}, \quad (1)$$

$$\hat{H}_{tr} = -t \sum_{\langle ij \rangle > \sigma} (B_{i\sigma}^\dagger B_{j\sigma} + B_{j\sigma}^\dagger B_{i\sigma}), \quad (2)$$

$$\hat{H}_{ch} = V \sum_{\langle ij \rangle} n_i n_j, \quad (3)$$

$$\hat{H}_{spin} = J \sum_{\langle ij \rangle} (\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j) - \sum_i (\vec{h} \cdot \vec{S}_i). \quad (4)$$

Первое слагаемое (2) описывает перенос ( $t$ ) бозона на ближайший незанятый соседний узел с сохранением проекции спина; второе слагаемое (2) — заряд-зарядовые корреляции ( $V$ ), одинаковые для разных проекций спина; последний член (3) — антиферромагнитный изотропный обмен ( $J$ ), записанный в гейзенберговской форме для бозонов на соседних узлах и зеemanовское взаимодействие бозонов с магнитным полем  $\vec{h}$ .

В настоящей работе мы учитываем взаимодействие только с ближайшими соседями (обозначаем как  $\langle ij \rangle$ ). Используются следующие обозначения операторов:  $B_{i\sigma}$ ,  $B_{i\sigma}^\dagger$  — операторы уничтожения и рождения бозона с проекцией спина  $\sigma$  на узле  $i$ ;  $n_i = \sum_\sigma B_{i\sigma}^\dagger B_{i\sigma}$  — оператор числа частиц на  $i$  узле;  $\vec{S}_i$  — спин бозона на  $i$  узле.

## Методика расчета

Характерной особенностью моделей решеточных бозонов является фазовое расслоение, возникающее при определенных параметрах и фиксированной плотности бозонов. Численное моделирование этих ситуаций в рамках большого канонического ансамбля осложняется тенденцией системы к попаданию в метастабильные состояния вблизи тех значений химического потенциала, которым в основном состоянии соответствует скачок плотности бозонов между ее значениями для сосуществующих фаз. В связи с этим нами реализован классический алгоритм Монте-Карло, в котором плотность бозонов сохраняется на каждом элементарном шаге.

Для классического алгоритма требуются однородные выборки состояний, описываемых на заданном узле волновыми функциями

$$|\psi\rangle = c_{0,0}|0\ 0\rangle + c_{1,1}|1\ 1\rangle + c_{1,0}|1\ 0\rangle + c_{1,-1}|1\ -1\rangle,$$

для достижения требования мы генерируем на каждом шаге Монте-Карло модули  $r_k$  комплексных коэффициентов  $c_k = r_k e^{i\phi_k}$  как равномерно распределенные случайные величины на единичной сфере  $\sum_k r_k^2 = 1$ . Затем их параметризуем через гиперсферические координаты (5)

$$\begin{cases} r_{0,0} = R \cos \theta, \\ r_{1,1} = R \sin \theta \sin \psi \cos \varphi, \\ r_{1,0} = R \sin \theta \cos \psi, \\ r_{1,-1} = R \sin \theta \sin \psi \sin \varphi, \end{cases} \quad (5)$$

где  $R=1$  и  $\theta, \psi, \varphi \in [0, \frac{\pi}{2}]$ , и определяем из сгенерированных равномерно распределенных случайных величин

$$\varphi, z = \cos \psi \text{ и } m = \frac{z}{\pi} \left( \theta - \frac{1}{2} \sin 2\theta \right). \quad (6)$$

В модели спин-триплетных  $S = 1$  бозонов реализуются квантовые фазовые состояния такие как сверхтекучая жидкость и сверхтекучее твердое тело, ферро- и антиферромагнитная фаза, фаза зарядового упорядочения. Чтобы определить наличие определенной фазы мы вычисляем параметры порядка  $\langle B_\sigma \rangle$ ,  $\langle n \rangle$ ,  $\langle S_\alpha \rangle$ , связанные со сверхтекучестью бозонов, с зарядовым упорядочением и с магнитным упорядочением, соответственно.

Плотность бозонов при генерации величин (6) не сохраняется, поэтому мы рассматриваем пару узлов и требуем сохранения плотности пары бозонов на каждом элементарном шаге. При генерации равномерно распределенных состояний в фазовом пространстве

системы распределение плотности бозонов  $n$  на узле должно подчиняться уравнению

$$f(n) = \frac{8n^{3/2}}{3\pi\sqrt{1-n}}, \quad (7)$$

где  $n = \langle n \rangle$  и  $n \in [0, 1]$ .

Будем считать состояния и величины зарядов на каждом узле независимыми событиями. Следовательно, функция распределения для пары узлов

$$F_{pair}(n_1, n) = \frac{\int_{n_{1,min}(n)}^{n_1} f(x)f(2n-x)dx}{\int_{n_{1,min}(n)}^{n_{1,max}(n)} f(x)f(2n-x)dx}, \quad (8)$$

где  $n_{1,min}(n) = n - \frac{1}{2} + |\frac{1}{2} - n|$  и  $n_{1,max}(n) = n + \frac{1}{2} - |\frac{1}{2} - n|$  — границы интервала, в котором может изменяться заряд на одном из узлов, если заряд пары  $2n$  задан.

Тогда на каждом шаге алгоритма Монте-Карло мы находим из решения уравнения  $F_{pair}(n_1, n) = \gamma$  новую плотность бозона на одном узле и на другом узле  $n_2 = 2n - n_1$ , где  $\gamma$  — случайная величина, рав-

номерно распределенная в интервале  $[0, 1]$ . Для достижения равномерно распределенных состояний в фазовом пространстве с сохранением плотности бозонов определяем на узле по известной плотности углы  $\theta = \sqrt{\arccos n}$ ,  $\psi = \sqrt{\arccos z}$  и генерируем равномерно распределенную случайную величину  $\varphi$ . В результате средняя плотность и средний заряд системы остаются постоянными при каждом значении температуры.

### Финансирование

*Работа выполнена при поддержке проекта FEUZ-2023-0017 Министерства науки и образования Российской Федерации.*

### Литература

1. T. Giamarchi, C. Rüegg, O. Tchernyshyov // Nat. Phys. **4**, 198 (2008).
2. A. S. Moskvina // J. Phys. Condens. Matter **25**, 085601 (2013).

# Сравнение реакции доменной структуры различных ферромагнитных микрочастиц на действие одноосного механического напряжения

Н. И. Нургазизов\*, Д. А. Бизяев, А. А. Бухараев, А. П. Чуکلанов

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

\* niazn@mail.ru

В работе приводятся результаты исследования изменения доменной структуры планарной квадратной микрочастицы размерами  $7.5 \times 7.5 \times 0.04$  мкм, изготовленной из следующих материалов: пермаллой (18% Fe, 82% Ni), пермендюр (50% Co, 50% Fe), галфенол (16% Ga, 84% Fe), Ni, терфенол ( $Tb_{0.3}Dy_{0.7}Fe_{1.92}$ ) под действием одноосных механических напряжений. Сделаны выводы о перспективности использования данных материалов для создания микросенсоров механических напряжений и стрейнтронных устройств для обработки и хранения информации.

## Введение

В последнее время много внимания уделяется возможности управления магнитными свойствами микрочастиц при помощи создаваемых в них одноосных механических напряжений. Рассматриваются возможности создания устройств для записи, обработки и хранения информации, в основу которых положен магнитоупругий эффект (эффект Виллари) [1]. Согласно теоретическим оценкам, устройства на магнитоупругом эффекте могут на несколько порядков снизить энергию, необходимую для записи или обработки одного бита информации [2]. Соответственно, чем меньшим механическим напряжением можно будет изменять направление намагниченности в одной из частиц, тем более энергоэффективным может стать созданное устройство. Кроме поиска оптимальных размеров и формы таких частиц, еще одной актуальной задачей является поиск материала, из которого их необходимо изготовить. Для тестирования реакции магнитной подсистемы материала нужен микросенсор, по размерам сопоставимый с размерами микрочастицы, используемой для создания устройств на магнитоупругом эффекте. Таким микросенсором может стать микрочастица, доменная структура которой будет изменяться при изменении действующего на нее механического напряжения, и это изменение можно будет численно охарактеризовать. Таким образом, сравнивая реакцию доменной структуры микрочастиц, изготовленных из различных материалов, можно будет выбрать наиболее подходящие для проведения дальнейших исследований.

## Моделирование доменной структуры микрочастиц

Оптимальными для тестирования влияния одноосного механического напряжения на магнитные свойства, на наш взгляд, являются планарные микрочастицы квадратной формы. В определенном диапазоне латеральных размеров и высоты, при отсутствии внешних воздействий, такие микрочастицы имеют четырехдоменную структуру с направлением намагниченности в домене, параллельном стороне, у которой они расположены, так называемую структуру Ландау (рис. 1, а). Одноосное сжатие такой микрочастицы вдоль одной из сторон, если она изготовлена из материала с отрицательной магнитострикцией,

приводит к увеличению размеров двух доменов, направление намагниченности которых коллинеарно направлению сжатия (рис. 1, б, в), при этом между этими доменами формируется доменная стенка (перемычка), длина которой может выступать в качестве параметра, характеризующего изменение доменной структуры микрочастицы. Наиболее оптимально использовать не абсолютную длину перемычки, а привести ее к латеральному размеру (длине стороны микрочастицы). Это позволит сравнивать между собой данные, получаемые для микрочастиц, имеющих разные латеральные размеры.

В нашем случае моделирование было проведено для микрочастиц размерами  $7.5 \times 7.5 \times 0.04$  мкм, т. к. ранее была отработана методика по их созданию, и для некоторых материалов проведены экспериментальные исследования изменения доменной структуры под действием механических напряжений с помощью магнитно-силовой микроскопии (МСМ).

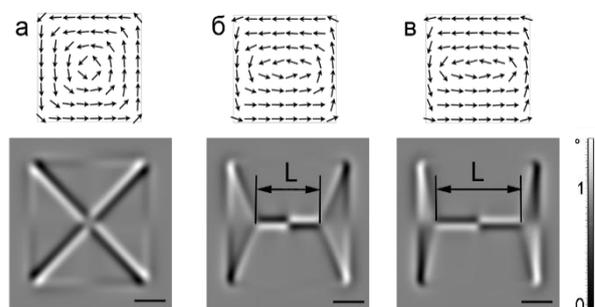
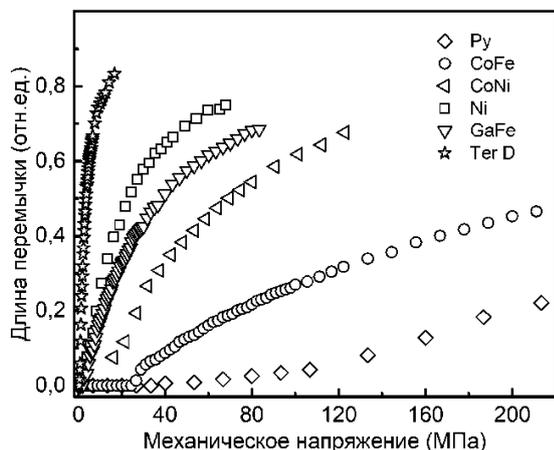


Рис. 1. Смоделированное распределение намагниченности в планарной Ni микрочастице (вверху) и виртуальное МСМ-изображение (внизу) при энергии наведенной анизотропии, соответствующей механическому напряжению 0 МПа (а), 30 МПа (б), 61 МПа (в).  $L$  — длина доменной стенки между двумя увеличившимися в размерах доменами. Длина масштабного отрезка 2 мкм

Для проведения микромагнитного моделирования использовался программный пакет OOMMF [3], для моделирования МСМ изображений по полученному распределению — программа «Виртуальный МСМ» [4]. Расчеты были выполнены для следующих материалов: сплава пермаллой (Py) (82% Ni, 18% Fe), сплава пермендюр (50% Co, 50% Fe), сплава CoNi (18% Co, 82% Ni), сплава галфенол (16% Ga, 84% Fe), никеля (Ni), сплава Terfenol-D ( $Tb_{0.3}Dy_{0.7}Fe_{1.92}$ ).

Результаты зависимости длины перемычки от действующего на микрочастицу механического напряжения приведены на рис. 2. При расчетах варьировалась константа одноосной анизотропии, которая принималась пропорциональной механическому напряжению, действующему на микрочастицу. Расчеты для Ni и CoNi микрочастиц хорошо совпадают с полученными ранее экспериментальными данными об изменении доменной структуры микрочастиц под действием одноосного напряжения.



**Рис. 2.** Зависимость длины доменной стенки (перемычки) от одноосного механического напряжения, наведенного в квадратной микрочастице, сформированной из различных материалов

Согласно полученным данным наиболее перспективным материалом, с точки зрения чувствительности к механическим напряжениям, оказывается терфенол, который имеет наибольшую магнитострикцию ( $8 \cdot 10^{-4}$ ), среди всех исследованных материалов. Следующим материалом оказывается никель (магнито-

стрикция  $3,5 \cdot 10^{-5}$ ), доменная структура которого изменяется сильнее чем у галфенола (магнитострикция  $2 \cdot 10^{-4}$ ) при одинаковом действующем напряжении. Это, по всей видимости, обусловлено гораздо более высокой намагниченностью насыщения у галфенола. Можно предположить, что этим же обусловлено более сильное изменение магнитной структуры CoNi микрочастицы (магнитострикция  $2,5 \cdot 10^{-5}$ ) по сравнению с CoFe (магнитострикция  $6 \cdot 10^{-5}$ ).

## Заключение

Было показано, что изменение магнитной структуры ферромагнитной микрочастицы зависит не только от ее магнитострикции, но и от значения намагниченности насыщения. Чем больше модуль магнитострикции микрочастицы и ниже ее намагниченность насыщения, тем сильнее изменяется ее доменная структура под действием механического напряжения. Наиболее перспективным материалом из исследованных в данной работе с точки зрения реакции на механическое напряжение является терфенол.

## Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 22-29-00352).

## Литература

1. А. А. Бухараев, А. К. Звездин, А. П. Пятаков, Ю. К. Фетисов // УФН, **188**, с. 1288–1330, (2018).
2. S. Bandyopadhyay, J. Atulasimha and A. Barman // Applied Physics Reviews, **8**, 041323 (2021).
3. M. J. Donahue and D. G. Porter // OOMMF User's Guide, <http://math.nist.gov/oommf>
4. D. V. Ovchinnikov and A. A. Bukharaev // Tech. Phys., **46**, 1014 (2001).

# О происхождении гигантских скачков электрической поляризации при фазовых переходах в $\text{Fe}_2\text{Mo}_3\text{O}_8$

А. Р. Нурмухаметов\*, К. В. Васин, М. В. Еремин

Институт физики, КФУ, ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008  
\*srgalex@list.ru

Предложена микроскопическая теория статической магнитоэлектрической связи в  $\text{Fe}_2\text{Mo}_3\text{O}_8$ . Рассчитаны уровни энергии и волновые функции нижайших состояний  $\text{Fe}^{2+}$  ( $3d^6$ ) в тетраэдрическом и октаэдрическом окружении, а также параметры взаимодействия  $3d$ -электронов с электрическим полем. Энергетические схемы уровней ионов железа как в тетраэдрических, так и в октаэдрических позициях имеют много низколежащих состояний. При фазовых переходах из-за изменения обменных полей положение уровней энергии и их волновые функции меняются. При этом скачкообразно изменяется и взаимодействие магнитных моментов с внешним электрическим полем. Также анализируется стрикционный (ионный) механизм изменения поляризации при фазовых переходах парамагнетик-антиферромагнетик-ферримагнетик. Обнаружено, что вклады электронного и ионного механизмов в формирование поляризации при  $T < T_N$  усиливают друг друга. Результаты расчета сопоставляются с экспериментальными данными.

## Введение

Помимо прочих интересных эффектов, мультиферроик  $\text{Fe}_2\text{Mo}_3\text{O}_8$  примечателен рекордно большой электрической поляризацией. Переход из парамагнитной (ПМ) в антиферромагнитную (АФМ) фазу при  $T = T_N = 60$  К сопровождается скачком поляризации  $0.34 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ , а из АФМ в ферримагнитную (ФРМ) при  $T = 55$  К,  $H_c = 6$  Т – минус  $0.14 \mu\text{C}/\text{cm}^2$  [1]. При этом направление вектора электрической поляризации совпадает с направлением магнитных моментов ионов железа. Это обстоятельство исключает возможность объяснения поляризации на основе известных механизмов магнитоэлектрической связи, таких как обратный механизм Дзялошинского-Мория или механизм спиновых токов.

## Метод расчета

В кристалле  $\text{Fe}_2\text{Mo}_3\text{O}_8$  ионы железа занимают два типа позиций, обладающих тригональной симметрией – тетраэдрические (А) и октаэдрические (В) – по 2 иона каждого типа в элементарной ячейке. Ось квантования направляем вдоль оси третьего порядка, положительное направление совпадает с направлением к вершинному иону кислорода от иона  $\text{Fe}^{2+}$  тетраэдрической позиции. В этом случае оператор кристаллического поля запишется в виде:

$$H = B_0^{(2)} C_0^{(2)} + B_0^{(4)} C_0^{(4)} + B_{\pm 3}^{(4)} C_{\pm 3}^{(4)} \quad (1)$$

В кристаллическом поле  ${}^5D$  терм расщепляется на орбитальный дублет  ${}^5E$  и триплет  ${}^5T_2$ , для Fe(A) основным состоянием  ${}^5E$ , а для Fe(B) –  ${}^5T_2$ .

Далее тонкая структура мультиплетов рассчитывалась с учетом спин-орбитального  $H_{SO}$ , обменного  $H_{EX}$ , спин-спинового  $H_{SS}$  и зеемановского  $H_Z$  взаимодействий.

Для расчета вклада электронной поляризации использовался эффективный оператор энергии взаимодействия  $3d$ -электронов ионов железа с электрическим полем [2]:

$$H_E = \sum_{p,t,k} \{E^{(1)} U^{(k)}\}_t^{(p)} D_t^{(1k)p} \quad (2)$$

Для рассчитанной волновой функции основного состояния  $|g\rangle$  можно определить дипольный момент с помощью соотношения:

$$\langle g | H_E | g \rangle = -\vec{d}_{el} \vec{E} \quad (3)$$

Ионный вклад в поляризацию рассчитывался по структурным данным работы [3] для  $T = 275$  К и  $T = 1.7$  К. Суммирование проводилось по всем ионам элементарной ячейки с объемом  $V$ :

$$\vec{p}_{ion} = \frac{1}{V} \sum_i q_i \vec{r}_i \quad (4)$$

## Результаты и обсуждение

Используя соотношение (3) на волновых функциях основного состояния, полученных при диагонализации эффективного гамильтониана, построили диаграммы поляризации для обеих позиций ионов железа.

Расчетная температурная зависимость электрической поляризации представлена на рис. 1. Температурная зависимость обусловлена изменением заселенности нижних состояний ионов железа. Электрическая поляризация, соответствующая возбужденным состояниям, отличается от поляризации основных состояний. Полная поляризация рассчитывалась через функцию свободной энергии.

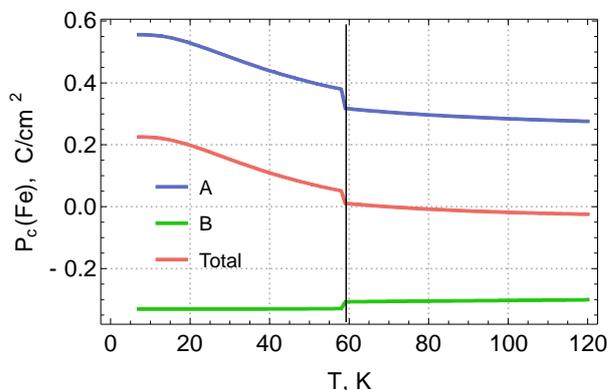
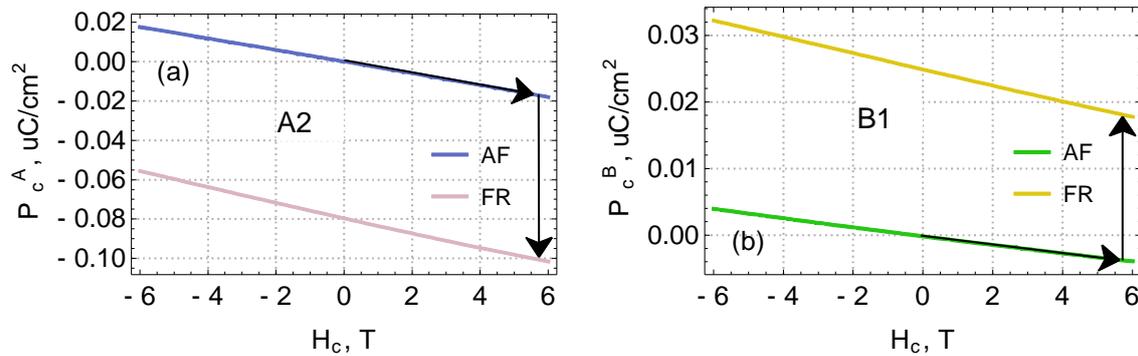


Рис. 1. Рассчитанная температурная зависимость электронной поляризации в нулевом магнитном поле, обусловленной позициями ионов железа



**Рис. 2.** Рассчитанная полевая зависимость электронной поляризации, обусловленной позициями А и В ионов железа в АФМ и ФРМ фазах при  $T = 55$  К. Черными стрелками обозначены направления фазового перехода

Зависимость от величины внешнего магнитного поля ( $H_c$ ) показана на рис. 2. Отметим, что зависимость от магнитного поля для отдельных позиций ионов содержит как линейный, так и квадратичный вклад. Графики на рис. 2. рассчитаны для позиций А1 и В2, для позиций А2 и В1 в АФМ фазе необходимо поменять знаки молекулярных полей, или, что эквивалентно, знаки линейных коэффициентов на противоположные. Таким образом, результирующий магнитоэлектрический эффект после усреднения по всем положениям будет квадратичным по отношению к магнитному полю, что и было установлено экспериментально в [1].

Что касается ионного вклада, его можно грубо оценить, используя параметры элементарной ячейки и координаты ионов из [3] для  $T = 275$  К и  $T = 1.7$  К. Объемы элементарных ячеек равны:  $V_{275} = 291.1 \text{ \AA}^3$ ,  $V_{1.7} = 290.7 \text{ \AA}^3$ . Вычисляя сумму (4) по ионам элементарной ячейки, получаем в  $\mu\text{C}/\text{m}^2$ :  $p_z(275 \text{ К}) = -137.744$ ,

$p_z(1.7 \text{ К}) = -139.369$ . Соответственно, изменение поляризации между ПМ и АФМ состояниями  $\Delta p_z = -1.625 \mu\text{C}/\text{m}^2$ . Это изменение поляризации сравнимо со вкладом электронного механизма. При этом оба вклада имеют одинаковый знак, т. е. усиливают друг друга. Отметим, что наша оценка ионного вклада, вероятно, завышена, так как она получена для большого диапазона изменения температуры.

### Финансирование

*Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 19-12-00244.*

### Литература

1. Y. Wang *et al.* // *Sci Rep.* **5**, 12268 (2015).
2. М. В. Еремин // *ЖЭТФ* **156** (6), 1084 (2019).
3. S. Reschenke *et al.* // *Phys. Rev. B* **102**, 094307 (2020).

# Распространение спиновых волн в многослойном магнетонном кристалле

С. А. Одинцов<sup>1,\*</sup>, А. С. Птащенко<sup>1</sup>, Э. Г. Локк<sup>2</sup>, Е. Н. Бегинин<sup>1</sup>, А. В. Садовников<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012

<sup>2</sup> Фрязинский филиал ИПЭ РАН, пр. Введенского, 1, Фрязино, Московская обл., 141190

\* odinoff@gmail.com

Было проведено исследование влияния геометрических параметров на распространение динамической намагниченности и запрещенных зон поверхностной магнитостатической волны в системе магнитных структур на основе двухслойных пленок железо-иттриевого граната с разной намагниченностью и периодическими структурами на поверхности структуры.

## Введение

На протяжении ряда десятилетий многослойные пленки на основе ферромагнитных материалов, поддерживающих режимы распространения спиновых сигналов, привлекают большое число исследователей ввиду постоянного развития как технологий создания магнитных слоев на немагнитных подложках, так и развития идей применения волн намагниченности для решения задач обработки информационных сигналов [1]. Магнитные тонкопленочные структуры изготавливаются в виде 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, а также в виде магнетонных кристаллов [2]. В свою очередь, на основе ферримагнитных пленок с периодической модуляцией геометрических либо материальных параметров (МК) также возможно применять для управления спектром магнитных волн. Магнетоника открывает многообещающую альтернативу концепции устройств обработки сигналов за пределами КМОП, в которых информация переносится СВ (или магнонами) вместо электронов. Ферримагнитные тонкие пленки из железо-иттриевого граната (ЖИГ) обладают значительно меньшим динамическим затуханием спиновых волн по сравнению с металлическими магнитными волноводами.

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. Спектр МСВ, распространяющихся в МК, состоит из чередующихся зон пропускания и непропускания [1]. Зоны непропускания, называемые также запрещенными зонами, образуются на частотах, где волновые числа удовлетворяют условию брэгговского резонанса [4]

С другой стороны, в контексте обработки данных невзаимность спиновых волн, которая может проявляться в фазовой, амплитудной или частотной зависимости направления распространения СВ, представ-

ляет собой мощный инструмент для возможных приложений в коммуникациях и логические устройства [1].

## Основная часть

В настоящей работе рассматриваются структуры, состоящие из двухслойных ЖИГ волноводов при этом в слоях в разных слоях разная намагниченность насыщения, а верхний слой представляет собой магнетонный кристалл (МК). Такие структуры могут быть использованы в качестве базовых элементов для создания различных устройств, таких как фильтров, ответвителей, делителей, мультиплексоров и т.д. На рис. 1 показано схематичное изображение исследуемой структуры. Ширина волновода составляет  $w = 200$  мкм, а толщина  $t = 15,8$  мкм. Длина волновода составляла 6 мм. Слой пленки на подложке из ГГГ ЖИГ толщиной 7 мкм с намагниченностью насыщения  $4\pi M_1 = 1738$  Гс, а на нем — слой ЖИГ, толщиной 9 мкм с намагниченностью насыщения  $4\pi M_2 = 904$  Гс. На поверхности верхнего слоя создана периодическая структура. Исследуемая система была помещена в однородное статическое магнитное поле  $H = 1200$  Э, ориентированное вдоль оси  $x$  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 невзаимности СВ в исследуемой структуре. Спектр МСВ, распространяющихся в МК, состоит из чередующихся зон пропускания и непропускания [1]. Зоны непропускания, называемые также запрещенными зонами, образуются на частотах, где волновые числа удовлетворяют условию брэгговского резонанса [4].

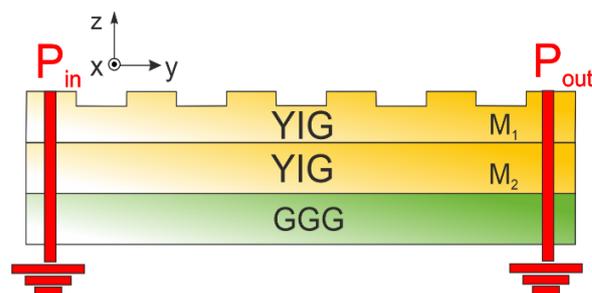


Рис. 1. Число страниц второго тома трудов Симпозиума

Проведено микромагнитное моделирование исследуемой структуры методом конечных разностей. Методом конечных элементов проведено численное моделирование и исследование динамики распространения СВ в двуслойной системе с МК ограниченной в поперечном направлении из железа — иттриевого граната. Были выявлены запрещённые зоны в такой системе, а также показано, как влияют геометрические параметры волноводов на динамику спиновых волн в и зоны непрохождения при распространении волн в разных направлениях.

## Финансирование

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФ (№23-29-00610).*

## Литература

1. С. А. Никитов, А.Р. Сафин, Д. В. Калябин, и др. // УФН 190 1009–1040 (2020).
2. S. Tacchi, P. Gruszecki, M. Madami, *et al.* // Sci Rep 5 (2015) 10367.
3. С. А. Одинцов, Э. Г. Локк, Е. Н. Бегинин, А. В. Садовников // РТЖ Том 10, № 4 (2022)
4. С. А. Одинцов, А. В. Садовников, А. А. Грачев, и др. // Письма в ЖЭТФ, 104:8 (2016), 576–580

# Управление магнитными текстурами в тонких плёнках под действием обменного поля

А. Н. Орлова<sup>1,\*</sup>, Д. А. Татарский<sup>1,2</sup>, И. Ю. Пашенькин<sup>1</sup>, Р. В. Горев<sup>1</sup>, С. А. Гусев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

<sup>2</sup> ННГУ им. Лобачевского, пр-т. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

\* orlova.anastasia@ipmras.ru

Целью работы является обнаружение отдельных локализованных неоднородных магнитных состояний в слоистых плёночных структурах [Co/Pt]<sub>n</sub>/Co/IrMn, которые формируются под действием эффекта обменного смещения. Подобные структуры ранее исследовались [Guoqiang Yu, et al., Nano Lett. 2018, 18, 980-986], и было показано, что в таких структурах возможно получение скирмионных состояний. Проведена диагностика магнитных и структурных свойств ряда образцов с различной толщиной и количеством слоёв.

## Введение

Эффект обменного смещения возникает в системе, состоящей из ферромагнитной и антиферромагнитной плёнок. В качестве ферромагнетика может выступать многослойная периодическая структура Co/Pt, а в качестве антиферромагнетика — IrMn [1, 2]. Для того чтобы понять, при каких условиях достигается высокая плотность скирмионов, было изготовлено несколько структур с различным составом.

Существует предположение, что концентрация скирмионов в структуре будет зависеть от следующих факторов: от структурных свойств ферромагнетика и от величины обменного смещения [3, 4]. Если варьировать толщину и количество слоёв кобальта, то будет меняться как форма петли гистерезиса, так и величина обменного смещения. Проведение серии экспериментов, предусмотренных в данной работе, позволит понять, в каких именно структурах будет наблюдаться повышенная плотность скирмионов.

## Методика эксперимента

Структуры были изготовлены методом высоковакуумного магнетронного распыления в перпендикулярном магнитном поле (500 Э). Перед напылением подложка обрабатывалась в аргоновой высокочастотной плазме с энергией ионов ~30 эВ. После напыления образцы подвергались процедуре «field cooling»: сначала образец нагревался до 200°, затем помещался в перпендикулярное магнитное поле величиной 4 кЭ, после чего нагрев отключался и происходило остывание образца в магнитном поле. Процесс напыления проходил при рабочем давлении в камере аргона 2 мТорр и остаточном давлении  $2 \cdot 10^{-7}$  Торр. Скорости осаждения материалов имели следующие значения: Co — 0.10 нм/с, Pt — 0.22 нм/с, IrMn — 0.033 нм/с, Ta — 0.12 нм/с.

Для диагностики свойств выращенных структур использовались методы магнитооптических измерений и просвечивающей электронной микроскопии.

Для проведения электронно-микроскопических исследований проводилось предварительное препарирование образцов. Процедура подготовки была следующая: склеивание эпоксидной смолой «пакета» образцов, высверливание ультразвуком из пакета цилиндра с интересующей областью, вклеивание этого цилиндра в металлическую трубочку, распиливание заготовки на тонкие диски толщиной ~0,5 мм, меха-

ническая ручная обработка образца на шлифовальной бумаге до толщины в 80–100 мкм, последующее механическое утонение образца, которое выполнялось с помощью шлифовальной машины (димплера), создающей в диске концентрическую лунку, глубиной от 40 до 60 мкм. На финальной стадии препарирования образца проводилось ионное травление.

## Результаты и обсуждения

Исследовались многослойные структуры, состоящие из тонких слоёв Co, Pt, IrMn и Ta. Толщина кобальта варьировалась в пределах от 0.6 до 1.3 нм. В докладе приведены результаты исследований двух структур. В первой содержится 3 слоя кобальта толщиной 1.3 нм, а кривая намагниченности имеет характерные длинные «хвосты». Во второй 5 тонких слоёв кобальта толщиной 0.6 нм, при этом «хвостов» у кривой намагничивания не наблюдалось. Такие структуры на основе тонких слоёв кобальта и платины обладают перпендикулярной магнитной анизотропией. Типичный вид кривых намагничивания образцов, которые были получены с помощью измерения магнитооптического эффекта Керра, приведены на рис. 1 и 2.

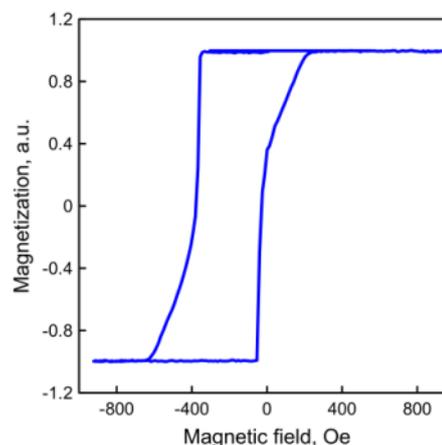
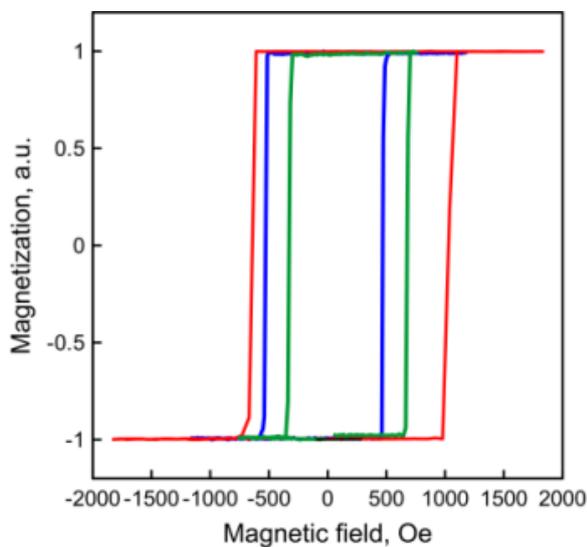


Рис. 1. Кривая намагничивания для образца №1, содержащего более толстые слои кобальта

Наличие длинных «хвостов» у кривой намагничивания, а также её характерная форма (рис. 1), может свидетельствовать о существовании скирмионных состояний в структуре при отсутствии внешнего магнитного поля.

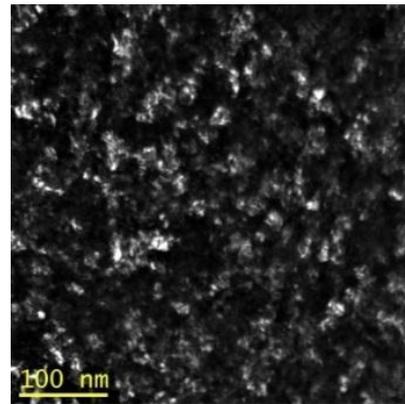
Форма петли преимущественно связана с изменением толщины слоёв кобальта. Следует предполагать, что только в одном из образцов можно наблюдать неелевские доменные стенки и скирмионы вблизи нулевого магнитного поля. Магнитное состояние образца №1 с повышенным содержанием кобальта не менялось со временем, что нельзя сказать об образце № 2. Отсутствие поля смещения на синем графике (рис. 2) свидетельствует о том, что по истечению времени происходит деградация структуры. Однако, после повторного нагревания смещение петли восстановилось, а её ширина и коэрцитивность увеличились. Это может быть связано не только с изменением кристаллической структуры образца, но и с изменением взаимодействия Дзялошинского-Мория на границе Co-IrMn [5].



**Рис. 2.** Кривые намагничивания для образца №2, содержащего тонкие слои кобальта: исходное состояние структуры отмечено зелёным цветом, состояние деградации синим цветом, а красным — состояние после вакуумного нагрева выше температуры блокировки

Кристаллическая структура образцов исследовалась методом ПЭМ (Libra 200MC). Характерный вид темнопольных микрофотографий приведён на рисунке 3. Средний размер областей когерентного рассеяния определялся с помощью метода автокорреляционного анализа темнопольных изображений в

полярных координатах, который позволяет также оценить форму этих кристаллитов. Средний размер нанокристаллитов составляет примерно 5.8 нм.



**Рис. 3.** Темнопольная микрофотография структуры №1 с повышенным содержанием кобальта

Для наблюдения магнитной текстуры в электронном микроскопе была сделана попытка получения лоренцевых изображений в режиме френелевского контраста. Но при этом исследовании магнитного контраста обнаружено не было. Однако, получение структур с повышенной плотностью скирмионов всё же возможно, на что указывают петли гистерезиса образцов. Для получения положительных результатов требуется проведение дополнительных исследований. Необходимо оптимизировать параметры напыления нужных толщин кобальта, которые позволят обнаружить ожидаемые эффекты.

#### Финансирование

*Работа поддержана грантом РФФ №21-72-10176. В работе использовано оборудование ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур" (ИФМ РАН).*

#### Литература

1. J. Sort, et al. Phys.Rev.B, 71, 054411, 2005.
2. Y. F. Liu et al 2009 J. Phys. D: Appl. Phys. 42, 115002, 2009.
3. Yu. Guigiang et al., Nano Lett, 18, 980-986, 2018.
4. Д. А. Татарский и др., ЖТФ, 89(11), 1674, 2019.
5. R. Yanes et al., Phys. Rev. Lett, 111, 217202, 2013.

# Фрустрации и псевдопереходы в одномерных спиновых моделях

Ю. Д. Панов

Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002  
yuri.panov@urfu.ru

Рассмотрены псевдопереходы, которые реализуются в одномерных сильноанизотропных спиновых моделях с фрустрированным основным состоянием. Показано, что критерий существования псевдоперехода связан с запретом образования смешанных состояний на границе между фрустрированной и нефрустрированной фазами на диаграмме основного состояния. Развита аналитический метод расчета остаточной энтропии в одномерных спиновых моделях со взаимодействиями типа Изинга. Показано, что фрустрированные состояния разбавленной изинговской цепочки в магнитном поле не приводят к появлению псевдопереходов.

## Введение

Фрустрированные состояния в спиновых системах являются объектами многочисленных теоретических и экспериментальных исследований [1, 2]. За последние несколько лет появилось значительное количество работ, посвященных описанию низкоразмерных сильноанизотропных магнетиков, таких как гетерометаллические и полимерные координационные соединения [3], купраты и ванадаты [4]. Среди моделей этих соединений отдельный класс составляют имеющие точное решение декорированные изинговские цепочки [5], в рамках которых были рассмотрены спиновые цепочки из тетраэдров, цепочки из двоянных тетраэдров, лестницы и трубки. Эти системы демонстрируют множество интересных явлений, таких как плато намагниченности, квантовую запутанность и квазифазы. С практической точки зрения интерес к этим системам связан в том числе с возможными применениями в технологиях квантовых вычислений и магнитного охлаждения.

## Критерий существования псевдоперехода

Одной из ярких особенностей декорированных изинговских цепочек является возможность реализации фрустрированных фаз в основном состоянии и связанные с ними псевдопереходы (ПП). Термин «псевдопереход» используется для обозначения различных аномалий теплоемкости в спиновом льде [6], но в одномерных системах этот термин имеет более узкий смысл. В точке ПП происходит скачкообразное изменение типа упорядоченного состояния одномерной системы при конечной температуре, за счет чего некоторые термодинамические функции демонстрируют очень резкие особенности, хотя и остаются непрерывными. Энтропия и намагниченность характеризуются ступенчатой зависимостью от температуры, как при фазовых переходах I рода, а теплоемкость, восприимчивость и корреляционная длина имеют ярко выраженные максимумы. В отличие от обычных фазовых переходов состояние системы при температурах выше ПП совпадает с фрустрированной фазой, которая оказывается более выгодной за счет энтропийного вклада в свободную энергию. Переход в состояние с более низкой энтропией определяется разностью энергий этого состояния и фрустрированной фазы, а температура ПП является функцией параметров системы, таких как обменные константы и

магнитное поле. Это предполагает возможность управления температурой ПП и связанного с ним теплогового эффекта магнитным полем.

Для предсказания ПП критически важно знать точные значения остаточной энтропии для всех значений параметров системы и, в частности, на границах между фазами основного состояния на фазовой диаграмме. Согласно критерию Рохаса [7], ПП реализуется вблизи границы с фрустрированной фазой, если энтропия на самой границе равна энтропии фрустрированной фазы. Более типичной является ситуация, когда энтропия состояний на границе больше, чем энтропия соседних фаз, и поэтому само по себе наличие в системе фрустрированной фазы не означает существование ПП. Рассмотрение ПП в анизотропной фрустрированной цепочке Поттса [8] показывает, что на микроскопическом уровне существование ПП обусловлено запретом смешивания на микроскопическом уровне состояний фрустрированной и нефрустрированной фаз. Такая ситуация реализуется, например, если энергия интерфейсов между фрагментами соседствующих фаз оказывается выше энергии самих фаз. В этом случае состояние на границе совпадает с фрустрированной фазой, и выполняется критерий Рохаса.

## Остаточная энтропия разбавленной цепочки Изинга

Источником фрустраций в магнетиках, помимо геометрии решетки, могут быть примеси. Разбавленная цепочка Изинга является простейшей моделью системы, где основное состояние фрустрировано из-за наличия примесей.

В основном состоянии цепочки в отсутствие примесей реализуется только ферромагнитная (FM) и антиферромагнитная (AFM) фазы, которые разделены критическим полем спин-флип перехода. Подвижные заряженные примеси качественно изменяют основное состояние системы. В (A)FM фазе макроскопические домены (анти)ферромагнитно упорядоченных спинов разделены доменами немагнитных примесей. При концентрации примесей  $n < 0.5$  и слабом по сравнению со взаимодействием между примесями обмене (A)FM спиновые кластеры разного размера, включая одиночные спины, разделены одиночными немагнитными примесями. Эти состояния имеют ненулевую остаточную энтропию, т.е. являются фрустрированными ферромагнитными (FR-FM) и антиферромаг-

нитными (FR-AFM) фазами. При  $n > 0.5$  реализуются фрустрированные парамагнитные (FR-PM) фазы, в которых направленные вдоль поля одиночные спины разделены кластерами примесей разного размера.

С учетом эквивалентности разбавленной изинговской цепочки некоторой марковской цепи [9], можно получить выражение для энтропии  $s_0$  фрустрированных состояний [10]:

$$s_0 = - \sum_{a,b} x_{a,b} \ln x_{a,b} + P_2 \ln 2 + \sum_a P(a) \ln P(a),$$

$$P(a) = x_{a,a} + \frac{1}{2} \sum_{b \neq a} x_{a,b}, \quad P_2 = x_{1,-1} + x_{0,1} + x_{0,-1}.$$

Здесь  $x_{a,b}^0$  — концентрации связей для узлов цепочки, находящихся в состояниях  $a(b) = \pm 1, 0$ , где  $\pm 1$  соответствуют двум  $z$ -проекциям спина, а  $0^0$  — немагнитной примеси.

Полагая найденными концентрации связей  $x_{a,b}^n$  для соседних фаз основного состояния, для поиска состояния на границе можно воспользоваться принципом максимума энтропии:

$$s_0(c_n) \rightarrow \max, \quad c_n \geq 0, \quad \sum c_n = 1.$$

Здесь  $c_n^0$  — коэффициенты в линейных комбинациях  $x_{a,b} = \sum c_n x_{a,b}^n$ , которые выражают параметры  $x_{a,b}$  на границе через известные  $x_{a,b}^n$ . Этот метод вычисления энтропии состояний на границах фаз основного состояния допускает прямое обобщение на другие одномерные модели с взаимодействиями типа Изинга. В результате применения этого метода показано, что остаточная энтропия состояний разбавленной цепочки Изинга на границах фаз всегда выше энтропии соседних фаз, что означает отсутствие псевдопереходов в этой модели. Также найдено, что при увеличении магнитного поля в AFM фазе до значений больших, чем поле фрустрации, в системе

возникает зарядовое упорядочение. Максимум этого эффекта наблюдается при половинном заполнении спиновой цепочки примесями. Найдены явные концентрационные зависимости намагнитченности для состояний на границах фаз, которые проявляют нелинейное поведение, в то время как для соседних фаз намагнитченность линейна по концентрации примесей.

## Финансирование

*Работа выполнена при поддержке проекта FEUZ-2023-0017 Министерства Образования и Науки Российской Федерации.*

## Литература

1. L. Balents // *Nature* **464**, 199 (2010).
2. A. Vasiliev, O. Volkova, E. Zvereva *et al.* // *Npj Quantum Mater.* **3**, 18 (2018).
3. J. Strečka and M. Dančo // *Phys. B Condens. Matter* **406**, 2967 (2011).
4. O. Rojas, J. Strečka, and S. M. de Souza // *Solid State Commun.* **246**, 68 (2016).
5. F. F. Braz, F. C. Rodrigues, S. M. de Souza *et al.* // *Ann. Phys. (N. Y.)* **372**, 523 (2016).
6. P. N. Timonin // *ЖЭТФ* **140**, 289 (2011).
7. O. Rojas // *Brazilian Journal of Physics* **50**, 675 (2020).
8. Y. Panov and O. Rojas // *Physical Review E* **103**, 062107 (2021).
9. Y. D. Panov // *JMMM* **514**, 167224 (2020).
10. Y. Panov // *Physical Review E* **106**, 054111 (2022).

# Магнитные свойства аморфных лент на основе кобальта: экспериментальные данные и моделирование методом конечных элементов

А. А. Пасынкова<sup>1,2,\*</sup>, А. В. Тимофеева<sup>1</sup>, В. А. Лукшина<sup>1</sup>, Г. В. Курляндская<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990.

<sup>2</sup> Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002

<sup>3</sup> Universidad del País Vasco UPV/EHU, Sarriena s/n, Leioa, 48940.

\*pasynkova\_a@imp.uran.ru

В рамках настоящего исследования проводился сравнительный анализ магнитостатических и магнитодинамических свойств аморфных лент в закаленном состоянии, а также после отжига без нагрузки и под нагрузкой.

## Введение

В аморфных материалах корреляция в расположении атомов имеет место лишь на расстояниях порядка 1 нм при этом для такого частного случая, как аморфные ленты FeCoCrSiB, собственно размер кристаллитов составляет порядка 3 нм [1]. Особое структурное состояние позволяет достичь высокой износостойкости и коррозионной стойкости, а также стабильных магнитомягких свойств. Потому чувствительные элементы на основе аморфных лент активно исследуются для применений в области детектирования, в том числе для устройств на основе гигантского магнитоимпедансного (ГМИ) эффекта [2]. Эффект заключается в значительном изменении импеданса проводника при протекании переменного тока и помещенного во внешнее магнитное поле. В рамках настоящего исследования проводился сравнительный анализ магнитостатических и магнитодинамических свойств аморфных лент после обработки разных типов, а также моделирование их свойств.

## Методика эксперимента

Ленты Fe<sub>3</sub>Co<sub>67</sub>Cr<sub>3</sub>Si<sub>15</sub>B<sub>12</sub> были получены закалкой из расплава на вращающемся барабане (AQ), далее подвергнуты отжигу в течение 1 часа при 350 °С без нагрузки (AN) и с нагрузкой 250 МПа (SA). В контексте магнитостатических свойств рассматривались петли магнитного гистерезиса, полученные на магнитооптическом Керр-микроскопе. Данная методика позволяет не только сравнить петли гистерезиса образцов, но и визуализировать доменную структуру на их поверхности не глубже 20 нм. Сигнал во всех случаях был получен со свободной стороны ленты, в режиме экваториального эффекта Керра. Исследовались изображения доменной структуры, полученные как при приложении внешнего магнитного поля в плоскости ленты вдоль её длинной стороны и перпендикулярно её длинной стороне. Для каждого образца были выбраны две области для анализа - в центре ленты и близко к краю при горизонтальной проекции. Для исследования были выбраны образцы шириной 0,8 мм, толщиной 24 мкм и нарезанные длиной 6, 18 или 50 мм.

Магнитоимпедансный эффект анализировался на измерительном комплексе на основе анализатора импеданса Agilent HP e4991A, далее будут приведены значения чувствительности ГМИ отношения полного

импеданса ( $\Delta Z/Z$ ) во всем исследуемом диапазоне значений внешнего магнитного поля  $H$  от  $-110$  Э до  $110$  Э. Чувствительность ГМИ отношения  $S$  рассчитывалось следующим образом:

$$S = d(\Delta Z/Z)/dH, \quad (1)$$

где  $dH$  выбиралось в области максимальной чувствительности лент (1–5 Э).

## Результаты и обсуждение

Ранее было установлено, что ГМИ эффект выше на образцах лент на основе кобальта, которые прошли термомеханическую обработку [4]. В настоящем исследовании это подтверждалось, так для образцов длиной 18 мм чувствительность ГМИ отношения полного импеданса  $S$  в рабочем интервале составила 35, 15, 70% для образцов AQ, AN и SA, соответственно. Это взаимосвязано с динамической магнитной проницаемостью и типом анизотропии образца.

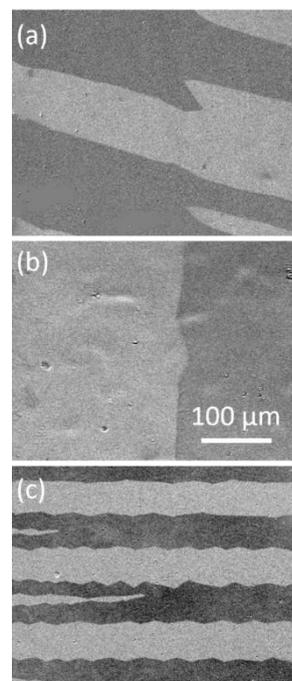


Рис. 1. Визуализация доменной структуры, полученная при помощи магнитооптической методики, полученная для лент длиной 18 мм в состоянии AQ (a), AN (b), SA (c), внешнее магнитное поле равно 0 Э. Внешнее магнитное поле было приложено горизонтально и в плоскости листа, длинная сторона ленты ориентирована вертикально и в плоскости листа

МОКЕ закаленных лент (AQ) разной длины имели незначительные различия в типе доменных стенок и для всех образцов наблюдалась преимущественная ориентация доменов в направлении под  $45^\circ$  к длинной стороне ленты (Рис. 1а). В случае образцов после отжига без нагрузки (AN) домены ориентировались вдоль длинной стороны ленты, что соответствует релаксации напряжений, созданных в процессе закалки ленты (Рис. 1б). Также это указывает на превалирующий вклад анизотропии формы.

По результатам МОКЕ можно сделать вывод о высокой стабильности доменной структуры в случае образцов после термомеханического отжига (SA), так как вне зависимости от длины образцов, положения на их поверхности и ориентации внешнего магнитного поля сохранялась полосовая доменная структура с зигзагообразной доменной границей (Рис. 1с). Что является следствием очень низкой дисперсии локальных осей магнитной анизотропии.

### **Заключение**

Для аморфных лент состава FeCoCrSiB был проведен сравнительный анализ визуализации доменной структуры в зависимости от длины лент. Анализ был подкреплен данными магнитоимпедансных исследо-

ваний в контексте особенностей анизотропии данных лент в закаленном состоянии, а также после отжига без нагрузки и под нагрузкой. Моделирование свойств исследуемых лент методом конечных элементов будет представлено в докладе.

### **Финансирование**

*Работа поддержана Грантом Президента РФ МК-2080.2022.1.2.*

### **Литература**

1. А. А. Пасынкова, А. В. Тимофеева, В. А. Лукшина, Е. А. Степанова, Г. В. Курляндская // ФММ **123 (8)**, 796 (2022), Стр. -803.
2. Г. Ю. Мельников, А. В. Свалов, В. Н. Лепаловский, А. Laghaïaga, Н. А. Бузников, Р. Lazpita, Г. В. Курляндская, // Материалы XXVI Международного симпозиума «Нанозифика и нанозлектроника» **1**, 285 (2022).
3. Magnetic domains: the analysis of magnetic microstructures / A. Hubert, R. Schäfer. - Berlin: Springer, 1998. - 696 p.
4. G. V. Kurlyanskaya, A. Garcia-Arribas, J. M. Barandiaran and E. Kisker, Sensor. Actuat. A-Phys. **91**, 116 (2001).

# Существование эффектов обменного смещения и магнитной близости в трехслойных пленках Fe-Ni/V<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Fe-Ni

Г. С. Патрин<sup>1,2,\*</sup>, А. В. Кобяков<sup>1,2</sup>, В. И. Юшков<sup>1,2</sup>, И. О. Анисимов<sup>1</sup>, С. М. Жарков<sup>1,2</sup>, С. В. Семенов<sup>1,2</sup>, Е. Т. Моисеенко<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Сибирский федеральный университет, пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041

<sup>2</sup> Институт физики ФИЦ КНЦ СО РАН, Академгородок, 50/38, Красноярск, 660036  
patrin@iph.krasn.ru

Представлены результаты экспериментальных исследований пленок Fe-Ni/V<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Fe-Ni. Установлено, что для пленок V<sub>2</sub>O<sub>3</sub> температура перехода металл-полупроводник существенно возрастает при уменьшении толщины. Обнаружен эффект обменного смещения как в области, где окисел обладает магнитным порядком, так и в парамагнитной области. Последнее явление связывается с эффектом магнитной близости в оксидном слое.

## Введение

Интерес к пленочным материалам и гетероструктурам сохраняется в виду богатого набора свойств, которым они обладают [1] и развития технологий их получения. Для пленочных систем многие свойства определяются взаимодействиями на границе сопряжения различных материалов [2]. Интерфейсы не только изменяют объемные магнитные свойства, но также способны индуцировать магнетизм в немагнитных слоях, изменяя природу магнитного состояния. На границах раздела в гетероструктурах возникает неколлинеарность, интерфейсная анизотропия, индуцированные интерфейсом спиновые текстуры и т.п. Наиболее известными эффектами являются обменное смещение, магнитные пружины, спиновый эффект Холла и топологические изоляторы. В общем случае магнитные характеристики материала ( $M_s$ ,  $T_C$  и т. д.) изменяются всякий раз, когда его размеры становятся сравнимы с соответствующей магнитной корреляционной длиной. Также изменения свойств могут быть связаны со структурными изменениями в окрестности границы раздела, с толщиной слоев или межфазными эффектами, такими как взаимодиффузия, шероховатости и деформации. Успехи в изучении металлических систем стимулировали исследование магнитных гетероструктур на основе других материалов, включая полупроводники и оксиды, например.

## Методика эксперимента

Пленки напылялись на стеклянную подложку на сверхвысоковакуумной установке магнетронного напыления фирмы «Omicron» (с системой контроля толщины пленок в процессе роста) при базовом давлении  $10^{-10}$  Торр. Для напыления слоя из оксида ванадия использовалась мишень V<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, а для напыления ферромагнитного слоя мишень сплава Fe<sub>14</sub>Ni<sub>86</sub>. Электронно-микроскопические измерения проводились на просвечивающем электронном микроскопе JEOL JEM-2100. С целью исследования особенностей интерфейса V<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/FeNi и FeNi/V<sub>2</sub>O<sub>3</sub> были получены двухслойные пленки с различной последовательностью слоев V<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и FeNi – (SiO<sub>2</sub>/V<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/FeNi и SiO<sub>2</sub>/FeNi/V<sub>2</sub>O<sub>3</sub>). Магнитные характеристики изучались на СКВИД-магнетометре MPMS-XL в полях до 50 kOe. Была изготовлена серия однослойных пленок V<sub>2</sub>O<sub>3</sub> с толщинами  $t_{VO} = 20, 30, 40, 50, 80, 100$  нм, и

трехслойные пленки FeNi/V<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/FeNi с толщинами  $t_{FeNi} \approx 15$  нм,  $t_{VO} = 3-19$  нм с шагом 2 нм.

## Экспериментальные результаты

Анализ электронно-микроскопических изображений позволяет предположить, что в случае образца SiO<sub>2</sub>(подложка)/V<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/FeNi граница раздела /V<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/FeNi более размыта, что указывает на диффузионное взаимопроникновение материалов на границе раздела. В случае образца SiO<sub>2</sub>(подложка)/FeNi/V<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, граница раздела FeNi/V<sub>2</sub>O<sub>3</sub> выражена более резко, что указывает на отсутствие существенного перемешивания материалов слоев V<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и FeNi. Естественно ожидать, что такая асимметрия будет приводить к различию физических свойств границ раздела FeNi/V<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и V<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/FeNi.

Было изучено поведение температуры ПМД однослойных пленок соединения V<sub>2</sub>O<sub>3</sub> в зависимости толщины. Получено, что при толщинах слоя оксида ванадия более 100 нм температура перехода практически приближается к температуре перехода для объемного кристалла. Резкое увеличение температуры перехода наблюдается при уменьшении толщины пленки до 50 нм. Таким образом, в области толщин промежуточного слоя оксида ванадия, использованных при создании структур FeNi/V<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/FeNi, он находится в диэлектрическом состоянии.

Установлено, что форма петли гистерезиса зависит от толщины прослойки, при этом имеет место эффект обменного смещения. При этом коэрцитивная сила структуры примерно на порядок больше, чем у номинального пермаллового слоя. Также получено, что в зависимости от толщины слоя оксида ванадия имеет место осцилляция  $H_C$ . В нашем случае существенное влияние прослойки на магнитные свойства ферромагнитных слоев заметно проявляется при температурах  $T < 40$  К. Никаких изменений в окрестности температуры предполагаемого электрического перехода не наблюдается. Особенностью данной системы является то, что эффект обменного смещения наблюдается во всей температурной области измерений, даже там, где никакого магнитного порядка в прослойке быть не должно. Для всех пленок знак поля обменного смещения положительный. Как отмечалось выше, во всей исследованной области реализуется состояние с высоким электрическим сопротивлением.

В нашем случае охлаждение структуры осуществлялось в остаточном магнитном поле, когда ферромагнитный слой находился в упорядоченном состоянии, а V-содержащий слой был в парамагнитном состоянии, с малым значением спина на ионе ванадия. Здесь для слоя окисла ванадия роль поля охлаждения играет молекулярное поле ферромагнитного слоя. Таким образом, напрашивается вывод о том, что в начале охлаждения обмен между слоями является отрицательным. Из факта, что в парамагнитной области оксидного слоя наблюдается обменное смещение, следует, что в этом слое существует приповерхностный слой с магнитным моментом отличным от нуля, т.е. между магнитными ионами в пермаллоиде и ионами V существует связь на границе раздела, межфазные атомы V обладают наведенным магнитным моментом.

Можно предположить, что такой слой возникает за счет эффекта магнитной близости, аналогично тому, как это наблюдается в двухслойной системе  $V_2O_3/Co$ . Как известно в подобных системах обмен является зависящим от пространственных координат и спадающим при удалении от плоскости раздела материалов и имеет вид  $J \sim \exp(-t/L)$ , где  $L$  определяет масштаб взаимодействия.

Еще одним интересным моментом является осциллирующая зависимость  $H_C$  от толщины ванадийсодержащего слоя. Например [3], такое поведение наблюдается в структуре  $LaMnO_3/LaNiO_3$ , где  $LaMnO_3$  – ферромагнетик, а  $LaNiO_3$  – парамагнетик и оба имеют металлическую проводимость. Здесь на основе расчетов из первых принципов авторы пришли к выводу, что индуцированное магнитное упорядочение в  $LaNiO_3$  напоминает волну спиновой плотности. Однако в нашем случае низкотемпературная область не является металлом.

Как получено коэрцитивное поле быстро спадает и при температурах  $T > 20$  К изменения весьма небольшие. Возможно, что анизотропия может быть суммой одно ионной анизотропии подсистемы ионов ванадия и возникающей интерфейсной анизотропии. Константа одно ионной анизотропии (обозначения стандартные)  $D = 8.34 \text{ см}^{-1} (\approx 12,07 \text{ К})$ , что по величине согласуется с температурой значительных изменений  $H_C$ . Однако для объяснения поведения как  $H_C$ , так и  $H_E$  при более высоких температурах только этого механизма недостаточно. По всей видимости, в пленках  $FeNi/V_2O_3/FeNi$  имеет место сосуществование двух эффектов: обменного смещения и магнитной близости.

Таким образом, основные результаты сводятся к следующему:

- установлено, что температура перехода металл-полупроводник соединения  $V_2O_3$  сильно возрастает при толщинах пленки  $t_{VO} < 50$  нм и при  $t_{VO} > 100$  нм стремится к значению, присущему для объемного материала;
- имеет место эффект обменного смещения как в области магнитного упорядочения окисла ванадия, так и в парамагнитной области;
- наличие эффекта обменного смещения в неупорядоченной области окисла ванадия связывается с эффектом магнитной близости.

#### Литература

1. Ch. Lu, W. Hu, Y. Tian, T. Wu. Appl. Phys. Rev. **2**, (2015) 021304.
2. F. Hellman, A. Hoffman, Ya. Tserkovnyak, et al., Rev. Mod. Phys., **89**, (2017) 025006.
3. Gibert, P. Zubko, R. Scherwitzl, J. Íñiguez, J.-M. Triscone, Nature Mater. **11**, (2012) 195.

# Магнитные и резонансные свойства сверхрешеток [(CoP)<sub>soft</sub>/(NiP)<sub>am</sub>/(CoP)<sub>hard</sub>/(NiP)<sub>am</sub>]<sub>n</sub>

G. S. Patrin<sup>1,2,\*</sup>, V. A. Orlov<sup>1,2</sup>, Ya. G. Shiyan<sup>1,2</sup>, V. G. Plekhanov<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Сибирский федеральный университет, пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041

<sup>2</sup> Институт физики ФИЦ КНЦ СО РАН, Академгородок, 50/38, Красноярск, 660036  
\*patrin@iph.krasn.ru

Представлены результаты экспериментальных исследований магнитных и резонансных свойств многослойных пленочных структур [(CoP)<sub>soft</sub>/(NiP)<sub>am</sub>/(CoP)<sub>hard</sub>/(NiP)<sub>am</sub>]<sub>n</sub>. Обнаружены изменение формы петли намагничивания при сопряжении магнитомягкого и магнитожесткого слоев, и осцилляция поля насыщения в зависимости от числа пар слоев. Введение немагнитной прослойки существенно изменяет процесс перемагничивания структуры. В спектрах электронного магнитного резонанса наблюдаются три линии СВЧ поглощения, что объясняется дальнедействующим межслоевым обменным взаимодействием.

## Введение

Многослойные пленочные магнитные структуры привлекают внимание исследователей поскольку, комбинируя очередность нанесения слоев, материалы как магнитного, так и немагнитного слоев, а также подбирая количество слоев в структуре можно создавать материалы, обладающие уникальными свойствами. Пленочные системы, состоящие из чередующихся слоев, обладающих разными свойствами, открывают возможности получения синтетических материалов, перспективных для решения задач спиновой электроники [1]. В этом ряду можно выделить такие системы, где сопрягаются ферромагнитные слои с немагнитными полупроводниковыми (или полуметаллическими) слоями. Представляют интерес системы с магнитными слоями, имеющими разный магнитный порядок или с сильно различающимися магнитными анизотропиями. Также интересными наборами свойств обладают слоистые структуры из материалов, относящихся к мультиферроикам.

Когда активными слоями являются соединения на основе Co, то наряду с богатым набором физических свойств Co-содержащие структуры находят и широкое практическое применение. Одним из важных качеств Co-содержащих материалов является высокая степень поляризации электронов на уровне Ферми [2]. В частности, аморфные пленки в системе Co-Ni-P обладают высокой намагниченностью, малой коэрцитивной силой и малыми потерями на сверхвысоких частотах. Магнитомягкие пленки CoP (аморфная модификация) нашли применение в качестве материалов для термомагнитной магнитооптической памяти и могут использоваться в СВЧ устройствах, а магнитожесткие пленки CoP (гексагональная модификация) рассматриваются как перспективные материалы для микро/нано электромеханических систем (MEMS/NEMS).

## Методика эксперимента

Для получения пленок [(CoNiP)<sub>soft</sub>/NiP/(CoP)<sub>hard</sub>/NiP]<sub>n</sub> использовали метод химического осаждения, который обладает рядом практических преимуществ. Содержание фосфора во всех слоях составляло 8 % ат. В магнитомягком слое CoP был в гексагональном поликристаллическом состоянии, магнитомягкий слой CoP находился в

аморфном состоянии. Промежуточный слой NiP находился в аморфном состоянии и был немагнитный. Были синтезированы пленки CoP<sub>soft</sub>, (CoP)<sub>soft</sub>/NiP и многослойные структуры с количеством блоков  $n = 1, 5, 10, 15, 20, 40$ . Вся серия многослойных пленок осаждалась в одном цикле. Оба магнитных слоя имели толщину  $t = 5$  нм и немагнитный слой  $t_{NiP} = 2$  нм. Толщины слоев также контролировались методом рентгеновской спектроскопии с точностью измерения  $\pm 0.5$  нм. Шероховатость поверхности проверялась на атомном силовом микроскопе «Veeco MultiMode NanoScope IIIa SPM System» (с разрешением до 0.2 нм) и была  $\pm 1$  нм по высоте в максимуме величины на базовой длине 20 нм. Поперечное сечение пленки CoP/NiP/CoP, полученное на электронном микроскопе JEOL JEM-2100, показывает резкую границу раздела между слоями CoP и NiP. Измерения магнитных свойств проводились на установке MPMS-XL. В эксперименте магнитное поле лежало в плоскости пленки. Спектры электронного магнитного резонанса измерялись на спектрометре «Bruker E 500 CW EPR», действующем на частоте  $\omega_{MWF} = 9.49$  GHz.

## Экспериментальные результаты

При исследовании магнитостатических свойств многослойных пленок [(CoP)<sub>soft</sub>/(NiP)<sub>am</sub>/(CoP)<sub>hard</sub>/(NiP)<sub>am</sub>]<sub>n</sub> [2] было обнаружено, что в зависимости от числа структурных блоков ( $n$ ) имеют место осцилляции поля насыщения намагничивания ( $H_S$ ) и коэрцитивной силы ( $H_C$ ). Это дает основание считать, что в пленках происходит изменение, как интерфейсной анизотропии, так и межслоевых взаимодействий. Однако данных только магнитостатических измерений недостаточно для однозначного вывода о механизмах, ответственных за формирование магнитной структуры. Поскольку метод электронного магнитного резонанса является чувствительным к изменению внутренних полей, то его использование расширяет экспериментальные возможности.

Методом магнитного резонанса обнаружено, что нанесение на магнитный слой (CoP)<sub>soft</sub> немагнитного аморфного слоя NiP индуцирует появление дополнительной интерфейсной анизотропии [3]. При исследовании трехслойных пленок CoP/NiP/CoP (все слои аморфные) получено, что наличие промежуточного слоя (NiP)<sub>am</sub> приводит к появлению перпендикуляр-

ной интерфейсной анизотропии порядка  $|K_s| \approx 10 \text{ erg/cm}^2$ .

Ситуация заметно изменяется при конструировании структур типа сверхрешёток  $[(\text{CoP})_{\text{soft}}/(\text{NiP})_{\text{am}}/(\text{CoP})_{\text{hard}}/(\text{NiP})_{\text{am}}]_n$  ( $n = 1, 5, 10, 15, 20, 40$ ) с чередующимися магнитомягкими и магнитожесткими магнитными слоями кобальта. При увеличении количества блоков в пленочной структуре ( $n \geq 5$ ) наряду двумя линиями 1 (от магнитомягкой подсистемы) и 2 (от магнитожесткой подсистемы) наблюдается еще одна линия (третья) и в дальнейшем в спектре резонанса наблюдаются 3 линии СВЧ поглощения. Из температурных зависимостей значений резонансных полей следует, что резонансное поле ( $H_r$ ) линии 3 сильнее зависит от температуры и при низких температурах резонансное поле имеет более высокое значение.

Исследованы температурные зависимости интенсивностей ( $J$ ) линий резонансного поглощения в исследованных слоистых структурах, определяемых как площади под соответствующими кривыми поглощения. Установлено, что для случая  $n = 1$  интенсивности линий 1 и 2 не сильно различаются, что и следует ожидать, поскольку величины намагниченностей насыщения для Co-содержащих слоев обоих типов близки между собой. Для всех остальных пленок интенсивности линий 2 и 3 примерно в два раза меньше, чем для линии 1 (за исключением случая  $n = 20$ ) и сравнимы между собой, с учетом четного или нечетного числа блоков.

Полученные экспериментальные результаты не укладываются в простую схему чередующихся магнитомягких и магнитожестких слоев, которые можно представить как магнитные подрешетки. В двух подрешеточной модели непонятно появление третьего пика СВЧ поглощения. Введение биквадратичного

межслоевого взаимодействия не объясняет экспериментальные результаты.

## Заключение

Ситуация анализируется в рамках трех подрешеточной модели, когда взаимодействие между ближайшими слоями является ферромагнитным, а со следующим слоем, за ближайшим соседом является антиферромагнитным. Действительно, наличие трех мод в спектре частот многослойной системы из магнетиков только двух сортов может быть объяснено наличием в этой системе третьей связи через слой. Эта связь антиферромагнитного характера. В длинноволновом пределе указанные три типа взаимодействия: два между соседними слоями (ферромагнитное) и одно через слой (антиферромагнитное) обеспечивают существование трех мод, которые и фиксируются в эксперименте. При увеличении количества пар в пленке роль дальнего действия обмена увеличивается, что приводит к большей выраженности третьего пика.

Важно заметить, что при больших полях, как в эксперименте, реализуется так называемое «захлопнутое» состояние [16], когда намагниченности всех трех подрешеток параллельны.

## Литература

1. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma, Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004)
2. G.S. Patrin, Ya. Shiyan, K.G. Patrin, G.Yu. Yurkin, J. Low Temp. Phys. **182**, 73 (2016).
3. G.S. Patrin, Ya.G. Shiyan, A.V. Chzhan, S.A. Podorozhnyak, Mater. Res. Expres. **8**, 056102 (2021).

# Вихревые туннельные магниторезистивные контакты CoFeB/MgO/CoFeB

И. Ю. Пашенькин<sup>1,\*</sup>, М. В. Сапожников<sup>1,2</sup>, Е. В. Скороходов<sup>1</sup>, Н. С. Гусев<sup>1,2</sup>,  
А. А. Фраерман<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

<sup>2</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, 603950

\* pashenkin@ipmras.ru

Отработана технология изготовления субмикронных туннельных магниторезистивных контактов CoFeB/MgO/CoFeB с вихревым распределением намагниченности свободного слоя. Кривые магнетосопротивления полученных контактов имеют характерный вид кривой намагниченности магнитного вихря и обладают линейным безгистерезисным участком шириной в 300 Э, симметричным относительно нулевого магнитного поля.

Туннельные магниторезистивные (ТМР) контакты с вихревым распределением намагниченности свободного слоя имеют большой прикладной интерес, связанный с возможностью создания на их основе датчиков магнитного поля. Основными требованиями к магниточувствительным элементам наряду с высоким значением магнетосопротивления являются линейность и безгистерезисность магниторезистивной кривой. Среди способов линеаризации ТМР датчиков можно выделить создание большой анизотропии формы, не позволяющее полностью избавиться от гистерезиса [1, 2]. Использование внешнего подмагничивающего поля сильно усложняет устройство датчика [3, 4]. Уменьшение толщины свободного слоя до, так называемого, «суперпарамагнитного» состояния позволяет избавиться от гистерезиса, но снижает динамический диапазон и термическую стабильность устройства [5]. Создание вихревого состояния свободного слоя ТМР контакта позволяет получить линейную и безгистерезисную магниторезистивную кривую. Кроме того, наклон кривой магнетосопротивления и рабочий диапазон датчика, который определяется магнитным полем выхода ядра магнитного вихря из частицы, можно регулировать простым изменением геометрии контакта [6].

Еще одним важным приложением вихревых ТМР контактов являются спин-трансферные наноосцилляторы, принцип работы которых основан на возбуждении автоколебаний намагниченности одного из ферромагнитных слоев протекающим через контакт спин-поляризованным током. Активно исследуется и обратный эффект выпрямления электрического тока с помощью наноосцилляторов. Однако, несмотря на большое количество работ, посвященных ТМР контактам и приборам на их основе, высокочастотные свойства данных структур изучены недостаточно.

В рамках данной работы была отработана технология изготовления субмикронных ТМР контактов CoFeB/MgO с вихревым распределением намагниченности свободного слоя и исследованы их транспортные свойства.

Структура ТМР контакта Ta(50)/IrMn(10)/CoFeB(4)/MgO(1.3)/FL/Ta(2)/Pt(10) (толщины слоев указаны в нм) была выращена методом магнетронного распыления на подложке Si/SiO<sub>2</sub>(50)/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>(100). Свободный слой (FL) представляет собой композицию из тонкого (4–5 нм) кристаллического слоя CoFeB (100) вблизи барьера MgO(100) и толстого (40 нм)

аморфного слоя CoFeB. Такой композитный свободный слой практически изотропен и однороден, что способствует плавному смещению ядра вихря по частице без пиннинга на неоднородностях (например, границах зерен в поликристаллах). Для получения ТМР структуры со свободным слоем из преимущественно аморфного CoFeB при сохранении высокого ТМР эффекта было разработано следующее технологическое решение. Сначала напылялась структура Ta(50)/IrMn(10)/CoFeB(4)/MgO(1.3)/CoFeB(7)/Ta(2)/Pt(10), которая затем подвергалась термическому отжигу в вакууме во внешнем магнитном поле при температуре 330 °С в течение 2 часов. После этого защитный слой Ta(2)/Pt(10) удалялся ионным травлением и без нарушения вакуума напылялся слой аморфного CoFeB и верхний контактный слой CoFeB(40)/Ta(2)/Pt(10).

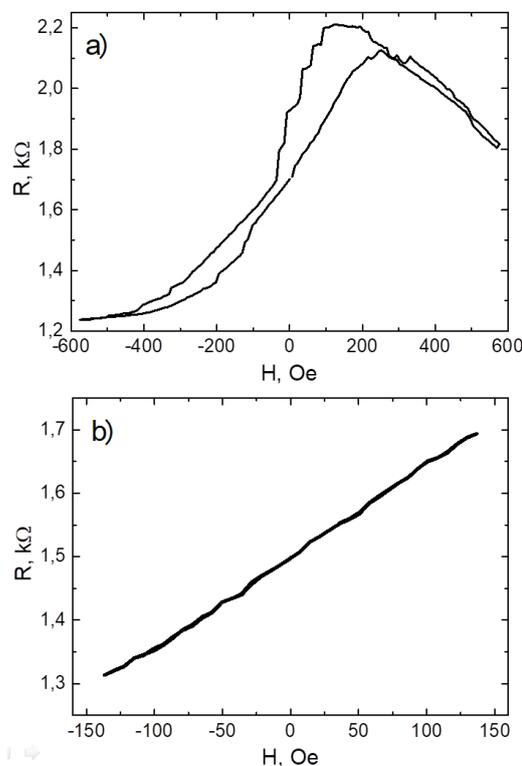


Рис. 1. Кривые магнетосопротивления вихревых ТМР контактов субмикронных латеральных размеров в различных диапазонах прикладываемого магнитного поля: *a* — величина магнитного поля превышает поле выхода ядра вихря из частицы; *b* — ядро вихря не выходит из частицы

ТМР контакты круглой формы с диаметром 700 нм формировались с использованием методов электронной и оптической литографии, а также ионного травления. Для предупреждения статического пробоя ТМР контакты соединялись последовательно в цепочки по пять элементов.

Кривые магнетосопротивления полученных цепочек ТМР контактов имеют характерный вид кривой намагничивания магнитного вихря и обладают линейным безгистерезисным участком шириной в 300 Э, симметричным относительно нулевого магнитного поля (рис. 1). Магнитное поле в процессе измерения прикладывалось по оси однонаправленной анизотропии. Величина ТМР эффекта для различных образцов составила 80–100%.

### Финансирование

*Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (Проект № 21-12-00271).*

### Литература

1. W. Z. Zhang, Q. Hao, and G. Xiao, Low-frequency noise in serial arrays of MgO-based magnetic tunnel junctions, *Phys. Rev. B* **84**, 094446 (2011);
2. Z. Diao, E. R. Nowak, K. M. Haughey, and J. M. D. Coey, Nanoscale dissipation and magnetoresistive 1/f noise in spin valves, *Phys. Rev. B* **84**, 094412 (2011);
3. D. Mazumdar, X. Y. Liu, B. D. Schrag, M. Carter, W. F. Shen, and G. Xiao, Low frequency noise in highly sensitive magnetic tunnel junctions with (001) MgO tunnel barrier, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 033507 (2007);
4. G. Xiao, in *Handbook of Spin Transport and Magnetism*, edited by E. Y. Tsymbal, I. Zutic (CRC press, Taylor & Francis, Boca Raton, FL, USA, 2012);
5. Y. Zhang, G. Y. He, X. X. Zhang, and G. Xiao, Magnetotransport and electronic noise in superparamagnetic magnetic tunnel junctions, *Appl. Phys. Lett.* **115**, 022402 (2019);
6. Guanyang He, Yiu Zhang, and Gang Xiao, Nonhysteretic Vortex Magnetic Tunnel Junction Sensor with High Dynamic Reserve, *Phys. Rev. Applied* **14**, 034051 (2020).

# Магнитная интроскопия на основе гигантского магнитоимпеданса

Н. С. Перов<sup>1,2,\*</sup>, Ю. А. Алехина<sup>1,2</sup>, Л. А. Шендрикова<sup>1</sup>, К. А. Устинов<sup>1</sup>,  
В. Г. Колесникова<sup>2</sup>, В. В. Родионова<sup>2</sup>, Л. В. Панина<sup>3</sup>

<sup>1</sup> МГУ имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1-2, Москва, 119991

<sup>2</sup> БФУ имени Иммануила Канта, ул. А. Невского, 14, Калининград, 236041

<sup>3</sup> НИТУ МИСиС, Ленинский пр-т, 4-1, Москва, 119049

\* perov@magn.ru

Предложена методика оценки распределения магнитной проницаемости в объеме аморфных магнитных микропроводов на основе данных о частотной зависимости импеданса. Данная методика апробирована на двух сериях аморфных микропроводов из сплавов  $\text{Co}_{69}\text{Fe}_4\text{Cr}_4\text{Si}_{12}\text{B}_{11}$  и  $\text{Co}_{70}\text{Fe}_4\text{V}_{13}\text{Si}_{11}\text{Cr}_2$ . Проведено сравнение оценок, получаемых с использованием предлагаемой методики, с результатами общепринятых подходов к анализу свойств аморфных микропроводов. Для обоснования интерпретации полученных результатов проведено микромагнитной моделирование токового перемагничивания аморфных микропроводов с положительной и отрицательной магнитострикцией. Показано, что полученная методика позволяет получить данные об объемном распределении магнитной проницаемости и особенностях распределения намагниченности, а следовательно, может быть перспективна в том числе для использования в качестве методики неразрушающего контроля материалов.

## Введение

Область сенсорики и детектирования сигналов занимает особое положение в современных исследованиях, в том числе благодаря развитию и распространению «умных» устройств и систем. Особое место в ряду магнитных сенсоров занимают датчики на основе гигантского магнитного импеданса (ГМИ) в аморфных материалах, обладающие высокой чувствительностью ( $\sim \text{пТл}/\text{Гц}^{1/2}$ ), низким уровнем шумов ( $\sim \text{фТл}/\text{Гц}^{1/2}$ ), малыми размерами (от 3 мкм) [1]. В настоящий момент датчики на основе ГМИ являются одними из наиболее чувствительных магнитных сенсоров, работающих при комнатной температуре [1, 2].

Отклик аморфных микропроводов на магнитное поле в большой степени зависит от микромагнитной структуры материалов, определяющей механизмы процесса перемагничивания. Величина эффекта ГМИ, вид его полевой и частотной зависимости определяются преобладающим типом магнитоупругой анизотропии и величиной магнитной проницаемости в приповерхностной области [3]. Изменение микромагнитной структуры под воздействием различных внешних факторов (прикладываемых механических напряжений растяжения или кручения, температурных воздействий и т.д.) таким образом может лежать в основе принципов работы высокочувствительных детекторов этих воздействий, а также выводит на передний план необходимость получения достоверной информации об объемном распределении магнитных свойств в этих материалах.

В настоящий момент информация о микромагнитной структуре аморфных магнитных проводов в объеме не может быть получена с помощью прямых наблюдений. Данные о распределении намагниченности в объеме образцов получают косвенными методами на основе анализа объемных или поверхностных магнитных характеристик. В то же время вклад замыкающих доменов как на поверхности, так на концах микропровода, геометрии доменных границ в измеряемый магнитный отклик затрудняют интерпретацию получаемых данных.

В данной работе используется новый подход к анализу микромагнитной структуры аморфных микропроводов методом магнитной томографии на осно-

ве данных о частотной зависимости импеданса. Изменения толщины скин-слоя позволяют регулировать объем исследуемой области, и тем самым проследить за объемными вариациями магнитных свойств проводника.

## Методика оценки распределения магнитной проницаемости

В качестве основного приближения для интерпретации данных об импедансе аморфного ферромагнитного микропровода рассматривалось выражение для импеданса  $Z$  цилиндрического проводника в классическом случае постоянной магнитной проницаемости при слабом скин-эффекте [4]:

$$Z = -i \cdot 2\pi f \cdot L_e + R_{DC} \frac{ka J_0(ka)}{J_1(ka)},$$
$$k = \frac{1-i}{\delta}, \delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \sigma \mu_0 \mu_\phi}} \quad (1)$$

где  $R_{DC}$  — сопротивление постоянному току,  $J_0$  и  $J_1$  — функции Бесселя нулевого и первого порядка,  $\delta$  — толщина скин-слоя в случае плоской границы раздела сред,  $f$  — частота тока,  $\sigma$  проводимость материала,  $\mu_0$  — магнитная постоянная,  $\mu_\phi$  циркулярная компонента магнитной проницаемости,  $a$  радиус провода,  $L_e$  — внешняя часть самоиндукции проводника,  $i$  — мнимая единица.

В качестве первого шага в решении обратной задачи было использовано предположение, что данное выражение применимо при подстановке среднего по некоторому слою значения магнитной проницаемости. Положение минимума разности между экспериментальными значениями импеданса и теоретическими, рассчитанными по (1), на поверхности  $\{\mu'_\phi, \mu''_\phi\}$ , где  $\mu'_\phi$  и  $\mu''_\phi$  — действительная и мнимая части проницаемости, соответствует среднему значению проницаемости по данному слою. По известному набору значений глубин проникновения тока и соответствующих им средних значений магнитной проницаемости может быть восстановлено распределение магнитной проницаемости по радиусу микропровода. Стоит отметить, что данная методика неприменима в случае существенного вклада неоднородных процессов перемагничивания или частотной или полевой зависимости проницаемости.

## Материалы и методы

Первая серия образцов представляла собой набор микропроводов на основе кобальта ( $\text{Co}_{69}\text{Fe}_4\text{Cr}_4\text{Si}_{12}\text{B}_{11}$ ) с диаметром металлической жилы 90 мкм, включающий образцы в стеклянной оболочке, без нее, а также 2 термически обработанных образца (отжиг в течение 1 часа при температуре 200 °С и 300 °С с последующим снятием стеклянной оболочки). Данные образцы были изготовлены в лаборатории В. В. Молоканова в Институте Metallургии и Metallоведения им. А. А. Байкова в Москве. Вторая серия образцов включала в себя микропровода  $\text{Co}_{70}\text{Fe}_4\text{B}_{13}\text{Si}_{11}\text{Cr}_2$  с околонулевой константой магнитострикции различных диаметров. Микропровода были изготовлены в лаборатории В. И. Филиппова ООО НПП «Вичел», г. Пенза.

Магнитоэлектрические свойства микропроводов были исследованы с использованием вибрационного магнитометра Lakeshore 7407, а также вибрационного аниметра. Частотные и полевые зависимости импеданса были исследованы с помощью векторных анализаторов цепей Agilent FieldFox N9923A и HP4395A.

Микромагнитное моделирование проведено с использованием открытого пакета OOMMF с использованием характерных параметров сплавов, описанных в литературе.

## Результаты и обсуждение

Распределение проницаемости, рассчитанное для образца микропровода из сплава  $\text{Co}_{70}\text{Fe}_4\text{B}_{13}\text{Si}_{11}\text{Cr}_2$  диаметром 8 мкм, является спадающим при приближении к поверхности провода (рис. 1). Резкое уменьшение циркулярной проницаемости происходит на расстоянии около 0.60а от оси микропровода (а — радиус микропровода). Согласно оценке из коэффициента прямоугловности петли гистерезиса для данного образца, радиус аксиально намагниченного ядра составлял 0.67а. Следовательно, резкое изменение циркулярной проницаемости может быть связано с изменением направления преимущественной ориентации намагниченности с аксиального на циркулярное на границе между ядром и оболочкой. Аналогичные результаты были получены для микропроводов с диаметром металлической жилы 28 мкм, а для образцов с диаметром 22 мкм полученное распределение предположительно захватывает область только циркулярно намагниченной оболочки.

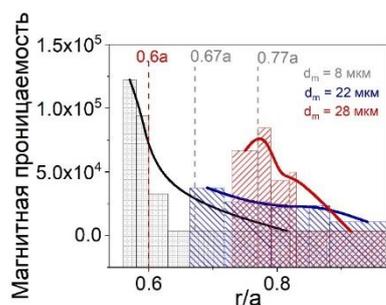


Рис. 1. Радиальное распределение магнитной проницаемости в сечении микропроводов состава  $\text{Co}_{70}\text{Fe}_4\text{B}_{13}\text{Si}_{11}\text{Cr}_2$  с диаметрами металлической жилы а равными 8 мкм, 22 мкм и 28 мкм

Для более тонких микропроводов с диаметрами 8.5 и 10 мкм, характеризующихся преобладанием радиальной анизотропии, а также для микропровода 6.4 мкм с сильной циркулярной анизотропией предлагаемая методика неприменима — в данных образцах необходим учет неоднородных процессов перемагничивания.

Для микропроводов  $\text{Co}_{69}\text{Fe}_4\text{Cr}_4\text{Si}_{12}\text{B}_{11}$  в стеклянной оболочке и отожженного при температуре 200 °С полученные распределения магнитной проницаемости вблизи поверхности микропровода имели немонотонный вид (рис. 2). Ранее отмечалось, что модель, используемая для восстановления распределения магнитной проницаемости, не учитывает неоднородные процессы намагничивания, происходящие в областях, например, с радиальной анизотропией. Возникающие при неоднородном перемагничивании вихревые токи искажают магнитные поля внутри провода и, следовательно, вносят вклад в величину рассчитываемой магнитной проницаемости и приводят к ее осцилляционному поведению. Амплитуда осцилляций спадает при движении вдоль радиальной координаты, что может свидетельствовать о переходе в область циркулярно намагниченной оболочки. При снятии стеклянной оболочки частичная релаксация напряжений приводит к уменьшению неоднородности проницаемости. Микропровод, отожженный при 300 °С и характеризующийся более сильной циркулярной анизотропией в рассматриваемой области, закономерно продемонстрировал на порядок меньшие значения магнитной проницаемости, а радиальная зависимость также имела вид кривой, спадающей при приближении к поверхности провода.

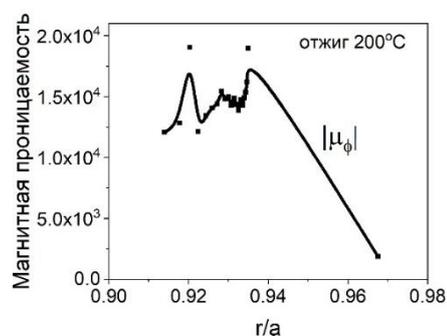
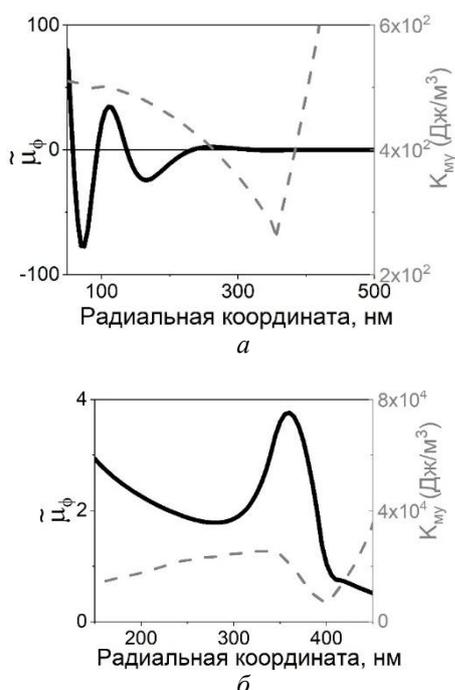


Рис. 2. Радиальное распределение магнитной проницаемости в сечении микропровода состава  $\text{Co}_{69}\text{Fe}_4\text{Cr}_4\text{Si}_{12}\text{B}_{11}$  с диаметром металлической жилы а равным 90 мкм, отожженного при 200 °С

Результаты микромагнитного моделирования также позволили провести оценки радиального распределения магнитной проницаемости (рис. 3). Было получено, что в случае существенного вклада неоднородных процессов перемагничивания радиальная зависимость магнитной проницаемости демонстрирует осцилляционное поведение. Максимум же распределения приходится на область локализации доменной границы между аксиально намагниченным ядром и оболочкой. Полученные в микромагнитном моделировании результаты подкрепляют выводы, сделанные на основе экспериментальных данных.



**Рис. 3.** Радиальное распределение магнитной проницаемости в сечении микропроводов с положительной (*а*) и отрицательной (*б*) магнестрикцией, полученное в результате микромагнитного моделирования

### Заключение

Полученные в работе результаты показывают, что распределение магнитной проницаемости по сечению аморфного проводника может служить методом

определения микромагнитной структуры провода, а также, в некоторых случаях, позволяет определить вклады различных механизмов перемагничивания.

Оценка микромагнитной структуры аморфных магнитных микропроводов может быть проведена с использованием данных о частотной зависимости их импеданса. Учитывая, что микромагнитная структура этого типа материалов крайне чувствительна к наличию дефектов, неоднородностей структуры и состава, механическим и температурным внешним воздействиям, данный подход имеет огромные перспективы в области неразрушающего контроля – как самих аморфных ферромагнитных микропроводов, так и с использованием их в качестве зонда.

### Финансирование

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант 22-22-00606.*

### Литература

1. A. Zhukov, P. Corte-Leon, L. Gonzalez-Legarreta *et al.* // *Journal of Physics D: Applied Physics* **55**, 253003 (2022).
2. P. Corte-Leon, V. Zhukova, A. Chizhik *et al.* // *Sensors* **20**, 7203 (2020).
3. N. A. Usov, A. S. Antonov, A. N. Lagar'kov // *JMMM* **185**, 159–173 (1998).
4. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. *Электродинамика сплошных сред. Т. VIII. 2 изд.* Москва: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1982. 621 р.

# Исследование поляризации внутренних электронных уровней твердого тела методом оже электронной спектроскопии с разрешением по спину (на примерах спин-орбитального и обменного взаимодействий)

В. Н. Петров\*, А. Б. Устинов, Е. А. Малиновский, А. И. Клевцов, Ю. П. Яшин

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого (СПбПУ), ул. Политехническая, д. 29, Санкт-Петербург, 195251

\* petrov\_vn@mail.ru, nikiforovich@hotmail.com

Экспериментально обнаружена значительная поляризация оже пиков свинца полупроводникового немагнитного образца PbS. Данная поляризация возникает за счет спин-орбитального взаимодействия. Обнаружена также поляризация оже-пиков Fe при энергии 600 эВ магнитного образца FeNi<sub>3</sub>. В данном переходе 3d электроны не участвуют, а имеет место исключительно поляризация (смещение) 3р уровней по шкале энергий.

## Методика эксперимента

Слева находится стандартная электронная пушка эмитирующая неполяризованные по спину электроны. Электроны взаимодействуют с исследуемым образцом, который может вращаться вокруг вертикальной оси. Часть электронов попадает в энергоанализатор типа цилиндрического зеркала. На выходе анализатора установлен высокоэффективный компактный классический Мотт детектор нового поколения. Спиновая поляризация оже электронов определяется с помощью этого Мотт детектора.

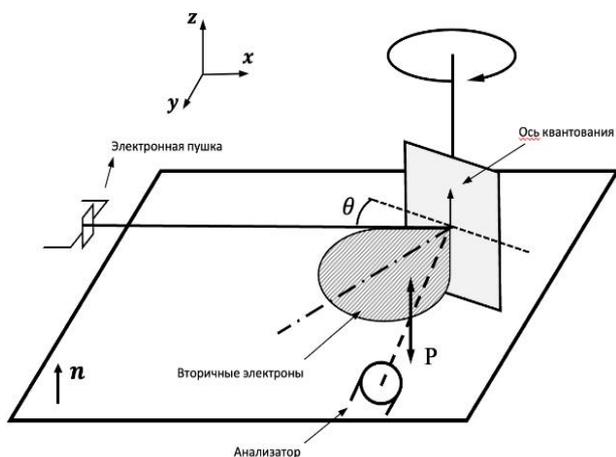


Рис. 1. Представлена схема экспериментальной вакуумной установки

В экспериментах исследовалась спиновая поляризация Оже электронов свинца, входящего в состав полупроводника PbS.

В процессе экспериментов менялся угол падения электронов на поверхность образца (рис. 1).

## Экспериментальные результаты

Теоретический анализ подобных зависимостей позволит определять поляризацию внутренних уровней твердого тела (рис. 2–4).

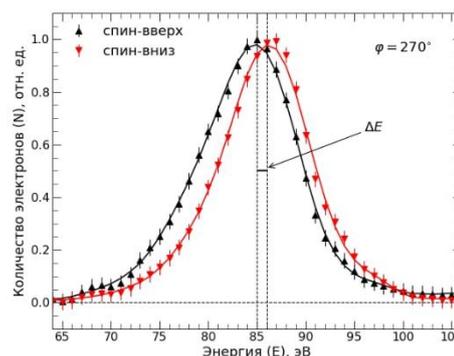


Рис. 2. Спин разрешенный спектр пика  $N_7O_{45}O_{45}(4f5d5d)$  при угле падения электронного пучка  $-5$  градусов относительно нормали к поверхности образца

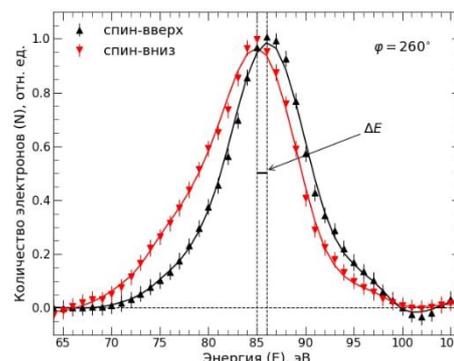


Рис. 3. Спин разрешенный спектр пика  $N_7O_{45}O_{45}(4f5d5d)$  при угле падения электронного пучка  $+5$  градусов относительно нормали к поверхности образца

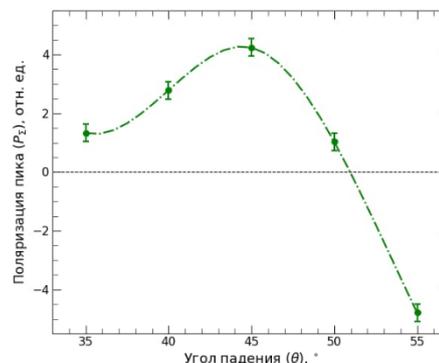


Рис. 4. Представлена угловая зависимость поляризации оже пика свинца  $N_7O_{45}O_{45}(4f5d5d)$ , возникающая вследствие спин-орбитального взаимодействия в пределах углов падения  $\pm 20$  градусов

# Исследования фазовых переходов в магнетиках при воздействии мегагауссных полей и мегабарных давлений

А. И. Быков<sup>1</sup>, Н. И. Егоров<sup>1</sup>, Р. В. Козабаранов<sup>1</sup>, А. С. Коршунов<sup>1</sup>, Ю. Б. Кудасов<sup>1,2</sup>, И. В. Макаров<sup>1</sup>, Д. А. Маслов<sup>1,2,\*</sup>, В. В. Платонов<sup>1,2,\*</sup>, П. Б. Репин<sup>1</sup>, В. Д. Селемир<sup>1,2</sup>, И. С. Стрелков<sup>1</sup>, О. М. Сурдин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, г. Саров, 607188

<sup>2</sup> Саровский физико-технический институт НИЯУ МИФИ, г. Саров, 607186

\* platonov@yahoo.com

Представлены результаты последней серии экспериментов по измерению намагниченности соединений  $R_2Fe_{14}B$ ,  $R_2Fe_{14}BN_x$  и  $(Y_{1-x}R)_2BaNiO_5$  в сверхсильных магнитных полях до 500 Тл и исследования фазовых переходов в сильно-сжатом диоксиде углерода  $CO_2$  при давлениях до 5 МБар.

## Введение

В настоящее время в Сарове создается «Национальный Центр физики и математики», в котором предполагается строительство Лаборатории сильных магнитных полей. Она должна обеспечить возможность проведения исследований в широком диапазоне магнитных полей. Для этого будет открыт доступ к исследовательским установкам РФЯЦ-ВНИИЭФ и СарФТИ, в которых существует взрывомагнитный генератор МК-1 с предельным полем 1200 Тл, и импульсный соленоид до 60 Тл. Дополнительно планируется построить две новые установки с магнитным полем 70 Тл и 250 Тл, и совершенствовать методическое и инструментальное обеспечение существующих установок.

Научная программа НЦФМ уже действует и в ее рамках в 2022 году было проведено 4 взрывных эксперимента результаты, которых представлены в данном докладе. В трех из них изучались магнитные фазовые переходы в соединениях  $R_2Fe_{14}B$  и  $(Y_{1-x}R)_2BaNiO_5$ , а в четвертом – исследовалось уравнение состояния и проводимость диоксида углерода ( $CO_2$ ) при мегабарных давлениях. Эти исследования проводились совместно с коллегами из МГУ, МФТИ и ИФВ РАН.

## Экспериментальная установка

Основным элементов получения сверхсильных магнитных полей и мегабарных давлений является взрывомагнитный генератор МК-1, разработанный в

РФЯЦ-ВНИИЭФ [1]. На генераторе данного типа получено рекордное магнитное поле  $\approx 2800$  Тл. В донной работе использовался генератор МК-1 диаметром 140 мм с предельным полем 1200 Тл. Этот генератор обычно используется в научных экспериментах. При изучении магнитоиндуцированных фазовых переходов важно иметь плавную кривую нарастания магнитного поля на фоне, которой можно достоверно наблюдать скачки магнитной восприимчивости. Поэтому, в данной работе отсутствовали промежуточные каскады необходимые для получения предельных магнитных полей.

Измерения намагниченности проводилась компенсационными индукционными датчиками, которые размещались на штоке и находились в гелиевой ванне. Для охлаждения образцов использовался проточный гелиевый криостат. В одном опыте измерялось 4 образца. Магнитные поля регистрировались индукционными катушками различного диаметра.

Для создания давления на оси МК-генератора устанавливался медный цилиндрический лайнер с толщиной стенки превышающей скин-слой. В этом случае энергия магнитного поля трансформируется в энергию сжатия исследуемого вещества, помещенного в лайнер. В отличие от ударных способов сжатия, магнитное поле нарастает плавно, что обеспечивает однородность давления по образцу и незначительный его нагрев (изоэнтропическое сжатие). Преимуществом перед алмазными наковальнями является возможность изучения объемных образцов, когда поверхностными эффектами можно пренебречь.

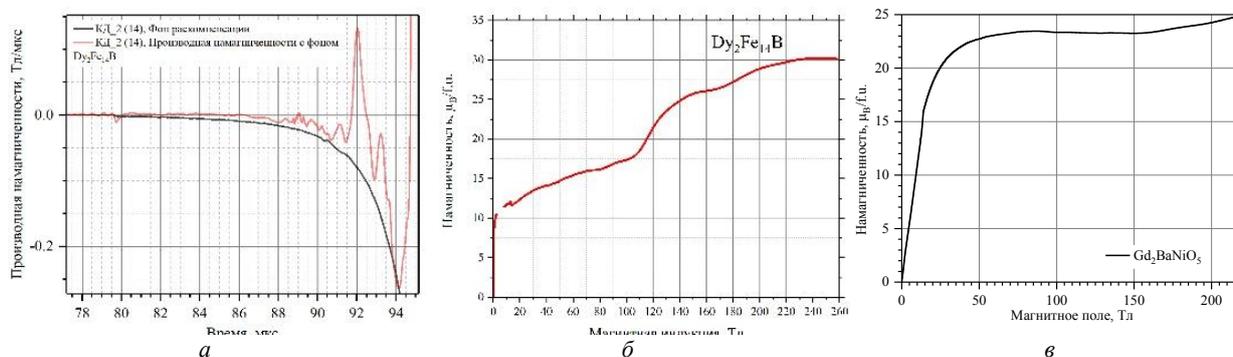


Рис. 1. *a* — сигнал с компенсационного датчика и датчика поля; *b* — намагниченность  $Dy_2Fe_{14}B$ ; *в* — намагниченность  $Gd_2BaNiO_5$  поля

## Результаты

Исследование магнитных фазовых переходов в соединениях  $R_2Fe_{14}V$  и  $(Y_{1-x}R)_2BaNiO_5$  явилось продолжением наших предыдущих экспериментов, результаты которых представлены в [2,3]. Первое соединение относится к магнитотвердым материалам, которые имеют широкий спектр практического применения. Поиск новых перспективных составов ведется путем замещения или разбавления ионов в под решетках R, и Fe, а также легированием легкими элементами (водородом, азотом и углеродом ( $R_2Fe_{14}VH_x$ )). На рис. 1, а, б приведены сигнал с датчика производной магнитного момента и зависимость магнитного момента от величины поля. Для всех составов наблюдается скачок в малых полях  $\approx 0,25$  Тл и ориентационный переход в полях: для Dy-  $\approx 105$  Тл; Nd-  $\approx 114$  Тл; Gd-  $\approx 140$  Тл.

Интерес к соединениям  $(Y_{1-x}R)_2BaNiO_5$  связан с возможностью изучения одномерных магнитных цепочек, в частности, Халдейновских цепочек  $S = 1$ , образованных ионами  $Ni_{2+}$  и их взаимодействием с объемным «магнетизмом» редкоземельных ионов.

На рис. 1, в представлены результаты для  $GdBaNiO_5$ . Скачки магнитного момента здесь не видны, так как измерения проводились на поликристаллическом образце. Интерпретация результатов для  $R_2Fe_{14}V$  не столь очевидна и связана с малыми изменениями магнитных моментов и качеством образцов.

Результаты исследования проводимости диоксида углерода при мегабарных давлениях приведены на рис. 2. Падение сигнала при давлении выше 250 ГПа указывает на появление проводимости в  $CO_2$ , что нехарактерно для данного соединения. Величина сжатия, определяемая рентгенографическим методом, при давлении 3,5 ГПа равна 3,9.

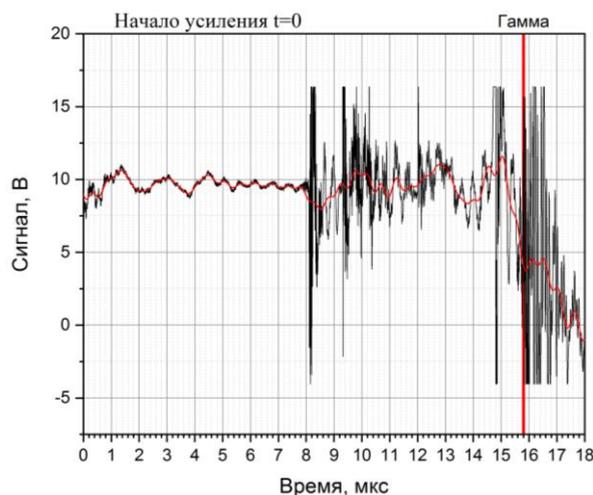


Рис. 2. Напряжение на калибровочном сопротивлении, шунтированное исследуемым образцом  $CO_2$

## Финансирование

Работы проводились в рамках научной программы Национального центра физики и математики.

## Литература

1. М. И. Долотенко, Магнитокумулятивные генераторы МК-1 сверхсильных магнитных полей : монография. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2015
2. А. И. Быков, А. Н. Васильев, С.В. Галанова и др. // XXVI Меж. симпозиум Нанозифика и наноэлектроника. Т1, 193 (2021).
3. А. И. Быков 1, С. В. Галанова 1, Р. В. Козабаранов и др. // XXVI Меж. симпозиум Нанозифика и наноэлектроника. Т1, 195 (2021).

# Магнитное рассеяние нейтронов в восстановленном оксиде графена

В. В. Рунов<sup>1,\*</sup>, А. Н. Бугров<sup>2,3</sup>, Р. Ю. Смыслов<sup>2,1</sup>, Г. П. Копица<sup>1</sup>, Е. М. Иванькова<sup>2</sup>,  
А. А. Павлова<sup>4</sup>, А. Феоктистов<sup>5</sup>

<sup>1</sup> НИЦ КИ ПИЯФ, Гатчина, Россия, 188300

<sup>2</sup> Институт высокомолекулярных соединений РАН, С.-Петербург, Россия, 199004

<sup>3</sup> ЛЭТИ, С.-Петербург, Россия, 197376

<sup>4</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, С.-Петербург, Россия, 199034

<sup>5</sup> Юлихский центр нейтронных исследований GmbH, Гархинг, Германия, 85748

\* runov\_vv@rnpki.ru

Используя метод малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов, удалось, впервые, оценить масштаб магнитных корреляций в материалах на основе восстановленного оксида графена (ВОГ). Полученный результат является основной целью работы, поскольку такую информацию невозможно получить другими методами. Эксперименты показали наличие малоуглового магнитно-ядерного интерференционного рассеяния, которое определяется произведением ядерной и магнитной амплитуд рассеяния, как для нативного ВОГ, так и для композита на его основе, что однозначно свидетельствует о наличии в изучаемых материалах намагниченных областей масштаба 1000 Å.

## Введение

В научной периодике магнетизму в углеродных структурах, таких как графен и его производные, уделяется большое внимание, как минимум, по двум причинам. Во-первых, это поиск новых магнитных материалов для спиновой электроники, во-вторых, интерес к физическим процессам в высокодефектных 2D углеродных наноструктурах, к которым относится восстановленный оксид графена (ВОГ). Теории магнетизма в этих системах пока не существует. Наблюдаемые в экспериментах эффекты интерпретируются, исходя из многочисленных модельно-вычислительных расчетов, как следствие дефектов, вакансий, sp-гибридизации или, например, топологическими изменениями в графене. Магнитные эффекты в этих материалах априори малы, составляют доли Гс·см<sup>3</sup>/г, и экспериментально изучаются объемными “bulk” методами, как правило, с помощью квантовых магнетометров. В ВОГ, согласно литературным данным, магнитные эффекты, наиболее явно прослеживаются в более дефектных образцах, а также в углеродных композитных материалах на его основе.

## Методика эксперимента

Известно, что анализ рассеяние нейтронов является прямым методом изучения ядерных и спиновых корреляций. Рассеяние поляризованных нейтронов, в сравнении с неполяризованными, обладает очень важным преимуществом — в нем можно выделить часть, обусловленную магнитно-ядерным интерференционным рассеянием, т. е. измерить произведение ядерной амплитуды рассеяния ( $A$ ) на магнитную ( $B$ ) —  $\pm P(AB)$ , где  $P$  — поляризация нейтронного пучка, падающего на образец. В эксперименте интерференционное рассеяние  $\Delta(q)$  измеряют как разность в интенсивности рассеяния с поляризацией нейтронов по ( $\Gamma^+$ ) / против ( $\Gamma$ ) поля, прикладываемого к образцу, т. е.  $\Delta(q) = \Gamma^+(q) - \Gamma(q) \approx P(AB)$ ,  $q$  — вектор рассеяния. Наши исследования малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов (МУРПН) (in English SAPNS) с анализом магнитно-ядерного интерференционного рассеяния показали высокую чувствительность метода к магнитным примесям и фазам [2–4].

## Измерения и образцы

Измерения МУРПН выполнялись при комнатной температуре на реакторе FRM-2 в г. Мюнхен (Германия) на установке KWS-1 (длина волны  $\lambda = 5\text{Å}$ ) с целью анализа магнитно-ядерного интерференционного рассеяния в синтезированных материалах на основе ВОГ. Исследовалась серия образцов ВОГ с различной технологической обработкой для создания дефектности образцов: обработки УФ излучением, поверхностной функционализации с помощью ТМСПМ и ковалентного присоединения к макромолекулам полистирола. И, что самое главное, образцы не содержат примеси магнитных элементов, Табл. 1.

Таблица 1. Элементный анализ ВОГ и композитов на его основе

Образец	C	O	S	Si
	ат. %			
ВОГ@ТМСПМ	81.37	18.22	0.10	0.31
ВОГ+УФ@ТМСПМ	72.58	24.11	3.04	0.27
ПС/ВОГ@ТМСПМ	100	—	—	—
ПС/(ВОГ+УФ)@ТМСПМ	99.16	0.84	—	—

## Результаты измерений

Частичные результаты измерений приведены на рисунках рис. 1 и рис. 2.

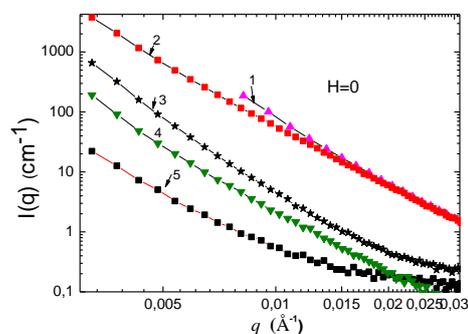
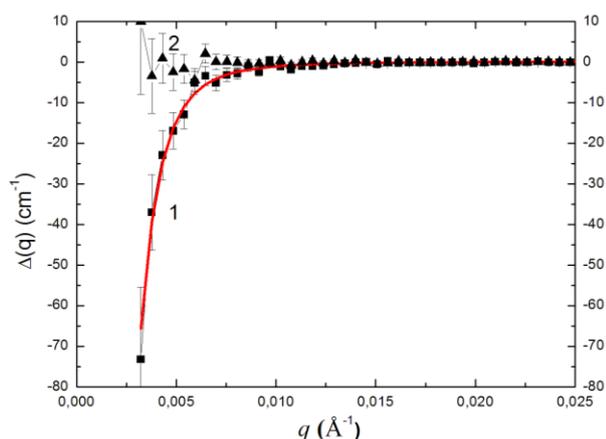


Рис. 1. Зависимость интенсивности от вектора рассеяния при  $H = 0$  в образцах: ВОГ(1), ВОГ@ТМСПМ (2), (ВОГ+УФ)@ТМСПМ (3), ПС/(ВОГ+УФ)@ТМСПМ (4), ПС/ВОГ@ТМСПМ (5)



**Рис. 2.** Импульсная зависимость интенсивности магнитно-ядерного интерференционного рассеяния в поверхностно модифицированном ТМСПМ ВОГ во внешнем магнитном поле  $H = 1$  Тл (1) и при  $H = 0$  (2). Сплошной линией показана аппроксимация экспериментальных данных с корреляционным радиусом  $R_C = 640$  (220) Å

Эксперименты по малоугловому рассеянию поляризованных нейтронов в ВОГ и его композитах показали наличие магнитно-ядерного интерференционного рассеяния в магнитных полях  $H$  меньше или порядка 1 Т. Данный факт, однозначно свидетельствует, о наличии в изучаемых системах намагниченных областей масштаба 1000 Å и, соответственно, магнитного рассеяния, которое можно оценить из анализа этих данных.

## Заключение

Исследованию магнитных явлений в ВОГ посвящено множество работ с применением объемных «bulk» методов, но об использовании в решении подобного рода задач высокочувствительного метода МУРПН, который позволяют определить характерные размеры спиновых корреляций, т.е. масштаб магнитных кооперативных эффектов в диапазоне 10-3000 Å, до сегодняшнего момента не сообщалось.

## Финансирование

Авторы благодарят Российский фонд фундаментальных исследований (грант № 20-02-00918 А) за финансовую поддержку проводимых в настоящей работе научных исследований.

## Литература

1. В. В. Рунов, А. Н. Бугров, Р.Ю. Смыслов, Г. П. Копица, Е. М. Иванькова, А. А. Павлова, А. Феокистов // Письма в ЖЭТФ vol. 113 N. 6 pp. 385–389 (март 2021)
2. V. V. Runov, D. S. Пун, M. K. Runova, and A. K. Radzhabov // JETP Lett. 95, 467 (2012).
3. V. V. Runov, V.N. Skorobogatykh, M.K. Runova, and I. V. Sumin // Phys. Solid State 56, 62 (2014).
4. E. Ershenko, A. Bobyl, M. Boiko, Y. Zubavichus, V. Runov, M. Trenikhin, and M. Sharkov // Ionics 23, 2293(2017).

# Аномальные петли гистерезиса ферритмагнитных пленок Gd-Co различной толщины вблизи температуры магнитной компенсации

А. С. Русалина<sup>1,\*</sup>, В. Н. Лепаловский<sup>1</sup>, Е. А. Степанова<sup>1</sup>, В. О. Васьковский<sup>1,2</sup>, Г. В. Курляндская<sup>1</sup>, А. В. Свалов<sup>1,\*\*</sup>

<sup>1</sup> Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002

<sup>2</sup> Институт физики металлов им. М.Н. Михеева РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108

\* anastasia.rusalina@urfu.ru, \*\* andrey.svalov@urfu.ru

Тройные петли гистерезиса наблюдались для аморфных ферритмагнитных пленок Gd-Co вблизи температуры магнитной компенсации, что может быть следствием как спин-флоп перехода, так и градиента химического состава. В работе проведена оценка возможной химической неоднородности пленок на основе магнитных измерений и прослежена её связь с толщиной образцов.

## Введение

Вблизи температуры компенсации  $T_{\text{comp}}$  в ферритмагнетике может реализовываться спин-флоп переход под воздействием внешнего магнитного поля, что открывает дополнительную возможность использования тонких ферритмагнитных пленок в неколлинеарной спинтронике [1]. Для сплавов редкая земля — переходный металл в окрестности  $T_{\text{comp}}$  при увеличении амплитуды магнитного поля могут наблюдаться необычные тройные петли гистерезиса ферритмагнитных пленочных образцов [2, 3]. Как правило, их существование связывали с наличием неоднородности химического состава [2]. Однако недавно было предложено объяснение, рассматривающее такие петли как неотъемлемое свойство ферритмагнетиков, содержащих редкоземельные элементы [3]. В настоящей работе представлены результаты исследования магнитных свойств аморфных ферритмагнитных пленок Gd-Co в широком интервале температур, включающем температуру компенсации, при варьировании толщины пленок.

## Методика эксперимента

Пленки состава  $\text{Gd}_{21.6}\text{Co}_{78.4}$  были осаждены на стеклянные подложки методом магнетронного распыления мишеней в атмосфере аргона. Толщина пленок варьировалась в диапазоне от 10 до 100 нм. Все образцы были защищены от окисления буферным и покрывающим слоями Ta толщиной 5 нм. Магнитные свойства исследовались с помощью СКВИД-магнитометра и магнитооптического Керр-микроскопа.

## Результаты и обсуждение

Все пленки обладали перпендикулярной магнитной анизотропией. На температурных зависимостях намагниченности  $M(T)$  при ориентации поля измерения перпендикулярно плоскости образца наблюдался минимум вблизи  $T = T_{\text{comp}} \sim 220$  К (рис. 1).

Форма зависимости  $M(T)$  в температурном интервале около  $T_{\text{comp}}$  изменялась в зависимости от величины поля измерения  $H$ . При  $H > 10$  кЭ наблюдается нарушение линейности  $M(T)$  вблизи  $T_{\text{comp}}$ , а

минимальное значение  $M$  существенно отличается от нуля. Причиной этого может быть как неоднородность химического состава по объему пленки, так и возникновение неколлинеарной магнитной структуры в химически однородном образце [2, 4, 5].

Кроме того, на петлях гистерезиса исследованных пленок вблизи  $T_{\text{comp}}$  появлялись различного типа особенности. Для пленок с толщиной менее 100 нм это были изломы, характерные для спин-флоп перехода и возникновения неколлинеарной магнитной структуры [5] (рис. 2, а). При приближении к  $T_{\text{comp}}$  величина критического поля возникновения неколлинеарной фазы ожидается уменьшается [7], а величина температурного интервала, в котором наблюдается нарушение линейности  $M(T)$  вблизи  $T_{\text{comp}}$ , расширяется при увеличении поля измерения (рис. 1).

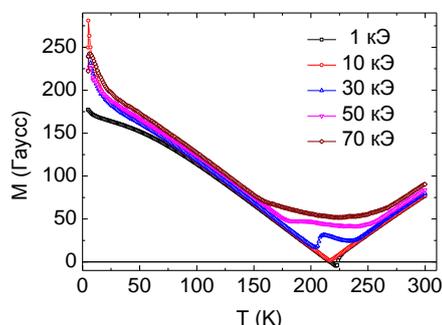
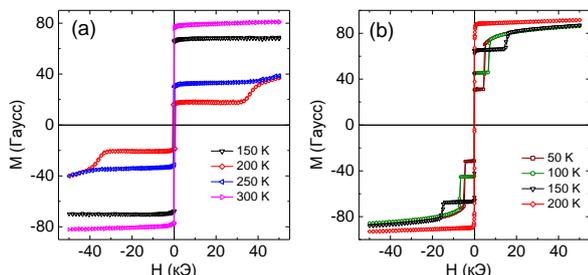


Рис. 1. Температурные зависимости намагниченности пленки  $\text{Gd}_{21.6}\text{Co}_{78.4}$  толщиной 40 нм, измеренные в поле различной напряженности и при ориентации поля измерения перпендикулярно плоскости образца

Для пленок толщиной 100 нм наблюдались тройные петли гистерезиса, характерные для послойного перемагничивания образцов, состоящих из двух обменно-связанных слоёв [6] (Рис. 2, б). Данную особенность можно объяснить, если допустить наличие градиента химического состава по толщине пленки и, как следствие, существование компенсационной поверхности, которая делит образец на два слоя [2]. Суммарный магнитный момент одного слоя определяется преобладающим моментом редкоземельной подрешетки, в момент другого слоя наибольший вклад вносит подрешетка переходного металла. Относительно слабое магнитное поле не может нарушить антипараллельного расположения магнитных моментов слоев, поэтому образец

ведет себя как единое целое. При увеличении поля происходит переориентация магнитного момента одного из слоев, при этом вблизи компенсационной поверхности возникает магнитная неоднородность типа доменной границы.



**Рис. 2.** Петли гистерезиса, измеренные при разных температурах при ориентации магнитного поля перпендикулярно плоскости образца, для пленок  $Gd_{21.6}Co_{78.4}$  толщиной 40 нм (а) и 100 нм (б)

В работе проведена оценка возможной химической неоднородности пленок на основе магнитных измерений [2, 4] и прослежена её связь с толщиной образцов.

## Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке «Приоритет 2030» УрФУ.

## Литература

1. M. B. Jungfleisch, W. Zhang, A. Hoffmann // *Phys. Lett. A* **382**, 865 (2018).
2. В. О. Васьковский, В. В. Лесных, Г. С. Кандаурова, Т. Х. Агамальян // *ФММ* **59**, 470 (1985).
3. M. D. Davydova, K. A. Zvezdin, J. Becker *et al.* // *Phys. Rev. B* **100**, 064409 (2019).
4. A. N. Sorokin, A. V. Svalov // *Vacuum* **46**, 113 (1995).
5. Yu. Skourski, M. D. Kuz'min, K. P. Skokov *et al.* // *J. Magn. Magn. Mater.* **290-291**, 435 (2005).
6. V. O. Vas'kovskij, A. V. Svalov, A. A. Ryazantsev // *J. Magn. Magn. Mater.* **156**, 291 (1996).
7. К. П. Белов, А. К. Звездин, А. М. Кадомцева, Р.З. Левитин. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках – М.: Наука, 1979. - 317 с.

# Аномальное поведение магнетосопротивления в нанокompозитных пленочных структурах $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}/\text{Si}$ ниже порога перколяции

С. Н. Николаев<sup>1</sup>, К. Ю. Черноглазов<sup>1</sup>, А. В. Емельянов<sup>1</sup>, Т. Д. Пацаев<sup>1</sup>, Е. А. Ганьшина<sup>2</sup>, А. Л. Васильев<sup>1</sup>, А. В. Ситников<sup>1,3</sup>, В. А. Демин<sup>1</sup>, Н. С. Аверкиев<sup>4</sup>, А. Б. Грановский<sup>2</sup>, В. В. Рыльков<sup>1,5,\*</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182

<sup>2</sup> Физический факультет, МГУ им. М. В. Ломоносова, ул. Колмогорова, 1, Москва, 119991

<sup>3</sup> Воронежский государственный технический университет, Московский пр., 14, Воронеж, 394026

<sup>4</sup> Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021

<sup>5</sup> Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Фрязино, Московская обл., 141190

\* vrylkov@mail.ru; rylkov\_vv@nrcki.ru

Представлены результаты исследования магнитотранспортных свойств пленочных нанокompозитов (НК)  $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ , синтезированных методом ионно-лучевого распыления на Si подложках, с акцентом на изучение особенностей, возникающих непосредственно ниже перколяционного перехода ( $x \approx 40-48$  ат.%) в полях до 14 Тл в диапазоне температур 3–250 К. Обнаружено, что величина отрицательного магнетосопротивления (МС) существенно немонотонно зависит от температуры и имеет минимум при 40 К. Такое поведение МС объясняется сосуществованием в НК суперферромагнитных областей (с обменно-связанными гранулами) и областей из суперпарамагнитных гранул. При этом рост отрицательного МС при  $T \geq 40$  К объясняется разрушением суперферромагнитного упорядочения. С другой стороны, при  $T \leq 40$  К резкий рост МС связывается с процессами упругого совместного туннелирования (co-tunneling) электронов через цепочки «резонансных» гранул, а в условиях насыщения намагниченности - с проявлением дополнительного отрицательного вклада, возможно, обусловленного эффектами слабой локализации и/или электрон-электронного взаимодействия. При  $T \leq 4$  К наблюдается переход к положительному МС, инициированному влиянием эффекта Зеемана на высоту туннельного барьера, что носит немонотонный характер, сопровождаемый проявлением двух минимумов в МС.

В наших недавних исследованиях магнитных нанокompозитов (НК)  $(\text{CoFeB})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$  и  $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$  (сплав  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$  мы обозначаем как CoFeB) были обнаружены проявления эффектов суперферромагнитного упорядочения, туннельный аномальный эффект Холла, а в области относительно высоких температур — логарифмический закон в температурной зависимости проводимости [1]. Кроме того, в вертикальных структурах на основе НК  $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$  был обнаружен эффект многоуровневого резистивного переключения, что делает данные системы привлекательными для имитации синапсов в нейроморфных вычислительных системах [1, 2]. Однако в выполненных до сих пор исследованиях свойств пленочных НК  $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$  практически не было изучено поведение магнетосопротивления (МС) в непосредственной окрестности перколяционного перехода.

В работе исследованы магнитотранспортные свойства структур  $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}/\text{Si}$  с толщиной слоя НК  $\approx 150$  нм, синтезированных методом ионно-лучевого распыления с использованием составной мишени из пластины ферромагнитного (ФМ) сплава  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$  с неравномерно расположенными навесками  $\text{LiNbO}_3$ . Такая мишень позволяла в едином цикле синтезировать НК с различным соотношением ФМ-сплава в диапазоне  $x \approx 10-50$  ат. % (см. детали в [1]).

Свойства НК изучались на универсальных образцах, выполненных с использованием взрывной (lift-off) фотолитографии в форме двойного холловского креста с помощью универсальной измерительной системы PPMS Dynacool-14 в температурном диапазоне  $T = 3-250$  К в полях до 14 Тл. При исследованиях МС точность измерения сопротивления была не хуже 0.1 %.

Пленки НК представляли собой ансамбль хаотично расположенных CoFe гранул размером 2.5–4.0 нм в матрице  $\text{LiNbO}_3$ . Для НК с содержанием металла  $x \approx 44-48$  ат. % проводимость в широком диапазоне температур описывается законом  $\sigma = 1/\rho \propto \beta \ln T$ , который при  $x \leq 44$  ат. % сменяется законом:  $\ln \sigma \propto -(T_0/T)^{1/2}$  (рис. 1), обусловленным совместным туннелированием (co-tunneling) электронов через цепочки «резонансных» гранул [3].

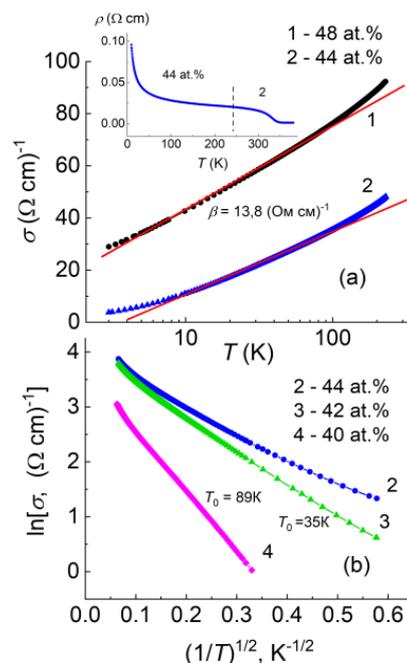
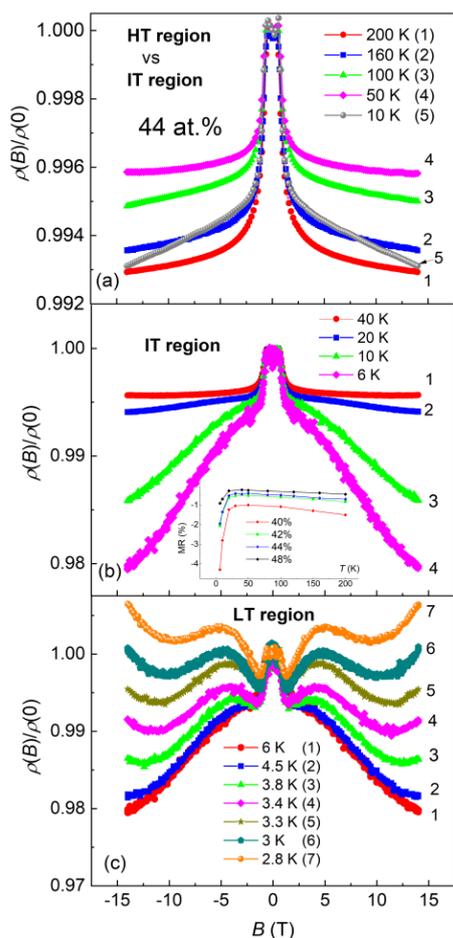


Рис. 1. Температурные зависимости проводимости НК  $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$   $\sigma(T)$  в координатах: (а)  $\sigma$  —  $\log T$  и (б)  $\ln \sigma$  —  $(1/T)^{1/2}$  для образцов с различным содержанием ФМ-сплава. На вставке — зависимость  $\rho(T)$  для  $T = 9-380$  К



**Рис. 2.** Магнитополевые и температурные зависимости МС в трех областях: высокотемпературной (НТ), промежуточной (ИТ) и низкотемпературной (ЛТ)

Обнаружено, что абсолютная величина отрицательного МС немонотонно зависит от температуры и имеет минимум при 40 К (см. рис. 2). Такое поведение МС объясняется сосуществованием в НК суперферромагнитных областей (с обменно-связанными гранулами) и областей из суперпарамагнитных гранул. При этом рост отрицательного МС при  $T \geq 40$  К

объясняется разрушением суперферромагнитного упорядочения гранул, которое способствует усилению спин-зависимого отрицательного МС [4]. С другой стороны, при  $T \leq 40$  К резкий рост МС (рис. 2, *b*) связывается с процессами упругого со-туннелирования электронов через цепочки «резонансных» гранул. Последнее инициирует резкое увеличение спин-зависимого МС [3], а в условиях насыщения намагниченности — возможное проявление дополнительного отрицательного вклада, обусловленного эффектами слабой локализации и/или электрон-электронного взаимодействия [5, 6]. При  $T \leq 4$  К наблюдается переход к положительному МС, связанному, по-видимому, с влиянием эффекта Зеемана на высоту туннельного барьера [7], что носит немонотонный характер, сопровождаемый проявлением двух минимумов в МС (рис. 2, *c*). Показано, что такое поведение  $\rho(B)$  есть результат суперпозиции двух вкладов — отрицательного МС и положительного МС, линейно зависящего от поля.

### Финансирование

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 22-19-00171).

### Литература

1. В. В. Рыльков, А. В. Емельянов, С. Н. Николаев и др. // ЖЭТФ, **158**, 164 (2020).
2. V. Emelyanov, K. E. Nikiruy, A. V. Serenko *et al.* // Nanotechnology, **31**, 045201 (2020).
3. S. Beloborodov, A. V. Lopatin, V. M. Vinokur, K. B. Efetov // Rev. Mod. Phys., **79**, 469 (2007).
4. S. Beloborodov, A. Glatz, V. M. Vinokur // Phys. Rev. Lett., **99**, 066602 (2007).
5. M. V. Feigel'man, A. S. Iosevich // Pis'ma v ZhETF, **81**, 341 (2005).
6. Garate, J. Sinova, T. Jungwirth, A. H. MacDonald // Phys. Rev. B, **79**, 155207 (2009).
7. Е. А. Фадеев и др. // ЖЭТФ **160**, 903 (2021).

# О формировании объемоподобных свойств пленок никеля на стадии зарождения в условиях повторения циклов ионно-лучевого распыления-осаждения

С. С. Савин<sup>1,\*</sup>, А. В. Беспалов<sup>1</sup>, А. А. Евдокимов<sup>1</sup>, А. И. Стогний<sup>2,\*\*</sup>

<sup>1</sup> РТУ МИРЭА, пр. Вернадского, 78, Москва, 119454

<sup>2</sup> ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению, ул. Петруся Бровки, 19, Минск, 220072

\*savin@mirea.ru, \*\* stognij@physics.by

В статье проведен сравнительный анализ свойств наноразмерных пленок никеля на кварце и кремнии, полученных в условиях непрерывного и повторного двойного ионно-лучевого осаждения-распыления. Для интерпретации полученных свойств пленок применялись известные методы электронно-зондовой, оптической спектроскопии и другие методы, в т. ч. методы моделирования ионного и электронного пучков на объекты наноразмерной толщины.

На сегодняшний день известно множество методов получения нанопленок металлов [1]: термическое испарение, химическое осаждение, импульсное лазерное осаждение, ионно-лучевое осаждение, молекулярно-лучевая эпитаксия, ионно-плазменное, катодное и магнетронное распыление. Здесь процесс адгезии при зарождении пленок металлов определяется термическими условиями и является практически неуправляемым.

Целью данной работы является исследование пленок никеля толщиной до нескольких десятков нанометров на кварцевых подложках методом многократного ионно-лучевого распыления-осаждения и сравнение их свойств с образцами, полученными в условиях непрерывного ионно-лучевого распыления [2, 3]. Здесь адгезия определяется условиями процесса ионно-лучевого распыления-осаждения.

## Экспериментальное оборудование

Оценка толщин и анализ интерфейсов нанопленок проводились при помощи FIB-станции Helios NanoLab 435 (FEI), анализ поверхности пленок проводился на РЭМ MIRA-3 (Tescan), спектры пропускания получены на спектрофотометре Lambda 950 (PerkinElmer) в интервале длин волн от 200 до 800 нм, поверхностное сопротивление оценивалось при помощи четырехзондового метода. Поведение ионов в различных материалах рассчитывалось методом Монте-Карло при помощи пакета программ SRIM (www.srim.org).

Перед осаждением никеля проводилась очистка кварцевой подложки в течение 120 с пучком ионов кислорода. Осаждение осуществлялось при помощи установки двойного ионно-лучевого распыления-осаждения с широкоапертурным источником ионов [4]. Нанесение слоя никеля производилось распылением мишени никеля ионами аргона с энергией 1,3 кэВ и плотностью тока 0,2 мА/см<sup>2</sup>. Давление в рабочей камере во время осаждения не превышало 10–2 Па. Общее время осаждения пленки в каждом случае составляло 5 минут. При многократном осаждении пленка наносилась в тех же условиях 60 с и распылялась в течении 30 с, но пучком ионов с энергией 300 эВ и плотностью тока пучка 0,1 мА/см<sup>2</sup>. Вышеописанными методами были подготовлены 3 образца. Первый образец (1 на рис. 1) получен в условиях непрерывного распыления-осаждения никеля в течение

60 секунд, второй и третий образцы (15 и 30 на рис. 1) были получены при повторении циклов осаждения/распыления до 10 раз, где операция осаждения проводилась 60 секунд у обоих образцов, а операция повторного распыления 15 и 30 секунд соответственно. В завершающей стадии на образец наносился слой золота толщиной 2 нм для защиты от атмосферного воздействия на пленку никеля.

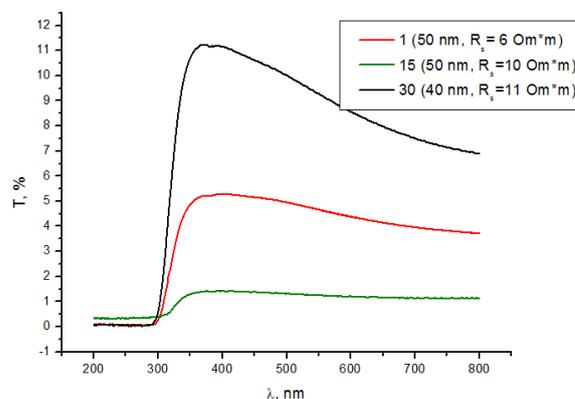
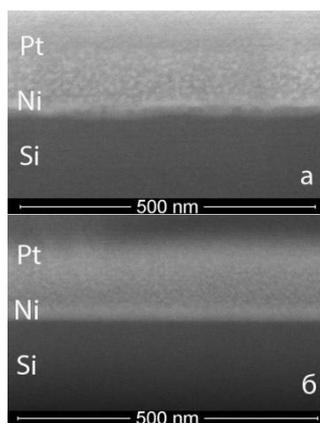


Рис. 1. Спектры пропускания пленок никеля на кварце, их толщины и поверхностное сопротивление в зависимости от способа осаждения

## Результаты и обсуждение

Оптические свойства пленок никеля (рис. 1), сформированных с различным количеством циклов распыления-осаждения и временем распыления, получены в области длин волн от 200 до 800 нм. Одинаковые по толщине (около 50 нм) образцы 1 и 15 имеют различные спектры пропускания, причем образец 15, полученный с применением многократного метода, пропускает света значительно меньше, что свидетельствует о его более плотной структуре. Кроме всего прочего, у данного образца поверхностное сопротивление (10 Ом·м) почти в два раза выше, чем у образца с непрерывным осаждением (6 Ом·м), что указывает на влияние интерфейса «пленка-подложка». Анализ поперечных сечений (рис. 2) пленок никеля на кремниевых прекурсорах показал, что многократное применение операции ионно-лучевого распыления-осаждения существенно влияет на условия роста пленки, т. к. на образце, полученном в условиях непрерывного роста, видны дефекты роста в области интерфейса (рис. 2, а). На образцах, полученных

в результате многократного распыления-осаждения, наблюдается сплошной интерфейс с ровной границей раздела, пленка на всем протяжении не отслаивается от подложки, это указывает на то, что химического взаимодействия «никель-кварц» в области интерфейса не происходит (рис. 2, б). Исходя из этого, с увеличением количества операций распыления-осаждения происходит преимущественно латеральный рост слоя никеля вдоль поверхности, в условиях постоянно присоединяющихся адсорбированных атомов к растущему слою. Это позволяет говорить о том, что адгезия пленки усиливается с ростом связи «атом металла — атом подложки».



**Рис. 2.** РЭМ-изображения поперечных сечений образцов 1 (а) и 15 (б) нанопленок никеля

Таким образом, при увеличении количества циклов осаждения-распыления кратно увеличивается количество точечных дефектов в приповерхностной области, тем самым обеспечивается стабильный равномерный рост слоя металла из-за образования на подложке физических связей между налетающими атомами никеля и внедренными атомами никеля. Данный механизм роста пленки приводит к подавлению гранулирования пленки металла на стадии зарождения за счет увеличения количества «зародышей» в приповерхностной области подложки [5].

### Литература

1. R. Malureanu, A. Lavrinenko, *Nanotechnol. Rev.*, 4 (3) 259 (2015). DOI: 10.1515/ntrev-2015-0021.
2. I. Stognij, N. N. Novitsky, O. M. Stukalov, A. I. Demchenko, V. I. Khitko // *Tech. Phys. Lett.*, 30 (3), 256 (2004). DOI: 10.1134/1.1707185.
3. Bundesmann, H. Neumann // *J. Appl. Phys.*, 124 (23), 231102 (2018). DOI: 10.1063/1.5054046.
4. V. L. Mironov, O. L. Ermolaeva, E. V. Skorohodov *et al.* // *Phys. Rev. B*, **85**, 144418 (2012).
5. A. I. Stognij, N. N. Novitskii, O. M. Stukalov // *Tech. Phys. Lett.*, 28 (1), 17 (2002). DOI: 10.1134/1.1448630.
6. W. Ensinger // *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B.*, 127–128, 796 (1997). DOI:10.1016/S0168-583X(97)00010-4

# Транспорт решеток магнитных скирмионов путем упругого деформирования структуры в многослойных сверхтонких магнитных пленках

А. И. Самигуллина\*, У. Р. Валиахметов, И. Ф. Шарафуллин\*\*

Уфимский университет науки и технологий, ул. Заки Валиди, 32, Уфа, 450076  
\* angelasamig2002@gmail.com, \*\* sharafullinif@yandex.ru

В работе исследуется новый подход управления скирмионными решетками в многослойных сверхтонких магнитных пленках. Данный способ заключается в вариации состояния неоднородностей путем применения упругой деформации.

## Введение

Возрастающий интерес к исследованию скирмионов и решеток скирмионов вызван тем, что они обладают рядом уникальных свойств с широкой областью применения в спинтронике, в частности в устройствах записи памяти, записи и обработки информации [1, 2]. Скирмионы связаны со спиральной структурой через непрерывную деформацию, поэтому они топологически защищены от внешних возмущений и, следовательно, подходят в качестве кандидатов для надежных носителей информации.

В системах, в которых наблюдались и могут возникать скирмионы, взаимодействие Дзялошинского — Мория [3, 4] конкурирует с ферромагнитным обменным взаимодействием и магнитной анизотропией, образуя различные неколлинеарные и некомпланарные спиновые текстуры, включая скирмионные, винтовые и конические фазы, стабильность которых зависит от внешнего магнитного поля и температуры [5–14]. Магнитные скирмионы и топологически тривиальные текстуры хирального вращения с вихревой конфигурацией могут формироваться в фрустрированных магнитных материалах [2].

В настоящее время управление магнитными нанобъектами (доменными стенками, скирмионами и др.) осуществляется с помощью либо внешнего поля (которое невозможно локализовать до масштабов исследуемых систем) либо электрических спинполяризованных токов. Оба способа имеют крайне низкую энергетическую эффективность, что является препятствием на пути создания новых устройств спинтроники на базе магнитных наносистем. В то же время известно, что кристаллы скирмионов в хиральных магнетиках и их слоистых структурах сильно подвержены деформации материала. Известно, что деформации в тонкоплёночных структурах существенно изменяют стабильность скирмионов на фазовой диаграмме температурно-магнитного поля. Кроме того, механические нагрузки влияют на генерацию и хиральность скирмиона, а также на элементарное возбуждение кристаллов скирмиона.

В данной работе исследуется новый подход к управлению скирмионными решетками в многослойных сверхтонких магнитных пленках. Данный способ заключается в вариации состояния неоднородностей в результате применения упругой деформации. Такой подход базируется на теории упругости, применяемой к многослойным сверхтонким магнитным пленкам.

Рассматривается сверхтонкая пленка с взаимодействием Дзялошинского — Мория (ВДМ). ВДМ нарушает центральную симметрию в магнитном веществе, тем самым возникают скирмионы. Анизотропией ВДМ можно управлять путем упругого деформирования структуры, это приводит к изменению свойств магнонов, распространяющихся в магнитной пленке. При упругой деформации происходит обратимое смещение атомов из положений равновесия.

При изменении ориентации спинов изменяется анизотропия образца, деформируется пленка. Деформация под действием внешнего магнитного поля ограничена наличием упругих сил, которые можно выразить через упругую энергию, так же она ведет к изменению взаимодействия между магнитными моментами атомов, поскольку изменяется расстояние между ними.

В модель помимо обменной энергии и магнитоэлектрического взаимодействия включено слагаемое, учитывающее вклад механического воздействия. А именно,

$$H_{MU} = \sum_{ijk} [\lambda_{ij}(1 - s_i \cdot s_j) + \lambda_{jk}(1 - s_j \cdot s_k) + \lambda_{jk}(1 - s_j \cdot s_k)], \quad (1)$$

$$\lambda_{ij} = \frac{1}{3} \left( \frac{\vartheta_{ij}}{\vartheta_{ik}} + \frac{\vartheta_{ji}}{\vartheta_{jk}} \right), \quad (2)$$

$\lambda_{ij}$  — тензор смещения.

Как показывают результаты расчетов модель допускает существование устойчивой скирмионной решетки, с помощью математического моделирования установлены диапазоны значений параметров взаимодействия и параметров внешних упругих деформаций в магнитной пленке толщиной от 2 до 32 слоев, при которых нетривиальные топологические магнитные структуры устойчивы в основном состоянии.

С помощью адаптированного метода наискорейшего спуска вычислены конфигурации основного состояния с заданными параметрами. Основная идея данного метода — поиск минимума энергии каждого спина и поляризации на соответствующих узлах  $H_i$ :

$$H_i = -J[S_i^x S_1^x + S_i^y S_1^y + S_i^z S_1^z + \dots] - D[S_i^x S_1^y + S_i^y S_1^x + \dots] - H S_i^z, \quad (3)$$

где три точки в первой скобке обозначают оставшихся ближайших соседей слагаемого обменной энергии, а три точки во второй скобке обозначают оставшихся ближайших соседей взаимодействия Дзялошинского — Мория. Разложив на множители приведенное выше уравнение относительно каждой из компонент

вектора спина на узле  $i$   $S_i^x, S_i^y, S_i^z$ , запишем соотношение, где эта энергия декомпозируется в виде

$$\begin{aligned}
 H_i = & -S_i^x \{ +J[S_1^x + S_2^x + \dots] + D[S_1^y + \dots] \} - \\
 & -S_i^y \{ +J[S_1^y + S_2^y + \dots] + D[-S_1^x + \dots] \} - \\
 & -S_i^z \{ J[S_1^z + S_2^z + \dots] + H \} = \\
 = & -S_i^x H^x - S_i^y H^y - S_i^z H^z,
 \end{aligned} \quad (4)$$

где  $H^x, H^y$  и  $H^z$  — величины в соответствующих фигурных скобках. Данные величины являются составляющими эффективного поля взаимодействий  $H$ , действующих на  $S_i$  спин со стороны его ближайших соседей.

С помощью моделирования Монте-Карло исследованы фазовые переходы, происходящие в рассматриваемой модели. Установлены температуры переходов, связанных как с разрушением скирмионной решетки, так и с разрушением упорядочения.

### Литература

1. S. Samardak, A. G. Kolesnikov, A. V. Davydenko *et al.* // *Phys. Metals Metallogr.*, V. **123**, S0031918X22030097 (2022).
2. J. Manchon, I. M. Železný, Miron *et al.* // *Mod. Phys.*, V. **91**, 035004 (2019).
3. I. Sergienko, E. Dagotto, *et al.* // *Phys. Rev. V.* **73**, 094434 (2006).
4. F. Sharafullin, M. K. Kharrasov, H. T. Diep *et al.* // *Phys. Rev. V.* **99**, 214420 (2019).
5. Sahbi El Hog, I. F. Sharafullin, H. T. Diep, H. Garbouj, M. Debbichi, M. Said *et al.* // *Magnetism and Magnetic Materials.* V. **563**, 169920 (2022).
6. X. Z. Yu, Y. Onose, N. Kanazawa, J. H. Park, J. H. Han, Y. Matsui, N. Nagaosa, Y. Tokura *et al.* // *Nature.* V. **465**, nature09124 (2010).
7. S. V. Maleyev *et al.* // *Phys. Rev. B*, **73**, 174402 (2006).
8. S. Z. Lin, A. Saxena, C. D. Batista *et al.* // *Phys. Rev. B*, **91**, 224407 (2015).
9. A. N. Bogdanov, D. A. Yablonskii *et al.* // *Sov. Phys. JETP.* V. **68**, 101 (1989).
10. U. K. Roessler, A. N. Bogdanov, C. Pfleiderer *et al.* // *Nature.* V. **442**, nature05056 (2006).
11. S. Seki, X. Z. Yu, S. Ishiwata, Y. Tokura *et al.* // *Science.* V. **336**, 1214143 (2012).
12. O. Leonov, M. Mostovoy *et al.* // *Nat. Commun.*, **6**, 9275 (2015).
13. O. Wessely, B. Skubic, L. Nordstrom *et al.* // *Phys. Rev. B*, **79**, 104433 (2009).
14. F. Jonietz, S. Mühlbauer, C. Pfleiderer, A. Neubauer, W. Munzer, A. Bauer, T. Adams, R. Georgii, P. Böni, R. A. Duine, K. Everschor, M. Garst, A. Rosch *et al.* // *Science.* V. **330**, 1195709 (2010).

# Магнитная микроструктура аморфных сплавов на основе железа и никеля

И. М. Саповский<sup>1,\*</sup>, Н. В. Ильин<sup>1</sup>, И. А. Ткаченко<sup>2,\*\*</sup>, Г. С. Крайнова<sup>1</sup>, Т. Р. Рахматуллаев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Дальневосточный федеральный университет, пос. Аякс, 10, к. А, Владивосток, 690922

<sup>2</sup> Институт химии ДВО РАН, проспект 100-летия Владивостока, 159д, Владивосток, 690022

\* sapovskii.im@dvfu.ru, \*\* tkachenko@ich.dvo.ru

Изучена температурная зависимость намагниченности аморфных сплавов Fe-Ni-Si-B. Получены значения температур Кюри, рассчитаны значения параметров обменного взаимодействия: константы спин-волновой жесткости и обменной жесткости, среднеквадратичный радиус атомно-обменного взаимодействия. На основе магнитных характеристик оценивается расстояние между ближайшими атомами переходного металла.

## Введение

Для создания новых магнитных материалов необходимо понимание технологических и композиционных закономерностей влияния тех или иных параметров на физические свойства. Для аморфных магнитных сплавов одним из таких параметров является состав. Изменение соотношения содержания элементов позволяет менять и модифицировать как механические, так и магнитные свойства сплавов.

Целью данной работы является анализ микромагнитной структуры и расчет магнитных параметров аморфных сплавов Fe-Ni-Si-B.

## Материалы и методы

Объектами исследования являются аморфные ферромагнитные сплавы Fe-Ni-Si-B, полученные методом быстрой закалки из расплава на базе государственного научного центра ФГУП «Центральный научно-исследовательский институт имени И. П. Бардина», следующих составов: Fe<sub>78</sub>Si<sub>9</sub>B<sub>13</sub>, Fe<sub>76.4</sub>Ni<sub>1.6</sub>Si<sub>9</sub>B<sub>13</sub>, Fe<sub>69.8</sub>Ni<sub>8.2</sub>Si<sub>9</sub>B<sub>13</sub>. Визуализация доменной структуры образцов проводилась на оптическом микроскопе Керра Evico magnetic GmbH. Температурные характеристики структурных изменений были исследованы с помощью дифференциальной сканирующей калориметрии. Изучение температурной зависимости намагниченности при низких температурах (от 2 К до 300 К), а также исследование зависимости магнитного момента от внешнего поля были проведены на вибромагнитометре PPMS 9T Quantum Design. Изучение температурной зависимости намагниченности при высоких температурах (от 300 К до 973 К) были исследованы на вибромагнитометре с возможностью охлаждения образца.

## Результаты

Температурные зависимости намагниченности аморфных сплавов Fe-Ni-Si-B в диапазоне температур (2÷973) К представлены на рис. 1. Данные зависимости имеют немонотонный характер и могут служить для определения температур магнитных и структурных фазовых переходов. При нагревании аморфных сплавов от 2 К (рис. 1) происходит монотонное уменьшение намагниченности насыщения сплавов  $M_S$ , что полностью согласуется с классическими представлениями о ферромагнетиках и позволяет оценить температуру Кюри  $T_C$ .

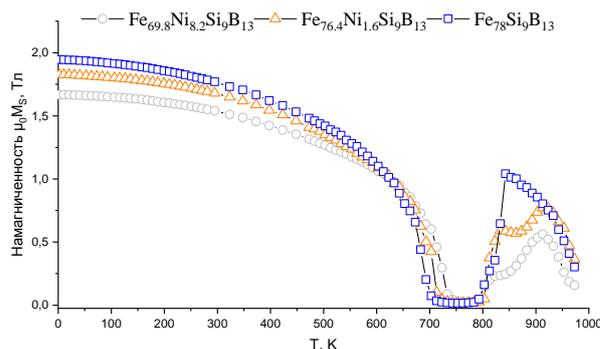


Рис. 1. Температурные зависимости намагниченности сплавов Fe-Ni-Si-B

Дальнейшее возрастание магнитного момента от температуры ~790 К (рис. 1), является следствием процессов релаксации быстрозакаленных сплавов и связано с началом кристаллизации [1], что приводит к необратимым изменениям структуры образцов. Полученные в результате термомагнитного анализа данные представлены в табл. 1.

Таблица 1. Намагниченность насыщения при  $T = 300$  К и точки Кюри аморфных сплавов Fe-Ni-Si-B в зависимости от содержания Ni

Марка сплава	Ni, ат. %	$\sigma_S$ , А·м <sup>2</sup> /кг	$\mu_0 M_S$ , Тл	$T_C$ , К
Fe <sub>78</sub> Si <sub>9</sub> B <sub>13</sub>	0	198 ± 3	1.77 ± 0.03	697 ± 4
Fe <sub>76.4</sub> Ni <sub>1.6</sub> Si <sub>9</sub> B <sub>13</sub>	1.6	188 ± 3	1.68 ± 0.03	720 ± 4
Fe <sub>69.8</sub> Ni <sub>8.2</sub> Si <sub>9</sub> B <sub>13</sub>	8.2	170 ± 3	1.54 ± 0.03	736 ± 4

Для расчета среднего магнитного момента на атом переходного металла в исследованных аморфных сплавах было использовано стандартное выражение:

$$M_S(0) = \mu N_{tr.m.},$$

где  $\mu$  — средний магнитный момент, а  $N_{tr.m.}$  — концентрация атомов переходных металлов. Данное выражение можно преобразовать к виду

$$\mu = \frac{\sigma_S(0)M_{mol}}{N_A n_{tr.m.}}, \quad (1)$$

здесь  $N_A$  — число Авогадро,  $n_{tr.m.}$  — атомная доля переходного металла,  $M_{mol}$  — молярная масса сплава, которая рассчитывается как среднее арифметическое молярных масс каждого элемента  $M_{mol}(i)$ , взвешенное в соответствующих атомных долях  $n_i$ :  $M_{mol} = \sum M_{mol}(i) \cdot n_i$ . Результаты расчетов представлены в табл. 2.

Таблица 2. Магнитные параметры аморфных сплавов Fe-Ni-Si-B

Марка сплава	Ni, ат. %	$\mu$ , $\mu_B$	$B$ , $10^{-5} \text{ K}^{-3/2}$	$C$ , $10^{-8} \text{ K}^{-5/2}$
Fe <sub>78</sub> Si <sub>9</sub> B <sub>13</sub>	0	2.15 ± 0.03	1.25±0.01	1.91±0.03
Fe <sub>76.4</sub> Ni <sub>1.6</sub> Si <sub>9</sub> B <sub>13</sub>	1.6	2.07 ± 0.03	0.98±0.02	2.07±0.05
Fe <sub>69.8</sub> Ni <sub>8.2</sub> Si <sub>9</sub> B <sub>13</sub>	8.2	1.89 ± 0.03	0.81±0.01	2.45±0.02

Средний магнитный момент на атом  $\mu$  для аморфного сплава Fe<sub>78</sub>Si<sub>9</sub>B<sub>13</sub> составляет  $2.15\mu_B$ , что близко по значению к магнитному моменту для ОЦК-Fe,  $2.22\mu_B$  [2]. С увеличением содержания никеля средний атомный магнитный момент  $\mu$  уменьшается. С одной стороны, это связано с тем, что магнитный момент атомов никеля намного ниже, чем у железа. С другой стороны, увеличение содержания никеля приводит к перераспределению плотности электронных состояний в сплаве, что для кристаллических сплавов отображается на диаграмме Слэтера — Полинга [2].

Анализ керр-изображений сплавов Fe-Ni-Si-B позволил выделить два типа доменных структур: плоскостные домены и лабиринтные структуры. Ленты в исходном состоянии и после отжига при температуре 693К демонстрируют магнитную изотропность в плоскости. После отжига наблюдается исчезновение лабиринтных структур, что говорит о релаксации остаточных закалочных напряжений (рис. 2).

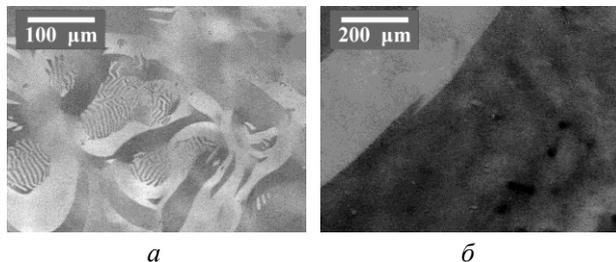


Рис. 2. Доменная структура аморфного сплава Fe<sub>76.4</sub>Ni<sub>1.6</sub>Si<sub>9</sub>B<sub>13</sub>: а — исходного образца; б — после отжига при температуре 693 К

Были рассчитаны обменные параметры  $A$ ,  $B$  и  $C$  сплавов Fe-Ni-Si-B, используя закон Блоха  $T^{3/2}$  [3]: чем выше концентрация никеля, тем выше значения обменных параметров (см. табл. 2) и расстояние между магнитными атомами (рис. 3).

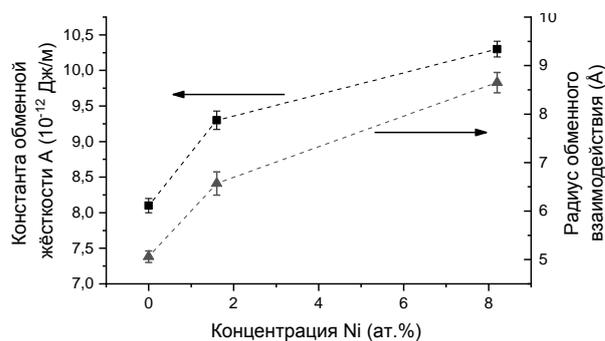


Рис. 3. Зависимость обменных параметров от концентрации Ni

### Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда целевого капитала ДВФУ Проект № 22-02-03-005 «Исследование многомасштабных структурных неоднородностей и магнитных свойств аморфных и аморфно-нанокристаллических сплавов в процессах структурной релаксации».

### Литература

1. К. Хандрих, С. Кобе, Аморфные ферро- и ферри-магнетики. Москва : Мир, 1982.
2. J. M. D. Coey, Magnetism and Magnetic Materials. Cambridge University Press, New York, 2010. <https://www.cambridge.org/core/product/identifier/9780511845000/type/book>.
3. N. V. Ilin, S. V. Komogortsev, G. S. Kraynova, A. V. Davydenko, I. A. Tkachenko, A. G. Kozlov, V. V. Tkachev, V. S. Plotnikov, Magnetic correlations peculiarities in amorphous Fe-Cu-Nb-Si-B alloy ribbons // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2022. V. 541, № 16852.

# Эффект Холла в магнитных наноструктурах

М. В. Сапожников

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афоново, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
msap@ipmras.ru

В докладе делается обзор эффектов Холла, наблюдаемых в магнитных материалах. Особое внимание уделяется открытым в последнее время и широко изучающимся в физике магнетизма прямому и обратному спиновому, топологическому и туннельному эффектам Холла, которые наблюдаются в магнитных наноструктурах. Сообщаются и обсуждаются результаты, полученные в этом направлении в ИФМ РАН

Семейство явлений, называемых эффектами Холла, объединяет поперечные транспортные эффекты (возникновение поперечного электрического, спинового тока или электрического напряжения), так или иначе обусловленные магнитным полем или намагниченностью материала. Они могут быть обусловлены различными проявлениями электромагнитного взаимодействия: силой Лоренца, спин-орбитальным взаимодействием, а также обменным взаимодействием.

Спиновый эффект Холла заключается в отклонении электронов с антипараллельными спинами к противоположным сторонам немагнитного проводника при отсутствии внешнего магнитного поля, что может быть описано как возникновение поперечного спинового тока. Это происходит благодаря спин-орбитальному рассеянию движущихся электронов на примесях или атомах кристаллической решетки с большим спин-орбитальным коэффициентом, например, в таком тяжелом металле, как платина. Обратный эффект возникает при инжекции спинполяризованного тока, например, из ферромагнитного металла, в слой металла с сильным спин-орбитальным взаимодействием. При этом происходит трансформация спинового тока в поперечный электрический ток. В докладе обсуждаются два возможных экспериментальных проявления данного эффекта. В первом случае в результате ферромагнитного резонанса пленки пермаллоя на поверхности кремния, допированного Вi, происходит инжекция спинового тока из ферромагнетика в полупроводник. Наличие в полупроводнике примесей Вi с большим спин-орбитальным взаимодействием трансформирует спиновый ток, текущий по нормали в экспериментально измеряемый электрический ток, текущий в плоскости.

Второй пример — инжекция спинового тока из слоя Со, который приводится в неравновесное состояние при облучении лазерными импульсами, в слой тяжелого металла — Pt. Преобразование импульсов спинового тока в импульсы электрического тока, текущего в плоскости слоя Pt в результате обратного спинового эффекта Холла, может быть использовано для эффективной эмиссии терагерцового излучения.

В рассмотренных выше примерах наблюдаемые холловские эффекты происходят из-за спин-орбитального взаимодействия электронов проводимости с электрическим полем атомов, образующих кристаллическую решетку. Поле, близкое по порядку величины к атомарным полям, может быть

создано в туннельном контакте. Действительно, туннельный контакт нанометровой толщины выдерживает приложенное напряжение выше 1 В, что соответствует электрическому полю  $10^9$  В/м.

В этих условиях появляется возможность наблюдать так называемый туннельный эффект Холла, когда возникающий поперечный ток (поперечное напряжение) вызван спин-орбитальным взаимодействием туннелирующих электронов, поляризованных по спину, с приложенным к контакту внешним электрическим полем. Характерной чертой данного эффекта является его квадратичная зависимость от приложенного напряжения, поскольку в этом случае  $V_{\text{Hall}} \sim jE \sim E^2$ . Характерный вид этой зависимости, измеренной экспериментально для туннельной структуры CoFeB/MgO(1нм)/Pt, приведен на рис. 1.

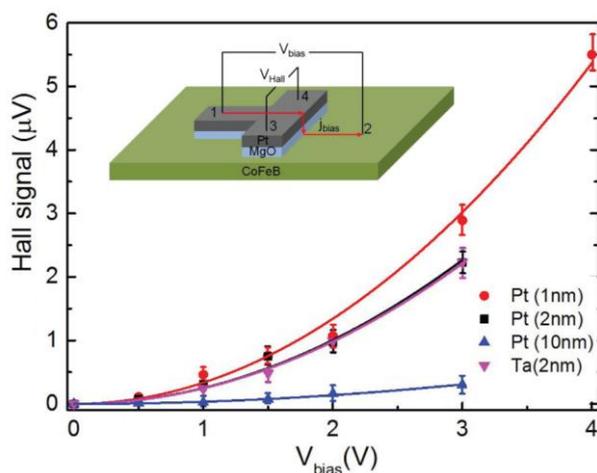
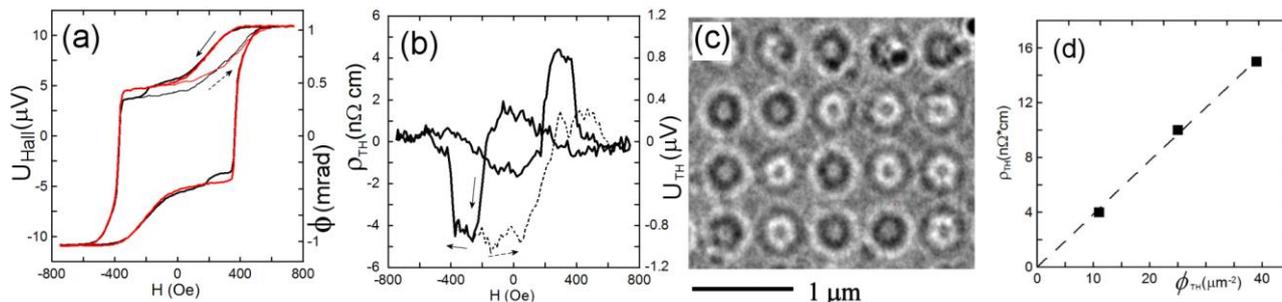


Рис. 1. Зависимость туннельного холловского напряжения от напряжения, приложенного к контакту, для разной толщины слоя Pt или Ta. Знак эффекта не зависит от знака приложенного напряжения  $V_{\text{bias}}$ . Сплошные линии — аппроксимация экспериментальных данных квадратичной зависимостью. На вставке показана схема проведения эксперимента

В магнитных наноструктурах эффект Холла может быть вызван не только спин-орбитальным взаимодействием, но также быть следствием обменного взаимодействия. Эффект подобного рода может наблюдаться при протекании тока в магнитной системе с некомпланарным распределением намагниченности, и может быть описан введением некоего эффективного локального магнитного поля вида  $B_{\text{eff}} = \Phi_0 \psi$ , где  $\Phi_0$  — квант магнитного потока, а  $\psi$  — плотность топологического заряда, характеризующая локальную величину некомпланарности в распределении намагниченности системы. Величина этого эффективного поля может достигать



**Рис. 1.** Петли гистерезиса МОЭК (красная линия) и эффекта Холла (черная линия), построенные в одном масштабе (a). Кривая гистерезиса топологического эффекта Холла, полученная как разность магнитооптического и холловского сигналов. Пунктир — минорная петля гистерезиса (b). ЛПМ-изображение решетки блоховских скирмионов в размагниченном состоянии (c). Зависимость ТЭХ от плотности скирмионов в системе (d)

значения в сотни Гс в системах с высокой плотностью топологического заряда, например в решетках магнитных скирмионов.

Для наблюдения топологического эффекта Холла (ТЭХ) был разработан метод одновременного измерения эффекта Холла и магнитооптического эффекта Керра (МОЭК). Идея метода основана на сделанных сравнительных оценках величины топологических эффектов при постоянном токе и на оптической частоте, которые показали малость магнитооптического топологического эффекта. Метод позволяет непосредственно в ходе измерения разделять вклад аномального и топологического холловских эффектов в измеряемое напряжение. Он позволил пронаблюдать и исследовать ТЭХ в искусственных решетках магнитных скирмионов

в наноструктурированных многослойных пленках Co/Pt с перпендикулярной магнитной анизотропией (рис. 2). Наноструктурирование образцов проводилось при помощи локального облучения пленки ионами He. При перемагничивании такой наноструктурированной магнитной пленки в ней образуется плотная решетка магнитных скирмионов, что было подтверждено методами Лоренцевой просвечивающей электронной микроскопии. Средняя плотность топологического заряда в системе достигала величины  $40 \mu\text{m}^{-2}$ . Измерения показали, величина ТЭХ пропорциональна плотности скирмионов в образцах и составляет  $\approx 0.4 \text{ нОм}\cdot\text{см}$  на скирмион/ $\mu\text{m}^2$

#### Финансирование

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант № 21-12-00271).

# Особенности плоскостной магнитной анизотропии и доменной структуры пленок FeNi, осажденных в вертикальном магнитном поле

А. В. Свалов\*, В. Е. Иванов, С. В. Андреев, В. Н. Лепаловский, А. А. Фещенко, Е. В. Кудюков, И. А. Макаровичин, Г. В. Курляндская

Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002  
\*andrey.svalov@urfu.ru

Пленки FeNi, осажденные в присутствии постоянного магнитного поля, ориентированного перпендикулярно плоскости подложки, обладали номинальной магнитной изотропностью в плоскости пленки. В образцах в виде круга диаметром 3 мм обнаружена вихреподобная магнитная структура, характеризующаясь размытыми доменными стенками.

## Введение

Тонкие магнитные пленки являются основным материалом для устройств спинтроники [1]. Для ряда приложений магнитная мягкость пленочных элементов – критический параметр. Одним из способов повышения магнитной мягкости является уменьшение магнитной анизотропии образцов. Это достигается как за счет геометрической формы объектов, так и путем дополнительных термомагнитных обработок [2]. Как правило, размер таких элементов находится в интервале от долей до десятков микрон. Тем не менее, существует интерес и к образцам миллиметровой шкалы [3]. В настоящей работе представлены результаты исследования связи условий приготовления и магнитных свойств тонких поликристаллических пленок пермаллоя.

## Методика эксперимента

Пленки Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub> толщиной 40 нм были осаждены на стеклянные подложки методом магнетронного распыления мишени в атмосфере аргона. Напыление велось через металлическую маску, что создавало возможность формировать образцы в виде круга диаметром 3 мм. Осаждение пленок происходило либо в отсутствие внешнего магнитного поля (образцы типа F1), либо в присутствии постоянного магнитного поля напряженностью 200 Э, ориентированного или в плоскости подложки (F2), или перпендикулярно плоскости подложки (F3). В последнем случае магнитное поле с перпендикулярной компонентой напряженностью 400 Э создавалось постоянным магнитом диаметром 1,2 мм. Исследования структуры пленочных образцов проводилось рентгенографическим методом с помощью дифрактометра Bruker D8 Advance и атомного силового микроскопа Ntegra Prima. Магнитные свойства образцов исследовались с помощью вибрационного магнитометра Lake Shore Cryotronics и магнитооптического микроскопа Keppa Evico.

Различные условия приготовления пленок не оказали заметного влияния на их структурные особенности. Кристаллическая структура всех образцов характеризовалась острой текстурой (111), средний размер кристаллитов составлял 10 нм. Среднеквадратичная амплитуда шероховатости поверхности  $R_{rms}$  для всех пленок FeNi не превышала 0,3 нм.

## Результаты и обсуждение

Установлено, что конфигурация магнитного поля во время осаждения пленок оказывает определяющее влияние на формирование особенностей наведенной магнитной анизотропии в плоскости образцов. В частности, пленки, осажденные в присутствии постоянного магнитного поля, ориентированного в плоскости подложки, ожидаемо обладали наведенной одноосной магнитной анизотропией (рис. 1, *a, b*). Осаждение пленок в присутствии перпендикулярного магнитного поля позволяет получать вихреподобное состояние магнитной структуры в миллиметровых объектах, характеризующееся слабо выраженной магнитной анизотропией и размытыми доменными стенками (рис. 1, *c, d*). Номинальная изотропность таких пленочных элементов подтверждается угловой зависимостью коэрцитивной силы (рис. 2).

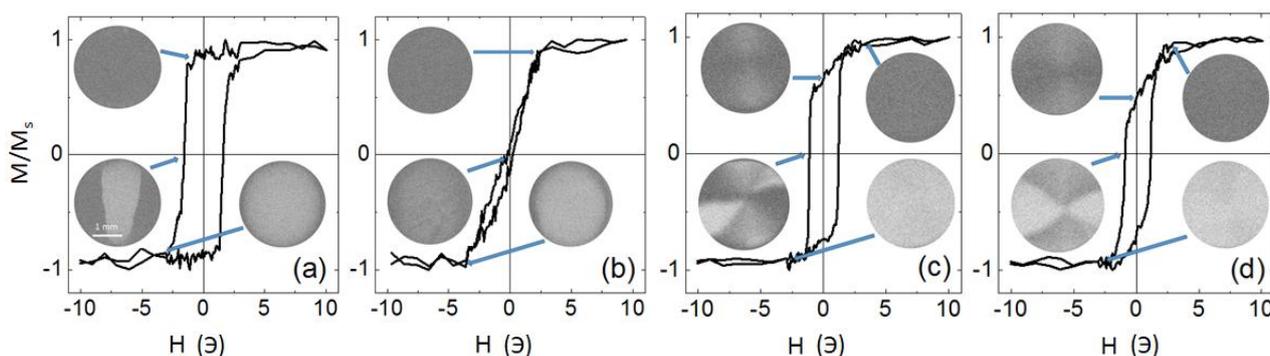


Рис. 1. Магнитооптические петли гистерезиса и соответствующие изображения магнитной доменной структуры, полученные в двух взаимно перпендикулярных направлениях для образцов F2 (*a, b*) и F3 (*c, d*)

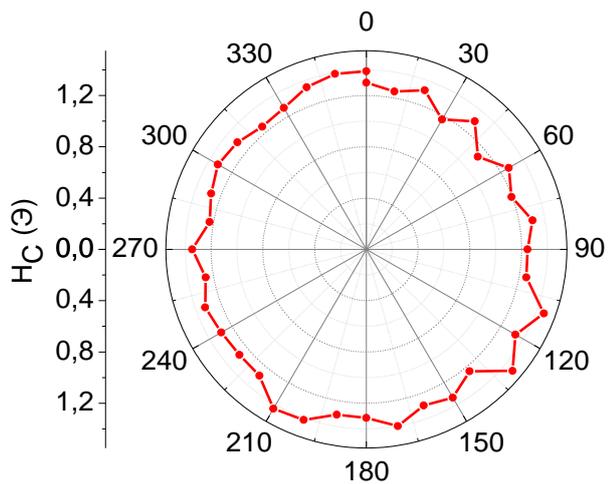


Рис. 2. Угловая зависимость коэрцитивной силы для пленочного элемента F3

Таким образом, показана возможность получения номинально изотропных пленок FeNi в присутствии не только вращающегося, но и постоянного магнитного поля определенной конфигурации.

#### Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 22-29-00980, <https://rscf.ru/project/22-29-00980/>

#### Литература

1. A. Hirohata, K. Yamada, Y. Nakatani *et al.* // J. Magn. Magn. Mater., **509**, 166711 (2020).
2. R. Schäfer // J. Magn. Magn. Mater., **215–216**, 652 (2000).
3. F. Magnus, R. Moubah, U. B. Arnalds *et al.* // Phys. Rev. B, **89**, 224420 (2014).

# Особенности распространения спиновых волн в каналах, полученных декорированием поверхности магнитных плёнок металлическими областями

В. К. Сахаров<sup>1,2,\*</sup>, Ю. В. Хивинцев<sup>1,2</sup>, А. С. Джумалиев<sup>1</sup>, М. Е. Селезнёв<sup>1</sup>,  
Ю. А. Филимонов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> СФирЭ им. В. А. Котельникова РАН, ул. Зелёная, 38, Саратов, 410019

<sup>2</sup> Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012

\* valentin@sakharov.info

Экспериментально исследовано прохождение поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в микроканалах, образованных декорированием поверхности плёнки железо-иттриевого граната областями из хрома и пермаллоя. Изучено влияние ширины каналов на дисперсионные зависимости и амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) коэффициента прохождения ПМСВ, в частности на эффект возникновения осцилляций в АЧХ, обусловленный пространственными резонансами на размерах металлических декораций.

## Введение

Использование спиновых волн (СВ) в качестве носителей информации является одним из возможных путей к созданию энергоэффективных устройств хранения, обработки и передачи информации [1, 2]. Необходимым шагом для реализации таких устройств является применение того или иного способа по формированию и управлению волновыми пучками СВ. Недавно была экспериментально продемонстрирована возможность формирования и управления волновыми пучками СВ в плёнке железо-иттриевого граната (YIG) с помощью декораций из ферромагнитного металла — никеля [3]. При этом с ростом приложенного магнитного поля в АЧХ коэффициента прохождения  $S_{12}(f)$  происходило образование глубоких провалов, связываемых с резонансами на размерах декораций. В данной работе исследуется прохождение СВ в плёнке ЖИГ с каналами в декорациях различной ширины, а также возможность формирования размерных осцилляций в АЧХ за счёт металлизации как магнитным, так и немагнитным металлом.

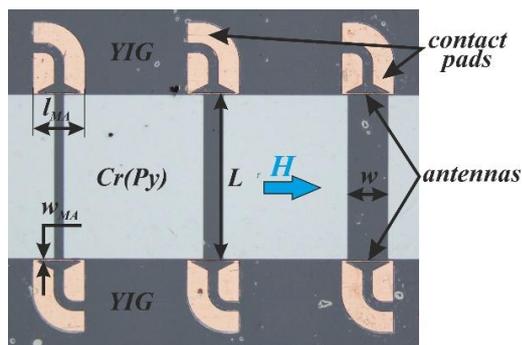


Рис. 1. Микрофотография некоторых исследуемых структур. Стрелкой показано направление внешнего поля

## Исследуемые структуры

В работе рассматривались структуры на основе плёнки YIG толщиной  $d = 6.5$  мкм и намагниченностью  $4\pi M = 1830$  Гс, на которой методами магнетронного распыления, фотолитографии и ионного травления были сформированы микроантенны (МА) с контактными площадками из меди, а также

области (декорации) из хрома (Cr) и пермаллоя (Py) — см. рис. 1. Длина МА составляла  $l_{MA} = 250$  мкм, ширина —  $w_{MA} = 8$  мкм, расстояние между возбуждающей и приёмной МА —  $L = 820$  мкм. Рассматривались структуры с шириной канала  $w$  из набора 0, 12, 24, 50, 100 и 200 мкм, а также структура без декораций («свободная» плёнка YIG). Внешнее магнитное поле было приложено вдоль МА, что соответствует случаю поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ).

## Результаты и обсуждение

Полученные кривые  $S_{12}(f)$  демонстрируют меньшие или равные потери на прохождение ПМСВ в каналах из Py при  $w=200$  мкм по сравнению со свободной плёнкой YIG (Рис. 2, а), в отличие от случая каналов в металлизации из Cr, которые приводят к большим потерям для всех значений  $w$  (Рис. 3, а), за исключением длинноволновой области при  $w = 200$  мкм. Для декораций как из Py, так и из Cr свойственен рост потерь на прохождение с уменьшением  $w$ , вследствие того, что только часть волнового пучка от возбуждающей МА попадает в канал, а остальное оказывается под металлизированными участками YIG, характеризующимися высокими потерями. В случае Py также растёт неоднородность поля в области канала, что показывает микромагнитное моделирование. Обращает на себя внимание отличие вида АЧХ для случаев Py и Cr: при  $w = 100$  и 200 мкм в структурах с Py прохождение значительно лучше в коротковолновой области зоны прохождения. Данные отличия обусловлены влиянием магнитной составляющей слоя Py — как показывает моделирование, в области канала эффективное поле оказывается выше приложенного, поэтому коротковолновые ПМСВ трансформируются по механизму Шлёмана [4] в более длинноволновые ПМСВ с большей групповой скоростью, а значит, с меньшими потерями на прохождение.

С ростом поля (при  $H \geq 550$  Э) происходит формирование осцилляций в кривых  $S_{12}(f)$  в структурах как из Py, так и из Cr, включая полностью металлизированную поверхность YIG ( $w = 0$ ) — см. рис. 2 и 3. При этом «глубина» данных осцилляций  $\Delta A$  растёт с уменьшением  $w$ , что отражает увеличение вклада от ПМСВ под металлизированными областями YIG. Частоты осцилляций в АЧХ соответствуют равномерному изменению волновых чисел на  $\Delta k \approx 75\text{--}78$  мкм между соседними

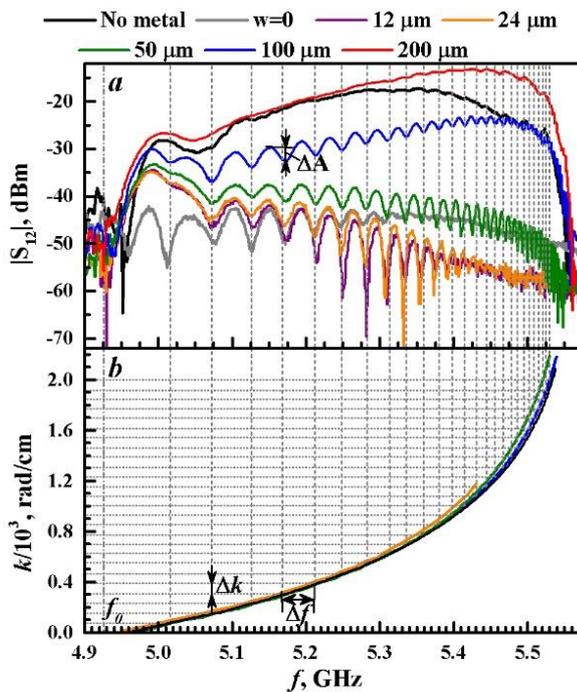


Рис. 2. АЧХ (a) и дисперсионные кривые (b) для структур на основе декораций из Ru при поле  $H=1077$  Э

провалами, что отвечает протяжённости металлизации между антеннами (800 мкм). Вследствие нелинейного характера дисперсии ПМСВ частотный интервал  $\Delta f$  между соседними провалами уменьшается с ростом частоты  $f$ . Для случая декораций из Сг с изменением  $w$  частотные положения осцилляций не изменяются, поскольку дисперсионные кривые совпадают для всех  $w$  (рис. 3, b). Однако для случая декораций из Ru влияние магнитной подсистемы приводит к загибу дисперсии с уменьшением  $w$ , т. е. дисперсии стремятся к случаю полностью покрытой магнитным металлом плёнки [3]. Это вызывает смещение частот осцилляций в длинноволновую область (рис. 2, b) с уменьшением  $w$ .

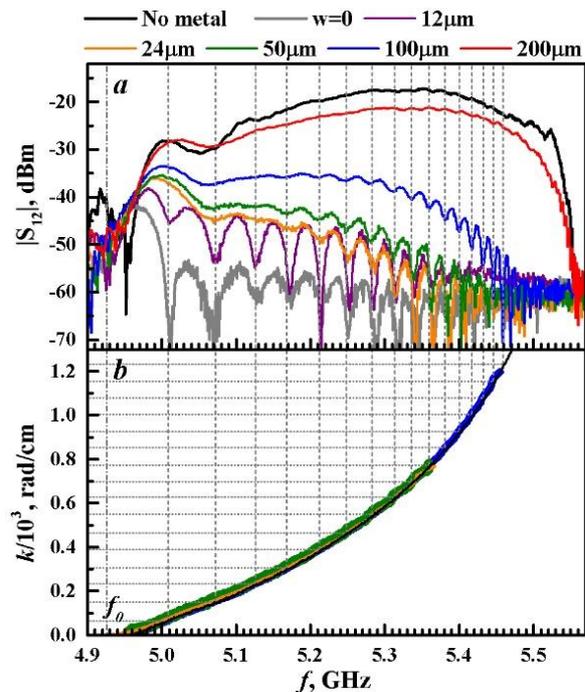


Рис. 3. АЧХ (a) и дисперсионные кривые (b) для структур на основе декораций из Сг при поле  $H=1077$  Э

#### Финансирование

Работа выполнена в рамках проекта РФФ № 22-22-00563.

#### Литература

1. V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov, D. Grundler. // J. Phys. D: Appl. Phys., **43**, 264001 (2010).
2. A. Kozhevnikov, F. Gertz, G. Dudko, Y. Filimonov, A. Khitun // Appl. Phys. Lett., **106**, 142409 (2015).
3. Ю. В. Хивинцев, Г. М. Дудко, В. К. Сахаров, Ю. В. Никулин, Ю. А. Филимонов // ФТТ, **61**, 1664 (2019).
4. E. Schlomann // J. Appl. Phys., **35**, 159 (1964).

# Измерение электронных потерь в микроструктурах ЖИГ/Pt с помощью обратного спинового эффекта Холла

Г. М. Дудко, А. В. Кожевников, В. К. Сахаров, М. Е. Селезнев\*, Ю. В. Хивинцев, Ю. В. Никулин, С. Л. Высоцкий, Ю. А. Филимонов

СФирЭ им. В. А. Котельникова РАН, ул. Зелёная, 38, Саратов, 410019  
\* mixanich94@mail.ru

В работе рассматривается подход к определению электронных потерь ПМСВ в микроструктурах ЖИГ/Pt с помощью обратного спинового эффекта Холла.

## Введение

Исследование эффектов распространения спиновых волн (СВ) и генерации ЭДС в структурах на основе пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ) и платины перспективно для разработки энергоэффективной элементной базы на принципах магнитной спинтроники [1]. В таких структурах при возбуждении СВ в результате спин-орбитального и обменного взаимодействий возникает спиновый ток через интерфейс ЖИГ-Pt, который приводит к генерации ЭДС в Pt за счет обратного спинового эффекта Холла (ОСЭХ). При этом считается [2], что величина ЭДС зависит от параметра спиновой смешанной проводимости  $g^{\uparrow\downarrow}$ . Для определения  $g^{\uparrow\downarrow}$  используют подход [2], основанный на выделении затухания СВ, обусловленного переходом спинового тока из пленки ЖИГ в Pt. С другой стороны, известно, что поля СВ могут наводить в металле СВЧ токи, которые также приводят к электронным потерям  $k_{эл}''$  [3]. В этой связи представляет интерес разработка подходов к измерению  $k_{эл}''$ , вносимых пленкой Pt, и методов разделения описанных выше вкладов.

## Методика, результаты, обсуждение

Для измерения  $k_{эл}''$ , вносимых Pt, можно использовать подход, смысл которого поясняет рис. 1, а. С контактов 3 и 4 к элементу Pt<sub>1</sub> снимается сигнал ЭДС при возбуждении СВ антеннами 1 или 2. При возбуждении СВ антенной 1 сигнал ЭДС  $U_1$  составит величину  $U_2 e^{-2k_{эл}''L}$ , где  $U_2$  — сигнал ЭДС, наводимый при возбуждении СВ антенной 2, а  $L$  — длина пленки Pt<sub>2</sub>. Тогда величину электронного декремента,

вносимого платиной, можно оценить с помощью выражения

$$\frac{1}{2L} \ln \left( \frac{U_2}{U_1} \right) = k_{эл}''.$$

Эксперименты выполнялись с макетами типа линии задержки поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) рис. 1, а. На поверхности ЖИГ методами магнетронного напыления, фотолитографии и ионного травления формировались две пленки Pt<sub>1</sub> и Pt<sub>2</sub>. К пленке Pt<sub>1</sub> изготавливались контакты 3 и 4 для измерения ЭДС. Структуры намагничивались в поле  $H$ , касательном к пленке ЖИГ и параллельно возбуждающим антеннам, что отвечало геометрии возбуждения ПМСВ. Измерения ЭДС осуществлялись селективным вольтметром.

На рис. 1, б, в и 2, а, б приведены результаты измерений для структур на основе пленок ЖИГ с  $d_1 \approx 11.8$  и  $d_2 \approx 3.9$  мкм, соответственно. В «толстых» пленках ЖИГ ( $d_1$ ) характер дисперсии ПМСВ близок к случаю дипольной ПМСВ, а сигнал ЭДС демонстрирует пики вблизи длинноволновой ( $f_0$ ) и коротковолновой ( $f_s$ ) границ спектра ПМСВ и существенно уменьшается на частотах  $f_0 < f < f_s$  (рис. 1, б). В случае возбуждения ПМСВ антенной 1 пик вблизи  $f_0$  оказывается больше в  $\approx 5.5$  раз по сравнению со значением для случая возбуждения ПМСВ антенной 2. Таким образом, определение  $k_{эл}''$  возможно только в коротковолновой области ПМСВ. При этом значения  $k_{эл}''$  из эксперимента отличались от значений из численного расчета в несколько раз (кривые 3 и 4 на рис. 1, в).

В «тонких» пленках ЖИГ ( $d_2$ ) на дисперсию влияет резонанс ПМСВ с обменными модами [4], который приводит к формированию дипольно-обменных резонансов, отвечающих сингулярностям

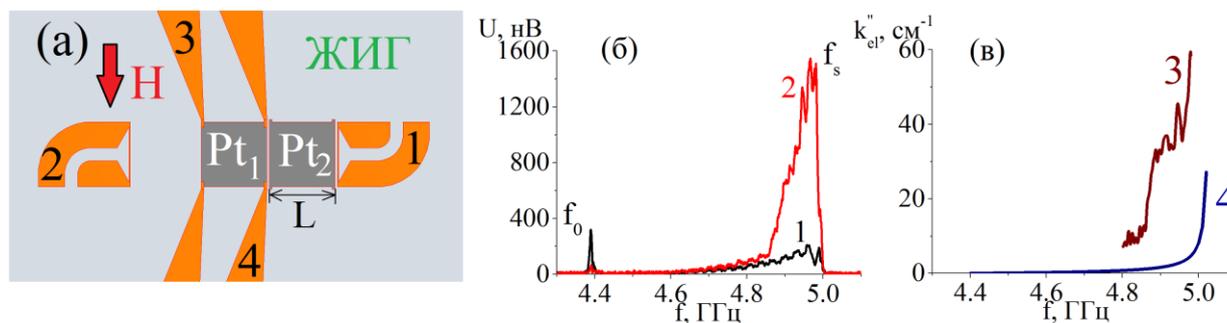
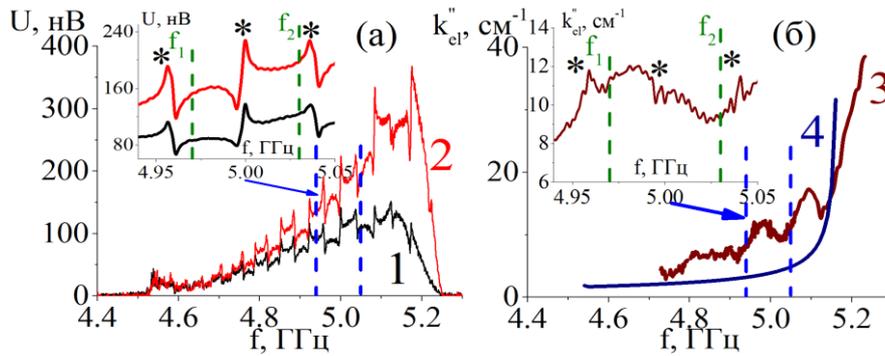


Рис. 1. Схематичное изображение микроструктур ЖИГ/Pt, где 1 и 2 — медные индукционные антенны, 3 и 4 — контакты для измерения генерируемой ЭДС  $U$  (а); частотные зависимости ЭДС (1 и 2), генерируемые при  $P_{in} = -3$  дБм и  $H = 939$  Э в структуре ЖИГ с  $d_1 = 11.8$  мкм для случаев возбуждения ПМСВ антеннами 1 и 2 соответственно (б); рассчитанные из эксперимента (3) и численно (4) электронные потери ПМСВ (в)



**Рис. 2** Частотные зависимости ЭДС (1 и 2), генерируемые при  $P_{in} = -3$  дБм и  $H = 939$  Э в структуре с пленкой ЖИГ с  $d_2 = 3.9$  мкм для случаев возбуждения ПМСВ антеннами 1 и 2 соответственно, на вставке показаны результаты на частотном диапазоне 4.94–5.05 ГГц (а); рассчитанные из эксперимента 3 и численно 4 электронные потери ПМСВ, на вставке показаны результаты на частотном диапазоне 4.94–5.05 ГГц; «\*» отмечены положения дипольно-обменных резонансов (б)

Ван Хоа в плотности состояний в спектре СВ в пленке ЖИГ, что приводит к усилению процессов электрон-магнитного рассеяния [5] и, как следствие, к резонансному росту величины генерируемой ЭДС [6]. В этом случае можно ожидать рост  $k_{эл}''$ . На рис. 2, а приведены результаты измерений ЭДС (кривые 1 и 2) вследствие возбуждения ПМСВ антеннами 1 и 2 в структуре ЖИГ ( $d_2$ ) мкм при уровне падающей мощности  $P_{in} = -3$  дБм и  $H = 939$  Э, а на рис. 2, б показаны рассчитанные с помощью измеренных ЭДС (кривая 3) и численно в дипольном приближении (кривая 4)  $k_{эл}''$  ПМСВ. Из рисунка видно, что характер зависимостей  $k_{эл}''(f)$  и  $U(f)$  совпадают не в полной мере. Если обратиться к вставкам на рис. 2, а, б, то можно увидеть, что значение  $U$  на частоте  $f_1 = 5.03$  ГГц больше, чем на частоте  $f_2 = 4.97$  ГГц, в то время как значение  $k_{эл}''$  наоборот, меньше. Также не выявлены особенности, связанные с дипольно-обменными резонансами, положения которых отмечены «\*» на вставках к рис. 2, а, б.

### Финансирование

Работа поддержана грантом РФФ № 22-19-00500.

### Литература

1. M. Althammer // Journal of Physics D: Applied Physics. В, **51**, 313001 (2018).
2. M. Weiler, M. Althammer, M. Schreier *et al.* // Phys. Rev. Let. В, **111**, 176601 (2013).
3. А. Г. Веселов, С. Л. Высоцкий, Ю. А. Филимонов и др. // РЭ. В, **30**, 2067 (1994).
4. T. Wolfram, R. E. De Wames // Journal of Applied Physics. В, **41**, 987 (1970).
5. A. Kapelrud, A. Brataas // Phys. Rev. В, **95**, 214413 (2017).
6. М. Е. Селезнев, Ю. А. Филимонов, Ю. В. Никулин и др. // ЖТФ. В, **91**, 1508 (2021).

# Композиционный материал на основе органического фоторезиста с инкорпорированным наноразмерным порошком $Mg(Fe_{0,5}Ga_{0,5})_2O_x$ для магнитной микроэлектроники

А. И. Серокурова<sup>1,\*</sup>, С. А. Шарко<sup>1</sup>, Н. Н. Новицкий<sup>1</sup>, В. А. Кецко<sup>2</sup>, А. И. Стогний<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Научно-практический центр Национальной академии наук Беларуси по материаловедению, ул. П. Бровки, 19, Минск, 220072, Беларусь

<sup>2</sup> Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН, Ленинский пр., 31, Москва, 119991, Россия serokurova@ifftp.bas-net.by

В работе получено двухкомпонентное магнитоэлектрическое покрытие на основе наноразмерного порошка  $Mg(Fe_{0,5}Ga_{0,5})_2O_x$ . Органическая матрица — стандартный фоторезист серии ФП-9120, в который равномерно инкорпорирован порошок  $Mg(Fe_{0,5}Ga_{0,5})_2O_x$  с учетом максимального сохранения свойств исходных компонентов. Полученное покрытие характеризуется высоким удельным сопротивлением ( $R > 100$  МОм/см) и стабильными магнитными свойствами, что позволяет применять их в СВЧ-области с малыми потерями. Материал также обладает термостабильностью магнитных и диэлектрических свойств в диапазоне температур от  $-25$  до  $+150$  °С и полностью сохраняет структуру шпинели.

## Введение

Актуальной остается проблема исследования физических свойств и возможность направленно их изменять для неоднородных функциональных магнитных материалов [1]. Структура, имеющая в составе компоненты с магнитным порядком, может вести себя как некий новый материал — обладать свойствами, не характерными для исходных материалов. Особенно интересно сочетание компонентов с противоположными качествами: металл и диэлектрик, органический и неорганический материал и т. п. В этом смысле сочетание слоев типа ферромагнитный материал-органический диэлектрик, не включающий металлических атомов, представляет безусловный научный интерес. Эти материалы и структуры объединяет их практическая значимость в качестве функциональных материалов для элементов нанoeлектроники, спинтроники и магнитной памяти. Следует отметить, что приближение к пределу миниатюризации магнитных устройств (парамагнитному пределу) возродило интерес к пространственно-неоднородным элементам [2, 3].

## Синтез покрытий

Наноразмерный порошок состава  $Mg(Fe_{0,5}Ga_{0,5})_2O_x$  (рис. 1) был получен пирогидролитическим методом синтеза. Для его получения готовили водные растворы, содержащие смесь нитратов магния квалификации («чда»), галлия (алюминия) («осч»), и железа («осч»), лимонную кислоту и нитрат аммония (квалификации «ч»). Необходимое соотношение смеси нитратов (окислителя) и лимонной кислоты (восстановителя) вычислялось на основании метода кислородного баланса [4], основанного на определении количества кислорода, требуемого для полного окисления компонентов, входящих в состав раствора.

Композиционный материал представляет собой стандартный фоторезист серии ФП-9120, в который равномерно инкорпорирован наноразмерный порошок  $Mg(Fe_{0,5}Ga_{0,5})_2O_x$  (до 25% весовых) с учетом максимального сохранения свойств исходных компонентов.

Покрытия получены на подложках кварца (рис. 2), Si, GaAs, YIG.

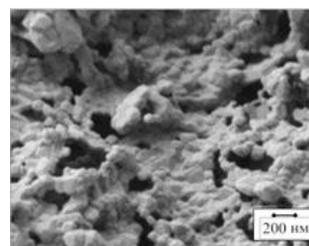


Рис. 1. РЭМ-фото порошка  $Mg(Fe_{0,5}Ga_{0,5})_2O_4$

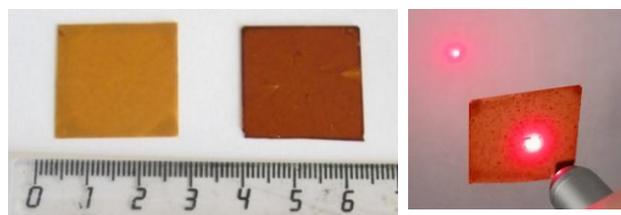


Рис. 2. Внешний вид (а) и оптическая прозрачность (б) полученного покрытия на кварце

*Основные процессы получения:* смешивание → центрифугирование → сушка → повторное нанесение.

Толщина парциального слоя ~ 0,2 мкм. Допустимо многослойное нанесение, обеспечивающее толщину покрытия от 0,2 до 4 мкм.

## Основные свойства

Полученные покрытия характеризуются высокой адгезией, гладкой поверхностью и сплошностью слоев от 0,2 до 4 мкм (рис. 2) и являются частично прозрачными в оптическом диапазоне излучений (рис. 2, б).

Сравнительный анализ рентгенограмм покрытия, содержащего  $Mg(Fe_{0,5}Ga_{0,5})_2O_x$ , с рентгенограммами объемных керамических образцов, показал, что кристаллическая фаза шпинели, которая характеризовалась пятью рефлексами на дифрактограмме:  $30,3^\circ$  [220],  $35,71^\circ$  [311],  $43,39^\circ$  [400],  $57,43^\circ$  [511] соответствует своему объемному аналогу (рис. 3).

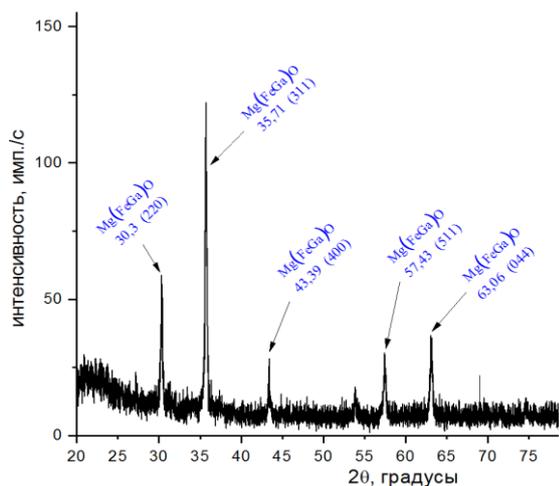


Рис. 3. Рентгенограмма структуры фоторезист/ $\text{Mg}(\text{Fe}_{0,5}\text{Ga}_{0,5})_2\text{O}_x$

Отсутствие рефлекса шпинели в области  $49,64^\circ$  [422], а также отличие относительной интенсивности пиков пленки от керамического аналога и размытие пиков в малоугловой области указывает на формирование несколько отличной текстуры, вызванной, вероятно, проявлением размерных эффектов.

Материал также обладает термостабильностью магнитных и диэлектрических свойств в диапазоне температур от  $-25$  до  $+150^\circ\text{C}$  и полностью сохраняет структуру шпинели и магнитные свойства (рис. 4). Совпадение кривых нагрева и охлаждения в разных циклах показывает отсутствие формирования примесных фаз в покрытии при высоких температурах.

Отдельно следует отметить технологичность синтеза данных материалов. Способ изготовления совместим со стандартными в микроэлектронике методами нанесения и последующей финишной обработки, включая формирование рельефа, травление и

удаление фоторезиста. Это дает возможность формирования 1D, 2D, 3D магнитных кристаллов и дискретных элементов МЭМС структур.

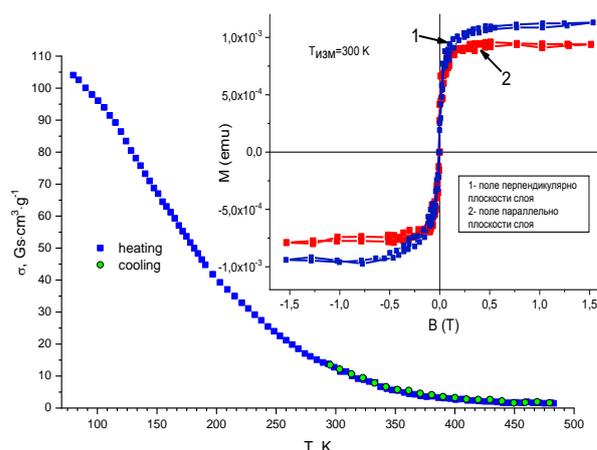


Рис. 4. Магнитные свойства покрытий на основе фоторезист/ $\text{Mg}(\text{Fe}_{0,5}\text{Ga}_{0,5})_2\text{O}_x$

### Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 23-43-10004 и грантов БФФИ № T23PHФ-010, № T22M-001.

### Литература

1. N. V. Vorob'eva // Solid State Phenomena. Vol. 168–169. P. 329–332 (2011).
2. В. Ф. Гантмахер. Москва : Физматлит, 2003. 175 с.
3. X. Jiang, E. Gerrit, W. Bauer *et al.* // Phys. Rev. B. 2010. V. 81, N. 21. 214418 (8 p.).
4. В. А. Кецко и др. Москва : Спутник, 2011. 93 с.

# Суперпарамагнетизм стекол, синтезированных на основе горных пород: экспериментальные данные и теоретическое моделирование

П. В. Харитонский<sup>1</sup>, Е. С. Сергиенко<sup>2</sup>, А. Ю. Ралин<sup>3,\*\*</sup>, Е. А. Сетров<sup>1,\*</sup>, Т. С. Шейдаев<sup>1</sup>,  
К. Г. Гареев<sup>1</sup>, Д. Д. Дубешко<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ», ул. Профессора Попова, 5, Санкт-Петербург, 197022

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., 7-9, Санкт-Петербург, 199034

<sup>3</sup> Дальневосточный федеральный университет, п. Аякс, 10, о. Русский, Владивосток, 690922

\* evgensetrov@gmail.com, \*\* ralin.ayu@dvfu.ru

Исследовались минеральный состав, петрографическая структура и магнитные свойства искусственных стекол, полученных путем высокотемпературного плавления смесей горных пород различного генезиса. При синтезе стекол использовались различные по длительности условия охлаждения и стеклования. При этом образуется смесь частиц различных размеров и, соответственно, в различных магнитных состояниях: от суперпарамагнитного до многодоменного. Судя по частотной зависимости магнитной восприимчивости, во многих образцах присутствует значительная доля суперпарамагнитных частиц. На основе двух моделей ансамбля магнитостатически взаимодействующих химически неоднородных двухфазных частиц проведены согласованные расчеты гистерезисных характеристик ряда стекол, в которых обнаруживается присутствие магнетита. Полученные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными.

## Материалы и методы

Исследовались структурно-фазовый, химический состав и магнитные свойства искусственных стекол, полученных путем высокотемпературного плавления смесей горных пород различного генезиса: вулканогенно-осадочные породы, кварцито-сланцы, псамит-алеврит-пелитовый комплексы. При синтезе стекол использовались различные по длительности условия охлаждения и стеклования.

Структурно-фазовый состав полученных искусственных стекол и исходных пород до плавления исследовался при помощи настольного порошкового дифрактометра Bruker D2 Phaser (Bruker, Германия), элементный состав — при помощи энергодисперсионного рентгенофлуоресцентного спектрометра EDX-8100P (Shimadzu, Япония).

Для магнитометрических экспериментов было выбрано 14 образцов из 20. Для них были получены частотно-полевые зависимости магнитной восприимчивости с использованием моста восприимчивости MFK-1FA (AGICO, Чехия), а также построены петли гистерезиса и кривые размагничивания остаточной намагниченности при максимальной индукции поля 1,8 Тл при комнатной температуре с использованием вибрационного магнитометра LakeShore 7410 (Lake Shore Cryotronics Inc., США).

## Экспериментальные результаты

Образцы искусственных стекол представлены рентгеноаморфной фазой с содержанием кристаллической фазы в незначительном количестве: кварц, кристобалит и магнетит. При плавлении и дальнейшем стекловании при длительном охлаждении расплава в ряде искусственных стекол образуется магнетит в количестве, измеримом методом порошковой рентгеновской дифрактометрии.

Искусственные стекла демонстрируют, как правило, низкую, но положительную начальную магнитную восприимчивость  $\chi$  в диапазоне  $(1,5\text{--}440,8) \cdot 10^{-7}$  ед. СИ. Все образцы можно разделить на две группы:

величина  $\chi$  которых меньше  $3 \cdot 10^{-7}$  ед. СИ и с магнитной восприимчивостью на 1–2 порядка больше. В ряде образцов, обладающих высокой магнитной восприимчивостью и содержащих магнетит, явно присутствуют в значительном количестве суперпарамагнитные зерна. Их наличие было подтверждено исследованием частотно-полевой зависимости  $\chi$  и высоким значением FD-фактора (frequency dependence) этих образцов [1].

При «быстром» охлаждении образующиеся магнитные частицы находятся в основном в суперпарамагнитном состоянии. При «медленном» — образуется смесь частиц различных размеров и, соответственно, в различных магнитных состояниях: от суперпарамагнитного до малодоменного. Как было показано в работе [2] для аналогичных стекол, более крупные частицы выходят на поверхность образца и подвергаются большему воздействию внешней среды. Менее окисленные мелкие частицы, в том числе суперпарамагнитные, в основном находятся внутри образца. Магнитные свойства образцов в целом обуславливаются ферримагнитной фазой, состоящей как из крупных химически неоднородных частиц, так и из мелких более однородных.

Для теоретического моделирования гистерезисных характеристик были выделены две группы образцов, содержащих магнетит и значительную суперпарамагнитную составляющую: 1) с относительно высоким и 2) с относительно низким значением остаточной намагниченности. В табл. 1 приведены гистерезисные параметры ( $M_s$  — намагниченность насыщения и  $M_{rs}$  — остаточная намагниченность насыщения,  $H_c$  — коэрцитивная сила и  $H_{cr}$  — коэрцитивная сила по остаточной намагниченности) и величины FD-фактора выбранных образцов.

## Теоретическое моделирование

В работах [1, 3] проводилась верификация теоретической модели однодоменных магнитостатически взаимодействующих ферримагнитных частиц с

Таблица 1. Гистерезисные параметры и значения FD-фактора искусственных стекол

Образец	$\mu_0 H_c$ , мТл	$\mu_0 H_{cr}$ , мТл	$M_s$ , А·м <sup>2</sup> /кг	$M_{rs}$ , А·м <sup>2</sup> /кг	$H_{cr}/H_c$	$M_{rs}/M_s$	FD
Sha f	18,5	33,9	4,598	1,2980	1,83	0,28	0,060
a30s10c5 f	12,0	134,0	0,702	0,1240	11,17	0,18	0,119
s10c30 f	0,6	2,7	1,385	0,0005	4,50	0,0004	0,074
a30c10 f	22,0	116,0	3,020	1,1500	5,27	0,38	0,011
a10c30 f	23,0	35,0	2,959	1,1400	1,52	0,39	0,020

эффективной спонтанной намагниченностью. Этот параметр позволяет феноменологически учитывать магнитную и химическую неоднородность частиц. В статье [4] для описания магнитных состояний химически неоднородных частиц применялась модель двухфазных частиц с учетом их магнитостатического взаимодействия. Это позволило рассчитать поля перемагничивания частиц и оценить гистерезисные характеристики образцов. В работе [5] продемонстрирована согласованная применимость двух указанных теоретических моделей.

Аналогичный подход был использован для моделирования гистерезисных характеристик синтезированных стекол, магнитные свойства которых представлены в табл. 1.

### Результаты и обсуждение

Проведенные исследования показали, что гистерезисные и магнитогранулометрические характеристики железосодержащей фазы определяются параметрами процесса стеклообразования, причем существенно зависят от состава шихты, способа и скорости охлаждения.

Согласованное моделирование на основе двух указанных теоретических моделей в предположении

логнормального распределения частиц по размерам позволило показать, что магнитные свойства образцов обусловлены наличием значительного количества суперпарамагнитных частиц (в основном нестехиометричный магнетит) и более крупных химически неоднородных частиц состава типа «магнетит–гематит». Показано, что использованный подход применим также к состоящим преимущественно из суперпарамагнитных частиц образцам, в которых остаточная намагниченность насыщения обеспечивается заблокированными за счет магнитостатического взаимодействия частицами.

### Литература

1. P. Kharitonskii, N. Bobrov, K. Gareev *et al.* // JMMM, **553**, 169279 (2022).
2. Е. С. Сергиенко, А. А. Костеров, С. Ю. Янсон и др. // Матер. Междунар. науч.-техн. конф. Минск, 2020.
3. P. Kharitonskii, S. Kirillova, K. Gareev *et al.* // IEEE Trans. Magn., **56**, 7200209 (2020).
4. P. Kharitonskii, N. Zolotov, S. Kirillova *et al.* // Chinese Journal of Physics, **78**, 271 (2022).
5. П. В. Харитонский, К. Г. Гареев, А. Ю. Ралин, Е. С. Сергиенко // ФММ. 2023. **124**, 1.

# Легкоконусное магнитное состояние в несмещенных магнитных туннельных переходах и его влияние на выпрямление переменного тока

А. Г. Буздаков<sup>1,2</sup>, П. Н. Скирдков<sup>2,3,\*</sup>, К. А. Звездин<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Московский физико-технический институт, Институтский пер., д. 9, Долгопрудный, 141701

<sup>2</sup> Новые спинтронные технологии, Большой бульвар, д. 30, стр. 1, Москва, 121205

<sup>3</sup> Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, д. 38, Москва, 119991

\* petr.skirdkov@gmail.com

Теоретически показана возможность образования магнитного состояния типа легкий конус, индуцированного магнито-статическим взаимодействием, в магнитных туннельных переходах (МТП). Методом микромагнитного моделирования рассмотрена зависимость равновесного угла выхода намагниченности из плоскости и микроволновая чувствительность для несмещенных туннельных переходов различной геометрии. Продемонстрирована рекордная чувствительность несмещенного МТП 4650 В/Вт. Построены фазовые диаграммы обобщенного случая, учитывающие ненулевые поле магнитостатики и анизотропию первого и второго порядка, изучено влияние конечных размеров структуры. Также изучено влияние мощности входного переменного сигнала на динамику намагниченности. Продемонстрирована возможность достижения как резонансного, так и широкополосного режимов выпрямления.

## Введение

Растущий интерес к сетям энергонезависимых наноструктур требует нового подхода к питанию и доставке энергии. Новый возможный способ решения данной проблемы — это сбор энергии из окружающих источников, таких как тепло или электромагнитное фоновое излучение. В этом контексте большой интерес вызывает магнитный туннельный переход (МТП), выполненный в форме наностолбика. МТП уже доказали свою перспективность в качестве ячеек памяти, наногенераторов и т. д. Недавние исследования показали, что эти устройства также способны преобразовывать высокочастотные токи в постоянное напряжение за счет спин-трансферного диодного эффекта (СТДЭ) [1], т. е. осуществлять выпрямление входного переменного сигнала.

Такие спин-трансферные диоды (СТД) с поперечной перпендикулярной магнитной анизотропией (ППМА) в свободном слое демонстрируют выдающиеся характеристики выпрямления микроволнового сигнала [2, 3]. Большие значения чувствительности в таких системах обычно связаны с легкоконусным магнитным состоянием, в котором намагниченность в свободном слое наклонена от нормали к плоскости пленки на некоторый угол. Другим достоинством СТД с перпендикулярной анизотропией является возможность работы как в резонансном, так и в широкополосном режиме [4, 5].

## Метод расчета

Микромагнитное моделирование МТП проводилось путем численного интегрирования уравнения ЛЛГС на базе конечно-разностного кода SpinPM, основанного на методе Рунге — Кутты четвертого порядка точности с адаптивным контролем шага по времени. Использовалась пространственная сетка  $2,5 \times 2,5 \times c \text{ nm}^3$ , где  $c$  — толщина соответствующего слоя. Была выполнена серия симуляций полной структуры МТП, включающей в себя как свободный слой, так и синтетический антиферромагнетик (САФ), с динамическим расчетом полного магнито-статического взаимодействия и эффекта переноса

спина во всех слоях. Затем за счет усреднения распределений намагниченности рассчитывались значения выпрямленного напряжения и микроволновой чувствительности.

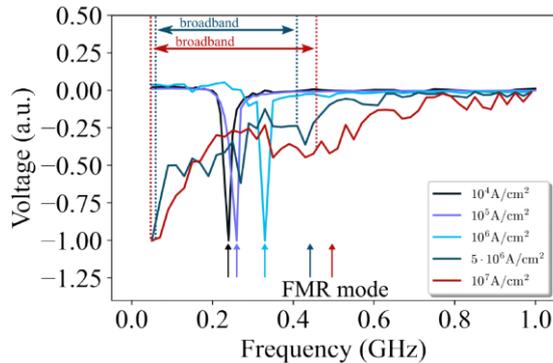
## Результаты

Методом микромагнитного моделирования было продемонстрировано образование углового магнитного состояния в свободном слое магнитного туннельного перехода с перпендикулярной анизотропией первого порядка, вызванное магнито-статическим взаимодействием [6]. Была изучена зависимость угла выхода намагниченности из плоскости от константы анизотропии первого порядка, а также описано ее влияние на микроволновую чувствительность спинового диода. На основе этого сформулирован метод подстройки оптимального состояния за счет правильного подбора формы и толщины свободного слоя. Для рассматриваемой системы была изучена зависимость выпрямления от мощности входного сигнала. Результаты моделирования показывают, что МТП с типичными на сегодняшний день параметрами при правильном подборе анизотропии может демонстрировать пассивную чувствительность порядка 1100 В/Вт или даже 4650 В/Вт после согласования, что превосходит все существующие решения, в том числе и полупроводниковые.

Также теоретически изучена фазовая диаграмма существования легкоконусного состояния в бесконечном свободном слое МТП с учетом как ППМА (первого и второго порядка), так и межслоевого магнито-статического взаимодействия [7]. Было показано, что увеличение магнито-статического поля приводит к расширению области существования легкоконусного состояния. Более того, в присутствии магнито-статического поля существование легкоконусного состояния возможно не только в случае отрицательного эффективного поля анизотропии первого рода, но и в случае его положительного значения.

Затем было рассмотрено влияние конечных размеров в случае двух различных пространственно ориентированных эллиптических наностолбиков МТП на полученные фазовые диаграммы (у одного большая

полуось направлена вдоль магнитостатического поля, тогда как у другой малая полуось направлена вдоль магнитостатического поля). Также были рассмотрены динамические свойства и выпрямление двух эллиптических МТП под действием СВЧ-тока в линейном приближении. Для подтверждения полученных аналитических зависимостей было проведено микромагнитное моделирование для двух характерных точек на фазовых диаграммах, которое показало хорошее соответствие полученным аналитическим результатам.



**Рис. 1.** Пример результатов микромагнитного моделирования с переходом от резонансного к широкополосному режиму при превышении порога

Наконец, теоретически и численно было проанализировано влияние геометрии поперечного сечения, магнитостатического поля от других магнитных слоев, действующих на свободный слой, и подводимой мощности переменного тока на свойства выпрямления. При нулевом магнитостатическом поле эффективность выпрямления максимальна для МТП круглой формы, а при ненулевом поле этот максимум

смещается в сторону более эллиптических сечений. Было показано, что в таких МТП возможны как узкополосные, так и широкополосные режимы работы. При этом переход к широкополосному режиму осуществляется при превышении некоторого порога по мощности (току).

Наши результаты подтверждают, что СТД с перпендикулярной анизотропией является отличным кандидатом для реальных приложений, где необходимо эффективно сочетать узкополосный и широкополосный режимы работы и высокую чувствительность.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке РФФ № 19-12-00432.

## Литература

1. A. A. Tulapurkar, Y. Suzuki, A. Fukushima *et al.* // *Nature*, **438**, 339–342 (2005).
2. B. Fang, M. Carpentieri, X. Hao, X. *et al.* // *Nature Communications*, **7**, 11259 (2016).
3. L. Zhang, B. Fang, J. Cai *et al.* // *Applied Physics Letters*, **113**, 102401 (2018).
4. O. V. Prokopenko, I. N. Krivorotov, E. Bankowski *et al.* // *Journal of Applied Physics*, **111**, 123904 (2012).
5. B. Fang, M. Carpentieri, S. Louis *et al.* // *Physical Review Applied*, **11**, 014022 (2019).
6. A. G. Buzdakov, P. N. Skirdkov, K. A. Zvezdin // *Physical Review Applied*, **15**, 054047 (2021).
7. A. G. Buzdakov, P. N. Skirdkov, K. A. Zvezdin // *Journal of Physics D: Applied Physics*, **55**, 115001 (2022).

# Гиротропные колебания магнитных вихрей в двух взаимодействующих ферромагнитных дисках

Е. В. Скороходов<sup>1,\*</sup>, Д. А. Татарский<sup>1,2</sup>, Р. В. Горев<sup>1</sup>, В. Л. Миронов<sup>1</sup>, А. А. Фраерман<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

<sup>2</sup> Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д.23, Нижний Новгород, 603950

\* evgeny@ipmras.ru

Представлены результаты экспериментальных исследований и численного моделирования гиротропного движения вихревых распределений намагниченности в двух взаимодействующих ферромагнитных дисках. Методом магнитно-резонансной силовой спектроскопии изучена зависимость резонансной частоты коллективной гиротропной моды колебаний вихрей от расстояния между центрами дисков. Из данной зависимости на основе решений уравнения Тия получена оценка энергии взаимодействия магнитных вихрей в зависимости от расстояния между дисками.

## Введение

Методы, основанные на явлении ферромагнитного резонанса (ФМР), являются одними из самых эффективных для определения множества параметров в сложных магнитных системах (намагниченность насыщения, константа анизотропии и пр.). Интерес также представляют взаимодействующие ферромагнитные наночастицы квадратной, круглой и эллиптической форм, в которых может быть реализовано вихревое распределение намагниченности. Низкочастотные возбуждения в магнитных вихрях имеют большие перспективы для использования в вихревых спин-трансферных наносцилляторах (СТНО) [1]. Однако для получения достаточной мощности СВЧ-излучения нужно синхронизировать несколько СТНО. Синхронизация достигается за счет различных взаимодействий — магнитоэлектронного, обменного. Для изучения энергии взаимодействия системы магнитных вихрей одним из самых удобных инструментов является магнитно-резонансная силовая микроскопия (МРСМ) [2]. Данный метод основан на магнитоэлектронном взаимодействии магнитного зонда сканирующего зондового микроскопа с прецессирующей под действием СВЧ-накачки намагниченностью ферромагнитной частицы. МРСМ является высокочувствительным методом, позволяющим изучать спектры ФМР у отдельных частиц в нулевом магнитном поле и не требующим изготовления больших массивов паттернированных структур.

В данной работе представлены результаты МРСМ-исследований и численного моделирования частотной зависимости обменно-связанных магнитных вихрей от величины перекрытия. В рамках аналитической модели проведена оценка энергии взаимодействия между магнитными вихрями.

## Результаты и обсуждение

Массив перекрывающихся дисков с разной степенью перекрытия был изготовлен на тонкой стеклянной подложке методами электронной литографии и ионного травления из пленки пермаллоя толщиной 40 нм. Перекрытие определяется в процентах от радиуса одиночного диска. Радиус дисков составлял 550 нм (рис. 1).

Контроль магнитных состояний осуществлялся с помощью магнитно-силового микроскопа. Для МРСМ-исследований в качестве зондового датчика

использовались кантилеверы с жесткостью 0.05 Н/м и резонансной частотой 23 кГц. На фронтальную грань пирамиды наносилась пленка Со (толщиной 100 нм). Измерения проводились в вакууме (давление остаточных газов  $10^{-3}$  Торр), при этом добротность кантилевера составляла  $\sim 1000$ .

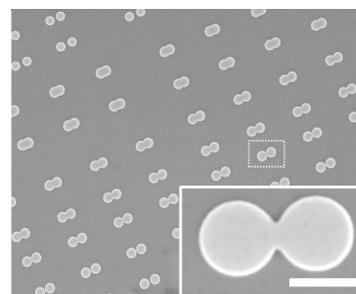


Рис. 1. Изображение в сканирующем электронном микроскопе массива перекрывающихся ферромагнитных дисков. Размер масштабной метки 1 мкм

Магнитные состояния и резонансные свойства обменно-связанных дисков численно моделировалось в пакете MuMax3, работа которого основана на численном решении уравнения Ландау — Лифшица. В расчетах использовались следующие материальные параметры пермаллоя: намагниченность в насыщении  $M_s = 900$  Гс, обменная константа  $J = 13 \cdot 10^{-7}$  эрг/см, константа анизотропии  $K = 0$ , параметр затухания  $\alpha = 0.01$  и гиромагнитное отношение  $\gamma/2\pi = 2.95$  ГГц/кЭ.

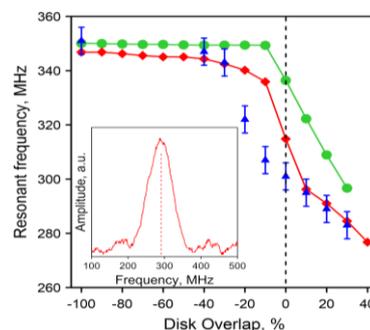


Рис. 2. Экспериментальная и модельные зависимости резонансной частоты системы двух взаимодействующих магнитных вихрей от расстояния между центрами дисков. МРСМ-данные представлены треугольниками. На вставке показан экспериментальный МРСМ-спектр для дисков с перекрытием  $\nu = 20\%$ . Численно рассчитанные значения резонансных частот показаны ромбами, значения парциальных частот показаны кружками

На рис. 2 представлены результаты МРСМ-измерений (треугольники) и численного моделирования (ромбы) резонансной частоты гиротропной моды колебаний вихрей в зависимости от степени перекрытия дисков. На вставке, в качестве примера, приведен экспериментальный МРСМ-спектр для дисков с перекрытием  $\nu = 20\%$ . Из рис. 2 видно, что резонансная частота гирации существенно уменьшается при сближении дисков, что является результатом как усиления дипольного взаимодействия, так и включения обменного взаимодействия между вихрями. Модельная зависимость имеет перегиб в точке касания дисков, где в энергии взаимодействия между вихрями появляется обменная составляющая. На экспериментальной зависимости перегиб наблюдается в точке с перекрытием  $\nu = -20\%$ . Это связано с тем, что при изготовлении образцов из-за литографического «эффекта близости» остается перемычка между дисками даже при отрицательных перекрытиях. В рамках простой аналитической модели, в которой вихри считаются линейными осцилляторами, энергию системы можно записать в следующем виде:

$$W = \frac{1}{2} \kappa_1 \bar{X}_1^2 + \frac{1}{2} \kappa_2 \bar{X}_2^2 + \mu (\bar{X}_1 \bar{X}_2), \quad (1)$$

где  $\kappa_1, \kappa_2$  — коэффициенты «жесткости» каждого из вихрей;  $\mu$  — коэффициент связи между вихрями. Для одинаковых дисков выражение для резонансной частоты гиротропной моды имеет вид

$$\omega_{res} = \frac{\kappa}{G} \pm \frac{\mu}{G}. \quad (2)$$

В формуле (2) первое слагаемое является парциальной частотой  $\omega_{part} = \kappa / G$ . На рис. 2 зависимость парциальной частоты от перекрытия показана кружками. Разница между парциальной частотой и резонансной (нормальной) частотой определяет коэффициент связи  $\mu$ . Для перекрытия  $10\%$  коэффициент связи достигает значения  $\mu \approx 0,25 \text{ erg/cm}^2$  [3].

Таким образом, методами МРСМ и численного моделирования исследовано влияние обменного взаимодействия на резонансные свойства системы двух взаимодействующих магнитных вихрей. В рамках простой аналитической модели получена оценка энергии взаимодействия между вихрями, которая показывает, что обменное взаимодействие при перекрытии дисков существенно увеличивает энергию связи вихрей, что можно использовать для фазовой синхронизации вихревых СТНО.

### Финансирование

*Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 21-12-00271).*

### Литература

1. V. S. Pribiag, I. N. Krivorotov, G. D. Fuchs et al., // Nat. Phys., 3, 498 (2007).
2. J. A. Sidles // Appl. Phys. Lett., 58, 2854 (1991).
3. Е. В. Скороходов, Д. А. Татарский, Р. В. Горев, В. Л. Миронов, А. А. Фраерман // Письма в ЖЭТФ, 2023, т. 117, вып. 2, с. 165–170.

# Нагрев магнитных порошков в режиме ферромагнитного резонанса на частоте 8,9 ГГц

С. В. Столяр<sup>1,2,\*</sup>, О. А. Ли<sup>1,2</sup>, Е. Д. Николаева<sup>1</sup>, Н. М. Боев<sup>3</sup>, А. М. Воротынов<sup>3</sup>, Д. А. Великанов<sup>3</sup>, Р. С. Исхаков<sup>3</sup>, В. Ф. Пьянков<sup>1</sup>, Ю. В. Князев<sup>3</sup>, О. А. Баюков<sup>3</sup>, А. О. Шохрина<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ФИЦ КНЦ СО РАН, ул. Академгородок, 50, Красноярск, 660036

<sup>2</sup> СФУ, пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041

<sup>3</sup> ИФ СО РАН, ул. Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036

\* stol@iph.krasn.ru

В данной работе методом химического осаждения получены наночастицы никелевого феррита размером 4 нм. Последующий отжиг при  $T = 700$  °С в течении 5 часов привел к увеличению размера частиц до 63 нм. Измерены спектры мёссбауэровской спектроскопии, частотно-полевые зависимости ферромагнитного резонанса (ФМР). Показано, что свежеприготовленные порошки являются суперпарамагнитными при комнатной температуре. Измерены кинетические зависимости нагрева наночастиц в режиме ФМР на частоте 8,9 ГГц. Обнаружено, что максимальная скорость возрастания температуры для ферромагнитного порошка на порядок больше, чем для суперпарамагнитного состояния (1,2 К/с и 0,13 К/с соответственно).

## Введение

Явление ферромагнитного резонанса (ФМР) обусловлено резонансным поглощением энергии сверхвысокочастотного электромагнитного поля (СВЧ) при совпадении частоты СВЧ и частоты прецессии вектора намагниченности  $M$  вокруг направления внешнего магнитного поля  $H$ . Удельная поглощаемая мощность, определяется выражением  $P = \omega\chi h^2$ , где  $\omega$  — частота СВЧ,  $\chi$  — мнимая часть восприимчивости в условиях резонанса,  $h$  — амплитуда магнитной составляющей СВЧ поля [1]. В условиях резонанса регистрируется увеличение температуры магнетиков [2–4], что может найти различные технические приложения [2]. Предлагаемая работа посвящена изучению нагрева в режиме ФМР магнитных порошков феррита никеля.

## Методика эксперимента

Наночастицы феррита никеля были получены методом химического осаждения с последующим пятичасовым отжигом при температуре 700 °С [4]. Структурные исследования были выполнены на электронном микроскопе Hitachi HT7700. Мёссбауэровские спектры получены на спектрометре МС-1104Ем в геометрии пропускания с радиоактивным источником  $\text{Co}^{57}(\text{Rh})$ . Измерение температуры наночастиц производилось с помощью термопары Т-типа, электроды которой изготовлены из меди и константана на ЭПР спектрометре SE/X-2544 (Radiopan) на частоте 8,9 ГГц. Частотно-полевые зависимости изготовленных порошков изучались на широкополосном спектрометре ферромагнитного резонанса при температуре 300 К.

## Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены изображения частиц, полученные на электронном микроскопе. До отжига (рис. 1, *b*) частицы имели сферическую форму, средний размер частиц составил 4 нм. После отжига (рис. 1, *e*) размер частиц значительно увеличился и составил 63 нм.

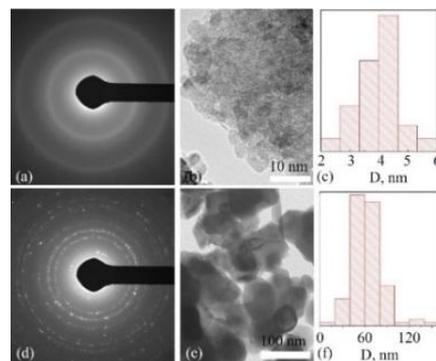


Рис. 1. Микрофотография, дифракция, распределение по размерам частиц никелевого феррита *a, b, c* — свежеприготовленные порошки; *d, e, f* — после отжига

Мёссбауэровский спектр исходных порошков представляет собой квадрупольный дублет в результате явления суперпарамагнетизма. Спектр отожжённого образца характеризуется секстетом, что указывает на магнитоупорядоченное состояние магнитных моментов железа. Это достигается увеличением размера наночастиц.

На рис. 2 представлено распределение спектров поглощения СВЧ-энергии исследуемых порошков.

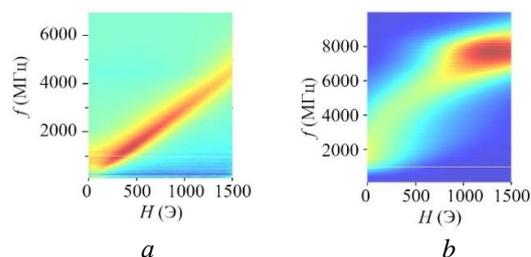
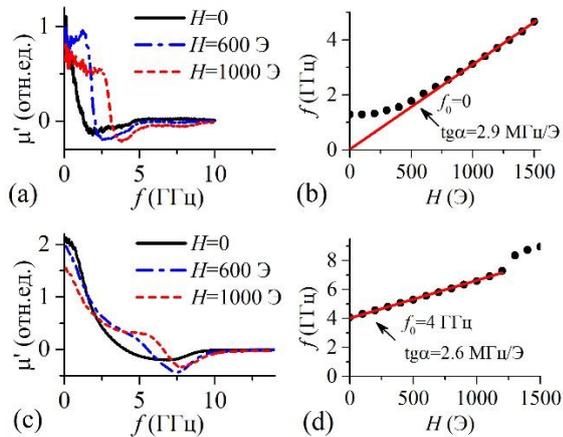


Рис. 2. Спектры поглощения энергии при ФМР исходных порошков (*a*) и после отжига (*b*)

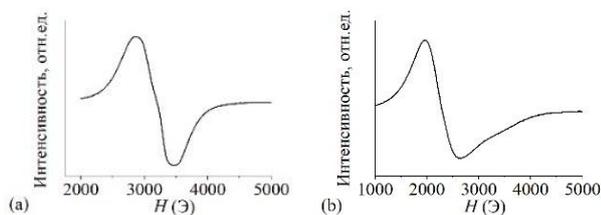
На рис. 3 представлены частотные зависимости действительной составляющей магнитной проницаемости  $\mu'$  при трех различных значениях  $H$ , а также зависимости резонансной частоты от внешнего поля  $H$ , определяемой по действительной составляющей магнитной проницаемости  $\mu'$ . Аппроксимация

зависимости линейной функцией  $f(H) = f_0 + (\gamma H)/2\pi$  позволяет оценить величину щели на частотно-полевой зависимости  $f_0$ , а также величину гиромагнитного отношения  $\gamma$ . Для свежеприготовленных порошков  $f_0 = 0$  (суперпарамагнитное состояние)  $\gamma = 1.84$ . После термообработки порошков никелевого феррита  $f_0 \approx 4$  ГГц,  $\gamma = 1.64$ .



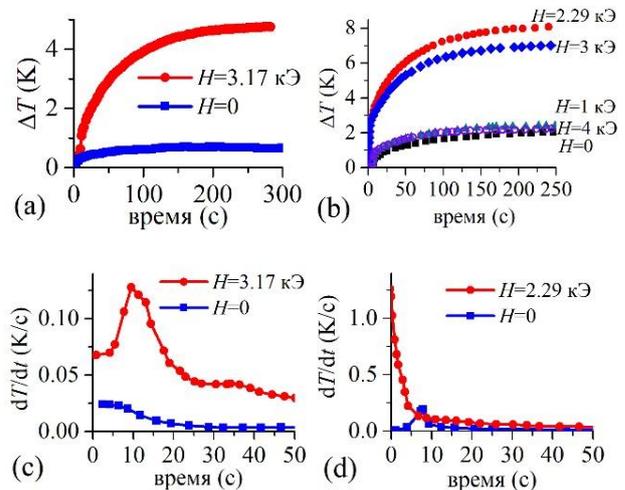
**Рис. 3.** Частотные зависимости действительной части комплексной магнитной проницаемости  $\mu'$  и зависимость резонансной частоты от внешнего поля  $H$  для исходного (а, с) и отожженного (b, d) образцов

На рис. 4 приведены кривые ФМР, измеренные при частоте 8.9 ГГц.



**Рис. 4.** Спектры ФМР ( $f = 8,9$  ГГц) исходных порошков (а) и после отжига (b)

На рис. 5 представлены кинетические кривые изменения температуры порошков при СВЧ-накачке в постоянном поле напряженностью  $H$ . Наибольший нагрев наблюдался в резонансном поле и составил для исходных порошков  $\Delta T_{max} = 5$  К, после отжига  $\Delta T_{max} = 8$  К. В резонансном поле скорости нагрева отличаются на порядок (0,13 К/с и 1,2 К/с соответственно).



**Рис. 5.** Зависимости приращения температуры и скорости нагрева от времени для исходного никелевого феррита (а, с) и после отжига (b, d)

### Литература

1. Ферромагнитный резонанс ; под. ред. С. В. Вонсовского. Москва : Физматлит, 1961. 343 с.
2. N. Yoshikawa, T. Kato // J. Phys. D. Appl. Phys., **43**, 425403 (2010).
3. J.-H. Lee, Y. Kim, S.-K. Kim // Sci. Rep., **12**, 5232 (2022.)
4. С. В. Столяр, О. А. Ли, Е. Д. Николаева и др. // ФММ, 2023, 124, № 2.

# Халдейновские цепочки $S = 1$ в сверхсильном магнитном поле

А. И. Быков<sup>1</sup>, Е. А. Бычкова<sup>1</sup>, А. Н. Васильев<sup>2</sup>, С. В. Галанова<sup>1</sup>, Р. В. Козабаранов<sup>1</sup>,  
А. С. Коршунов<sup>1</sup>, Ю. Б. Кудасов<sup>1,3</sup>, И. В. Макаров<sup>1</sup>, Д. А. Маслов<sup>1,3</sup>, М. П. Монахов<sup>1</sup>,  
В. В. Платонов<sup>1,3</sup>, П. Б. Репин<sup>1</sup>, В. Д. Селемир<sup>1</sup>, И. С. Стрелков<sup>1,\*</sup>, О. М. Сурдин<sup>1,3</sup>,  
А. В. Филиппов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Российский федеральный ядерный центр — ВНИИЭФ, Саров, 607188

<sup>2</sup> Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, 119991

<sup>3</sup> Саровский физико-технический институт НИЯУ МИФИ, Саров, 607186

\* strelok64820@mail.ru

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 450 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. Выполняется сравнение результатов экспериментов, проведенных в 2022 году, с прошлогодними результатами.

## 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 магнитокумулятивный генератор МК-1 [3] с пиковым значением магнитной индукции  $\sim 450$  Тл. По сравнению с серией экспериментов, проведенных в 2021 году [4], в целях улучшения качества осциллограмм не использовался каскад генератора МК-1, а также была усовершенствована процедура отбора компенсационных датчиков измерения намагниченности (уменьшена площадь раскомпенсации). 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. Измерительный шток (вид сбоку) и изображение компенсационных датчиков

Измерение намагниченности исследуемых образцов осуществлялось компенсационным и индукционным методами [5]. На рис. 1 показан измерительный шток, на котором располагались четыре компенсационных датчика и три датчика измерения магнитного поля. Компенсационные датчики состояли из двух одинаковых катушек со встречной намоткой по отношению к внешнему магнитному полю. 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 представлены сигнал компенсационного датчика с  $Gd_2BaNiO_5$  и фоновая составляющая сигнала за счёт раскомпенсации датчика.

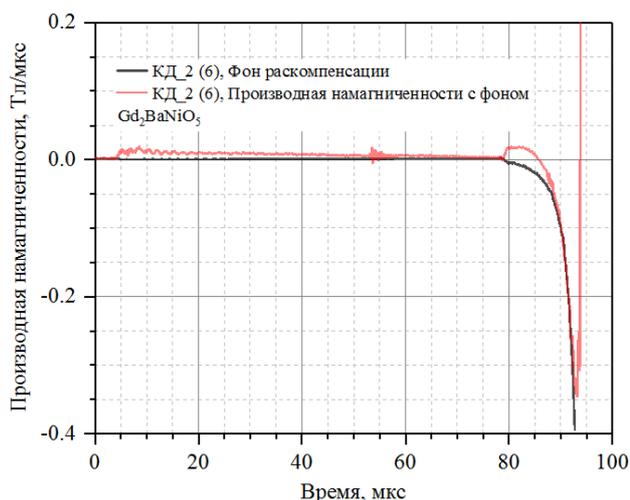


Рис. 2. Производная намагниченности  $Gd_2BaNiO_5$  (красная линия) и фоновый сигнал (синяя линия)

После 91 мкс наблюдается совпадение производной намагниченности с фоновым сигналом. Последний факт может быть обусловлен насыщением отдельной магнитной подсистемы (Gd) или всего материала.

На рис. 3 представлена кривая намагничивания  $Gd_2BaNiO_5$ . Полученные результаты согласуются с экспериментальными данными [6] в магнитных полях до 14 Тл.

#### Финансирование

Работы проводились в рамках научной программы Национального центра физики и математики.

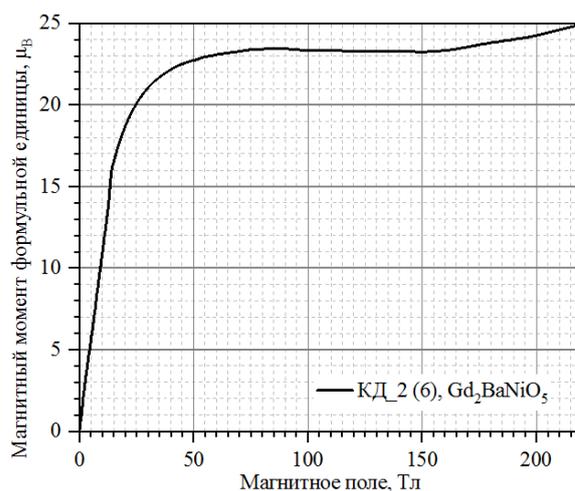


Рис. 3. Кривая намагничивания  $Gd_2BaNiO_5$

#### 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. А. И. Быков и др. // Материалы XXVI международного симпозиума «Нанопизика и наноэлектроника». Том 1, С. 193 (2022).
5. S. Takeyama et al. // J. Phys. E. V. 21, p. 1025–1028 (1988).
6. M. Y. Ruan et al. // J.Appl. Phys. Lett., V. 111, p. 122403 (2017).

# Измерение намагниченности группы ферритмагнетиков $R_2Fe_{14}B$ в сверхсильном магнитном поле

А. И. Быков<sup>1</sup>, Е. А. Бычкова<sup>1</sup>, С. В. Галанова<sup>1</sup>, Р. В. Козабаранов<sup>1,4</sup>, А. С. Коршунов<sup>1</sup>, Н. В. Костюченко<sup>2</sup>, Ю. Б. Кудасов<sup>1,4</sup>, И. В. Макаров<sup>1</sup>, Д. А. Маслов<sup>1,4</sup>, М. П. Монахов<sup>1</sup>, В. В. Платонов<sup>1,4</sup>, П. Б. Репин<sup>1</sup>, В. Д. Селемир<sup>1</sup>, И. С. Стрелков<sup>1</sup>, О. М. Сурдин<sup>1,4,\*</sup>, И. С. Терёшина<sup>3</sup>, А. В. Филиппов<sup>1</sup>, А. К. Звездин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Российский федеральный ядерный центр — ВНИИЭФ, Саров, 607188

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, 141701

<sup>3</sup> Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, 119991

<sup>4</sup> Саровский физико-технический институт НИЯУ МИФИ, Саров, 607186

\* mossom1@rambler.ru

Представлены результаты измерения кривых намагничивания ферритмагнетиков  $R_2Fe_{14}B$  ( $R = Dy, Nd$ ) в сверхсильных магнитных полях до 400 Тл при температуре жидкого гелия. Обсуждаются наблюдаемые скачки намагниченности и влияние редкоземельных ионов на критические поля фазовых переходов.

## Введение

Широко известные редкоземельные интерметаллиды на основе Nd-Fe-B магнитов представляют большой интерес для создания электронных устройств, двигателей и ветряных турбин благодаря своим выдающимся магнитным свойствам, в том числе таким, как высокая коэрцитивность и большой максимальный энергетический продукт.  $R_2Fe_{14}B$  — это ферритмагнетики со сложной магнитной структурой ( $R$  — редкоземельный элемент). Активно ведется поиск новых перспективных составов с комплексом заранее заданных функциональных свойств на их основе путем замещения (как в подрешетках  $R$ , так и  $Fe$ ) и легирования легкими атомами внедрения (водородом, азотом и углеродом) [1].

Анализ поведения намагниченности во внешнем магнитном поле дает информацию о магнитной природе материалов. Процесс намагничивания до состояния насыщения соединений с тяжелыми редкоземельными элементами может наблюдаться только в сверхсильных магнитных полях (свыше 100 Тл). В качестве источника таких полей нами использовался магнитокумулятивный генератор МК-1.

## Исследованные образцы и методика эксперимента

В работе исследовались редкоземельные интерметаллиды  $(Nd_{0,5}Dy_{0,5})_2Fe_{14}B$  и  $Dy_2Fe_{14}B$  в виде порошков. Для исключения диамагнитного отклика за счёт индукционных токов в диапазоне с большими производными магнитного поля ( $10 \div 100$  Тл/мкс) данные порошки помещались в матрицу из эпоксидного компаунда. Измерения намагниченности проводились на взрывном полигоне РФЯЦ-ВНИИЭФ. Источником магнитного поля служил «малый» магнитокумулятивный генератор МК-1 [2] с пиковым значением магнитной индукции  $\sim 600$  Тл. Образцы охлаждались до температуры жидкого гелия в проточном криостате, разработанном с учетом специфики работы генератора. Производная магнитного поля регистрировалась набором индукционных датчиков с различной чувствительностью. Это позволило измерить индукцию магнитного поля с точностью 5 % во всем диапазоне работы генератора.

Измерение намагниченности исследуемых образцов осуществлялось компенсационным и индукционным методами [3]. Датчик состоял из двух одинаковых катушек ( $d = 3$  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.

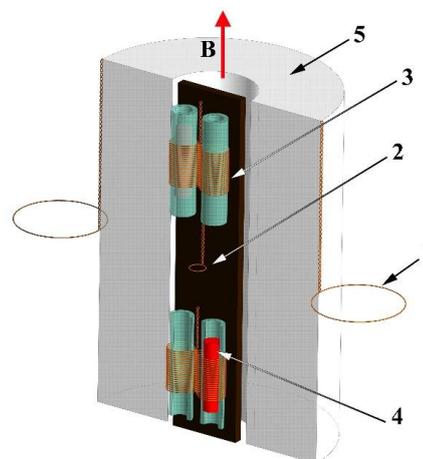


Рис. 1. Измерительный узел (1, 2 — индукционные датчики начального и усиленного поля, 3 — компенсационные датчики, 4 — образец, 5 — криопровод)

## Результаты и обсуждение

На кривых намагничивания для редкоземельных интерметаллидов  $Dy_2Fe_{14}B$  и  $(Nd_{0,5}Dy_{0,5})_2Fe_{14}B$  отчетливо видны магнитные фазовые переходы (рис. 2–3). Первый в малых полях связан с ориентацией суммарного магнитного момента вдоль внешнего магнитного поля при сохранении коллинеарной ферритмагнитной структуры. Вблизи 100 Тл наблюдается переход из ферритмагнитной в неколлинеарную (угловую) фазу. Затем происходит постепенное схлопывание магнитных подрешеток, которое в сверхсильных магнитных полях приведет к ферромагнитному состоянию.

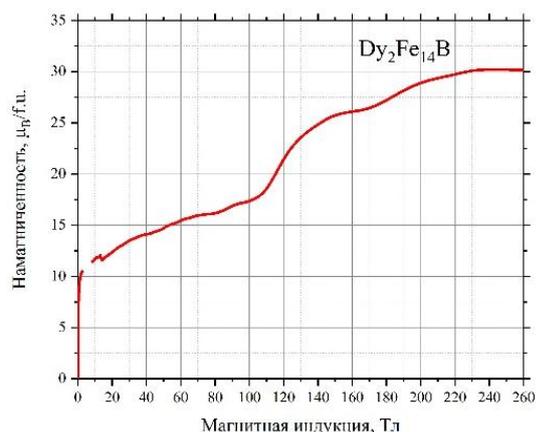


Рис. 2. Кривая намагничивания  $Dy_2Fe_{14}B$  ( $T = 4,2$  К)

Представленные результаты позволяют определить первое и второе критические поля ориентационных фазовых переходов для различных редкоземельных соединений, что может быть использовано для получения и верификации параметров в численных моделях кристаллического поля.

#### Финансирование

Работы проводились в рамках научной программы Национального центра физики и математики.

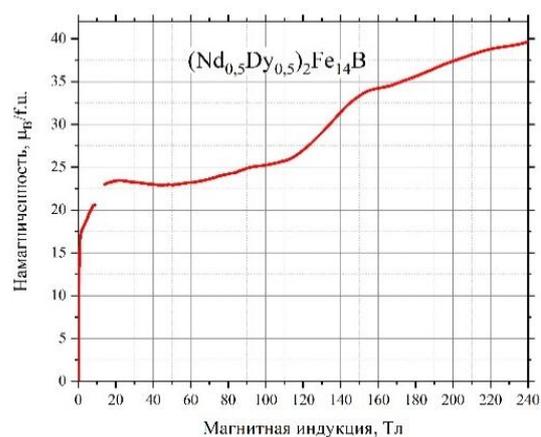


Рис. 3. Кривая намагничивания  $(Nd_{0,5}Dy_{0,5})_2Fe_{14}B$  ( $T = 4,2$  К)

#### Литература

1. N. V. Kostyuchenko *et al.*, «Investigation of the Field-Induced Phase Transitions in the  $(R, R')_2Fe_{14}B$  Rare-Earth Intermetallics in Ultrahigh Magnetic Fields» // *IEEE Trans. Magn.*, vol. 57, no. 2, 2021, doi: 10.1109/TMAG.2020.3014664.
2. М. И. Долотенко. Магнитокумулятивные генераторы МК-1 сверхсильных магнитных полей: монография. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2015.
3. S. Takeyama *et al.*, Magnetisation measurements in ultra-high magnetic fields produced by a single-turn coil system // *J. Phys. E Sci. Inst.* 21 (11) : 1025, 2000.

# Развитие фотоэмиссионных методов исследования магнитных наноструктур на основе 4f-элементов

А. В. Тарасов<sup>1,\*</sup>, Д. В. Вялых<sup>2,3</sup>, К. Креллнер<sup>4</sup>, Д. Ю. Усачев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Международный физический центр в Доности, Сан-Себастьян, Испания

<sup>3</sup> Ikerbasque, Баскский фонд науки, Бильбао, Испания

<sup>4</sup> Франкфуртский университет Гете, Франкфурт-на-Майне, Германия

\* artem.tarasov@spbu.ru

На примере антиферромагнитной системы  $TbRh_2Si_2$  продемонстрирована фотоэмиссионная методика изучения магнитных свойств приповерхностных слоев систем на основе 4f-элементов. Показано, что изменение кристаллического поля вблизи Tb-окончания кристалла может приводить к внутриплоскостному упорядочению магнитных моментов в первом поверхностном слое. Представленная в работе методика может быть в дальнейшем применена ко многим другим 4f-системам.

## Введение

При разработке новых систем для магнитных устройств на основе 4f-элементов, включающих в себя гетероструктуры и многослойные материалы, очень важно обладать информацией о магнитных свойствах каждого отдельного атомного слоя лантаноидов [1]. В случае квазидвумерных 4f-систем особое значение приобретает тот факт, что магнитные свойства, которые связаны с ориентацией магнитных 4f-моментов, могут радикальным образом изменяться вблизи границ раздела отличающихся друг от друга сред из-за изменения кристаллического поля (КП) вблизи этих границ [2].

Основной задачей данной работы стала разработка методики, которая, комбинируя теоретический и экспериментальный подходы, позволяла бы контролировать основные свойства 4f-систем, связанные с КП и ориентацией магнитных 4f-моментов в отдельных атомных слоях.

## Результаты и обсуждение

В качестве модельной системы в данной работе было рассмотрено хорошо известное соединение  $TbRh_2Si_2$ , обладающее антиферромагнитным (АФМ) упорядочением с температурой Нееля  $T_N = 94$  К и принадлежащее к семейству материалов типа  $RE_2Si_2$ , в котором соседние RE плоскости разделены силицидными блоками Si–T–Si. Более слабое взаимодействие между слоем RE и блоком Si–T–Si в сравнении со связями внутри блока Si–T–Si приводит к двум возможным поверхностям: Si-терминации и RE-терминации, оканчивающимися соответственно Re- и Si-атомами (рис. 1).

Возможность формирования терминаций с различными структурными блоками на поверхности кристалла может приводить к возникновению новых поверхностных электронных состояний (которые будут локализованы внутри соответствующих поверхностных структурных блоков), а также к отличному от объема поведению магнитных 4f-моментов в поверхностных слоях кристалла.

Основной идеей данного исследования является демонстрация чувствительности спектров фотоэмиссии (ФЭ) к изменению магнитных свойств приповерхностных слоев атомов Tb. Для того, чтобы явно

подчеркнуть различия в 4f-спектрах, полученных от двух терминаций, на рис. 2, *a* показаны спектры ФЭ, полученные угловым интегрированием в диапазоне  $\pm 5^\circ$  относительно нормали для каждого типа поверхности. Хорошо видно, что для Tb-терминации на рис. 2, *a* наблюдается довольно интенсивный пик  $^8S$  при энергии связи 3 эВ, который почти исчезает в спектре, полученном с силицидной поверхности. Причина такой разницы становится очевидной при сравнении экспериментальных данных с модельными 4f-спектрами, рассчитанными для основных состояний с различными значениями проекции магнитного момента  $M_J$  (рис. 2, *b*). Очевидно, что, помимо включения сигнала от валентной зоны, 4f-спектр, полученный от Tb-терминации, идеально соответствует смоделированному спектру для основного состояния  $|0\rangle$  (рис. 2, *c*), в то время как спектр Tb 4f для Si-терминации имеет форму линий, ожидаемую для основного состояния  $|6\rangle$ , или  $|-6\rangle$  (рис. 2, *d*). Проведенный анализ формы 4f-мультиплета Tb в спектрах 4f ФЭ для  $TbRh_2Si_2$  позволяет сделать вывод о том, что, несмотря на наличие АФМ-порядка в объеме кристалла, направленного вдоль оси *c*, магнитные 4f-моменты первого слоя Tb-терминации должны лежать в плоскости поверхности.

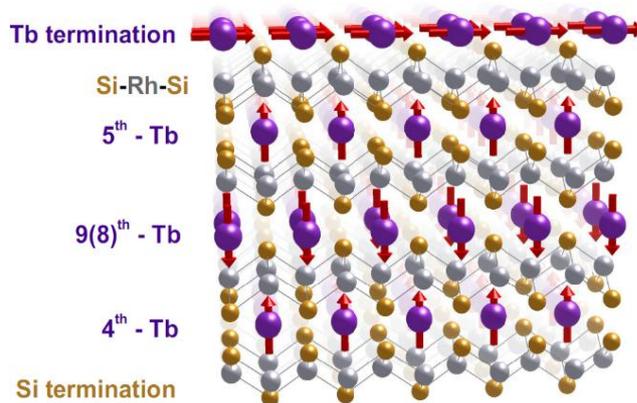
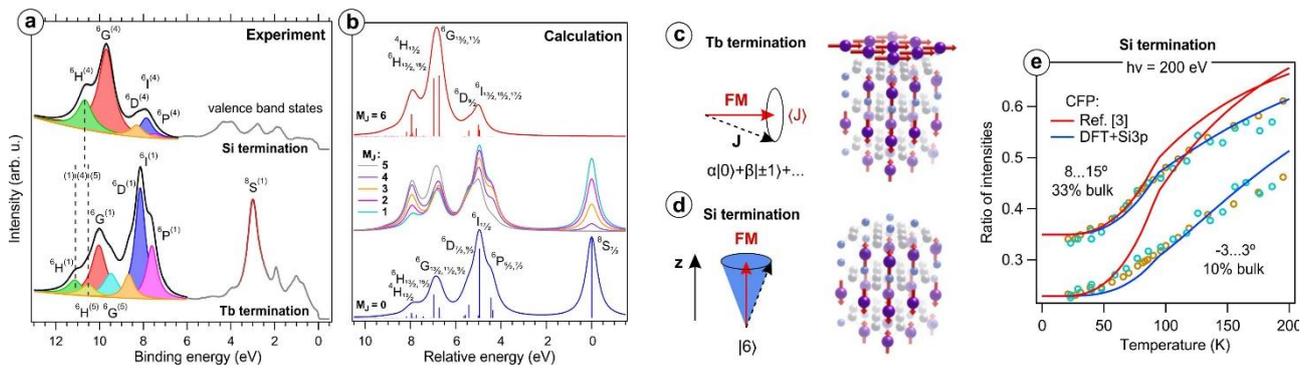


Рис. 1. Схематический вид тетрагонального кристалла с АФМ-упорядочением  $TbRh_2Si_2$  и двух его возможных поверхностей с Tb- и Si-терминациями. Атомные слои Tb разделены между собой плотно связанными трехслойными блоками Si-Rh-Si. Магнитные моменты 4f Tb показаны стрелками. Переориентация моментов 4f на Tb-терминации кристалла вызвана изменениями КП на поверхности



**Рис. 2.** Экспериментальные спектры ФЭ, полученные путем интегрирования сигнала в диапазоне углов  $\pm 5^\circ$  от нормали к поверхности (a) и теоретические 4f-спектры, рассчитанные для основных состояний с различными значениями  $M_J$  (b). Визуализации основных 4f-состояний для возможных фаз ФМ верхнего Tb-слоя для Tb- и Si-терминаций кристалла с использованием векторной модели (c, d). Измеренные температурные зависимости интенсивности ФЭ сравниваются с теоретическими кривыми, полученными для различных параметров КП (e)

Далее, используя расчеты из первых принципов, мы привели оценку параметров КП для каждого Tb-слоя по отдельности для двух терминаций кристалла. Согласно расчету в магнитно-упорядоченной фазе основное состояние для четвертого слоя Tb на Si-терминации почти равно состоянию  $|6\rangle$  (или  $|-6\rangle$ ), в то время как для первого слоя Tb на Tb-терминации основное состояние на 86% состоит из состояний  $|0\rangle$  и  $|\pm 1\rangle$ . Таким образом, рассчитанные параметры КП полностью согласуются с выводами, сделанными на основе анализа спектров ФЭ.

При этом другим важным выводом нашего исследования является демонстрация того факта, что довольно ценная информация о явлениях, связанных с КП, может быть получена из температурной зависимости спектров 4f ФЭ. На рис. 2, e показано зависящее от температуры соотношение интенсивностей ФЭ (для Si-терминации кристалла) двух групп компонент 4f-мультиплета: 1)  ${}^6D$ ,  ${}^6I$ ,  ${}^6P$  и 2)  ${}^6H$ ,  ${}^6G$ . Для диапазона углов с высокой чувствительностью к поверхности  $0 \pm 3^\circ$  объемные параметры КП из работы [3] плохо согласуются с экспериментом, в то время как для менее чувствительного к поверхности диапазона углов  $8-15^\circ$  согласие немного лучше. Этот факт

подтверждает то, что объемные параметры КП лучше подходят для описания КП в восьмом слое, нежели четвертом. Таким образом, мы можем заключить, что КП-расщепление в четвертом слое заметно сильнее, чем в восьмом слое или в объеме.

Представленная методика, включающая в себя экспериментальный и теоретический подходы, может быть в дальнейшем применена ко многим другим магнитным наноструктурам на основе редкоземельных элементов в целях высокоточного изучения их поверхностных магнитных свойств.

### Финансирование

Работа выполнена в рамках гранта РФФ №22-72-10074.

### Литература

1. A. Hirohata *et al.* // J. Magn. Mater. 509, 166711 (2020).
2. M. Kuz'min and A. Tishin // Handbook of Magnetic Materials. Vol. 17 (2007).
3. H. Abe *et al.* // J. Phys. Soc. Jpn., 71, 1565 (2002).

# Лоренцева просвечивающая электронная микроскопия

Д. А. Татарский<sup>1,2,\*</sup>, М. В. Дорохин<sup>2</sup>, А. В. Здравейцев<sup>2</sup>, И. Л. Каленьтева<sup>2</sup>,  
Н. С. Гусев<sup>1,2</sup>, И. Ю. Пашенькин<sup>1</sup>, Е. В. Скороходов<sup>1</sup>, А. Н. Орлова<sup>1</sup>, С. А. Гусев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский район, Нижегородская обл., 603087

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

\* tatarsky@ipmras.ru

В настоящее время лоренцева просвечивающая электронная микроскопия (ЛПЭМ) широко используется для исследования неоднородных распределений намагниченности. По сравнению с таким методом, как магнитно-силовая микроскопия, ЛПЭМ имеет лучшее разрешение, большее поле зрения и возможность устанавливать наличие топологически нетривиальных распределений намагниченности (скирмионы, антискирмионы, скирмиониумы). В работе представлены результаты исследования различных образцов (паттернированных наноструктур, тонких плёнок без центра инверсии) методами ЛПЭМ с помощью просвечивающего электронного микроскопа Carl Zeiss LIBRA 200 MC.

## Введение

Лоренцева просвечивающая микроскопия является одним из основных методов исследования неоднородных распределений намагниченности как в паттернированных магнитных наноструктурах [1, 2], так и в тонких плёнках различных материалов. При этом в тонких плёнках исследуют корреляционные свойства ряби намагниченности [3, 4], особенности доменных стенок [5] или топологические особенности распределений намагниченности в материалах без центра инверсии [6]: в тонких поликристаллических плёнках типа Co/Pt, монокристаллах со структурным типом B20 и других.

В данной работе выполнена адаптация просвечивающего электронного микроскопа Carl Zeiss LIBRA 200 MC для работы в режимах ЛПЭМ методом Френеля и Фуко. После адаптации ПЭМ был использован для исследования одно- и многовихревых состояний в паттернированных магнитных структурах из плёнок Пермаллоя и топологических текстур в плёнках Co/Pt, IrMn/Co/Pt и Co/Pd без центра инверсии.

## Образцы и методы

В работе исследовались несколько типов образцов. В первом случае паттернированные структуры изготавливались из тонкой плёнки пермаллоя толщиной 40 нм, полученной методом магнетронного распыления и электронной литографии на коммерческих мембранах аморфного нитрида кремния. Нами были получены как массивы одиночных дисков диаметром 0.5  $\mu\text{m}$ , так и массивы двойных дисков диаметром 1.0  $\mu\text{m}$  с перекрытием от  $-10\%$  до  $80\%$ .

Другой тип образцов — многослойные плёнки Co/Pt и Co/Pd, получаемые методом магнетронного распыления и лазерного испарения. В таких плёнках нарушается зеркальная симметрия относительно плоскости  $m_z$  из-за различия границ Co-оп-НМ и НМ-оп-Co. Благодаря этому становится возможным существование неелевских доменных стенок и скирмионов [7].

Массив одиночных дисков использовался как образец для определения величины магнитного поля объективной линзы микроскопа. Для этого образец наклонялся на разные углы, и в объективной линзе возбуждался ток различной величины. Сравнивая наблюдаемое смещение вихрей со смещением, полученным численно, возможно оценить величину маг-

нитного поля объективной линзы в зависимости от тока возбуждения. Дополнительно полученные значения поля проверялись на образце с известной петлёй гистерезиса.

Массивы двойных дисков использовались для исследования процессов перемагничивания и получения различных одно- и многовихревых состояний, в том числе, состояний с антивихрем. Так как одновременно литографировались двойные перекрывающиеся диски и с «горизонтальной», и с «вертикальной» ориентациями, при наклоне образца и сильном возбуждении объективной линзы частицы с разной ориентацией намагничивались однородно вдоль длинной или короткой стороны соответственно. При отключении объективной линзы в частицах формировались различные метастабильные состояния.

Основной целью исследования плёнок Co/Pt и Co/Pd являлось установления топологической структуры доменных стенок и цилиндрических магнитных доменов, а также дополнения данных, полученных методами магнитно-силовой микроскопии.

## Результаты и обсуждение

Результаты исследования влияния тока возбуждения объективной линзы на величину смещения магнитных вихрей в дисках приведены на рис. 1. При небольших углах наклона было установлено, что возможно приложение магнитных полей вплоть до 350 мТл с помощью возбуждения объективной линзы. Остаточное поле при этом составляло порядка 9 мТл.

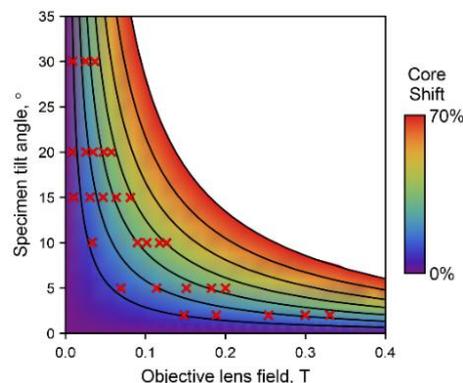
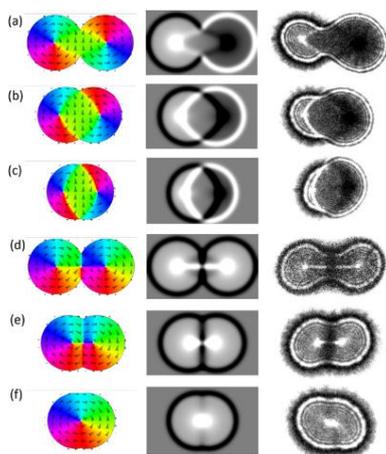
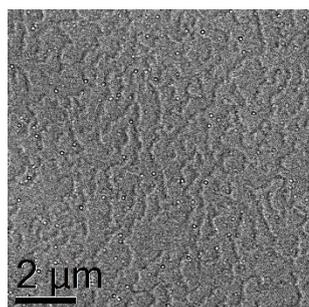


Рис. 1. Результаты численного моделирования смещения вихря (цвет) и сравнение со смещениями, полученными экспериментально (кресты) в зависимости от поля объективной линзы



**Рис. 2.** Экспериментально наблюдаемые метастабильные состояния в двойных дисках с различным перекрытием

Зная величину магнитного поля, мы также исследовали процесс размагничивания двойных дисков с перекрытием. Все наблюдаемые метастабильные состояния приведены на рис. 2. Отметим, что состояние с двумя вихрями разной закрученности наблюдались при всех перекрытиях, тогда как состояние с анти-вихрем при перекрытиях более 55% никогда не образовывалось, а наблюдалось только одновихревое состояние.



**Рис. 3.** Характерный френелевский контраст неелевских доменных стенок в многослойной структуре Co/Pt, наклон образца  $30^\circ$ , величина нормальной к образцу компоненты поля  $H_{\text{норм}} = 20$  мТ.

На рис. 3 приведён характерный френелевский контраст одной из типичных многослойных плёнок со слоями кобальта и платины. Доменные стенки выглядят как более светлые или тёмные линии, что говорит об их неелевской структуре. Варьируя соотношение и толщину слоёв в таких плёнках, можно получить как  $360^\circ$  неелевские доменные стенки (одномерные скирмионы), так и неелевские скирмионы.

### Выводы

Была выполнена адаптация ПЭМ Libra 200 MC для работы в режимах Л-ПЭМ. Показано, что возможна работа в магнитных полях 9–350 мТ. Установлено, что оптимальным перекрытием для получения двухвихревого состояния в частице в форме двойного диска является 40%. Показано, что возможно определять тип доменных стенок в многослойных ферромагнитных плёнках различных составов.

### Финансирование

*Работа поддержана грантом РФФ № 21-72-10176. В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» (ИФМ РАН).*

### Литература

1. M. Schneider, H. Hoffmann, J. Zweck, Applied Physics Letters, **77** (18) (2000) 2909–2911.
2. X. Fu, S. D. Pollard, B. Chen, B.-K. Yoo, H. Yang, Y. Zhu, Science advances, **4** (7), (2018) eaat3077.
3. A. Cowan, K. McNeill, M. B. Janjua, St. McVitie, JMMM, **535**, (2021) 168094.
4. D.-T. Ngo, A. Hashimoto, S. McVitie *et al.* // J. Phys. D: Appl. Phys., **44** (2011) 095001
5. Shulan Zuo, Ming Zhang, Rui Li *et al.* // Acta Materialia, **140** (2017) 465–471.
6. Li-cong Peng, Ying Zhang, Shu-lan Zuo *et al.* // Chinese Phys. B, **27** (2018) 066802.
7. A. N. Bogdanov, D. A. Yablonskii, JETP, **95** (1989) 101.

# Косвенная голография магнитных полей

Д. А. Татарский<sup>1,2,\*</sup>, Н. С. Гусев<sup>1,2</sup>, Е. В. Скороходов<sup>1</sup>, С. А. Гусев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский район, Нижегородская обл., 603087

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

\* tatarsky@ipmras.ru

В работе демонстрируется принципиальная возможность определения магнитного поля с помощью метода косвенной электронной голографии в растровом электронном микроскопе (РЭМ). Основная идея заключается в оснащении держателем образцов, позволяющим работать «на просвет». При этом за исследуемым образцом на некотором расстоянии размещается дифракционная решётка из металлической плёнки, играющая роль опорной волны. Восстановление отклонений прошедших электронов методом геометрической фазы по видимым искажениям дифракционной решётки позволяет восстановить распределение магнитного поля.

## Введение

Электронная голография является одним из методов исследования неоднородных магнитных полей в просвечивающей электронной микроскопии. Это становится возможным благодаря тому, что изначально плоская электронная волна приобретает разную фазу при прохождении через магнитное поле из-за эффекта Ааронова — Бома [1]. При этом разделяют два основных метода: внеосевую (off-axis) голографию [2] и осевую (inline) голографию [3]. В первом методе фаза прошедшей через образец волновой функции определяется по интерферограмме с опорной когерентной плоской волной. Во втором методе фаза определяется решением обратной задачи с применением уравнения переноса интенсивности с использованием фокальных серий микрофотографий. К недостаткам внеосевой голографии можно отнести необходимость дополнительного оснащения просвечивающего электронного микроскопа электростатической бипризмой и малую область зрения в связи с этим. Осевая голография лишена таких недостатков, но требует применения продвинутых математических методов и учёта искажения микрофотографий в зависимости от степени дефокусировки.

В настоящее время был предложен метод косвенной электронной голографии [4] с использованием растрового электронного или ионного микроскопа. Идея метода заключается в оснащении РЭМ держателем образцов, позволяющим работать «на просвет». При этом голография заключается в эффективной «интерференции» между сканирующим пучком электронов и дифракционной решёткой, которая играет роль опорной волны.

В данной работе демонстрируется возможность определить конфигурацию полей рассеяния вокруг ферромагнитного острия.

## Образцы и методы

В работе используется растровый электронный микроскоп Supra VP (Carl Zeiss, Jena), дооснащённый home-made держателем образцов (рис. 1). Под образцом на некотором «фокусном» расстоянии на основной поверхности держателя располагается дифракционная решётка с шагом штрихов 3 мкм. Дифракционная решётка изготавливается методом лазерной литографии из золотой плёнки толщиной 30 нм на подложке из кремния.



Рис. 1. Держатель образцов для растрового электронного микроскопа, позволяющий работать с образцом «на просвет»

Основным требованием для наблюдения искажения дифракционной решётки (рис. 2) является глубина фокуса, сравнимая с фокусным расстоянием. В этом случае и в области поля, и в области дифракционной решётки пучок электронов остаётся коллимированным, несмотря на отклонение в магнитном поле ферромагнитного острия.

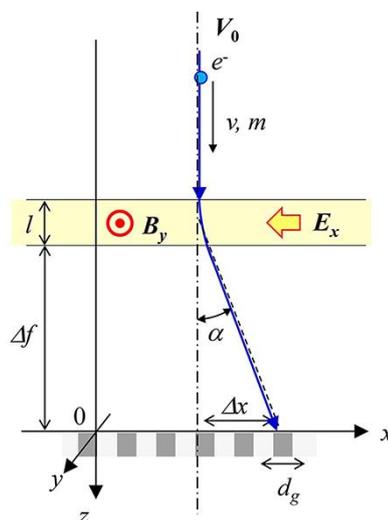


Рис. 2. Схематичное изображение изменения траектории электронов под действием силы Лоренца в магнитном поле ферромагнитного острия

Видимое искажение дифракционной решётки предлагается оценивать методом геометрической фазы [5]. Модуль амплитуды магнитного поля при этом будет равен

$$|B(x, y)| = \frac{\Phi_0 d_g}{2\pi\lambda l \Delta f} \sqrt{\eta_x(x, y)^2 + \eta_y(x, y)^2},$$

где  $\Phi_0$  — квант магнитного потока,  $\lambda$  — длина волны падающих электронов,  $d_g$  — шаг дифракционной решётки,  $l$  — толщина характерной области магнитного поля,  $\Delta f$  — «фокусное» расстояние между образцом и дифракционной решёткой и  $\eta_{x,y}(x, y)$  — поле искажений дифракционной решётки.

### Результаты и обсуждение

На рис. 3 и 4 приведены микрофотографии дифракционной решётки вокруг ферромагнитного острия. Данные микрофотографии отличаются ускоряющим напряжением. В первом случае оно равнялось 2 кВ, во втором — 10 кВ.

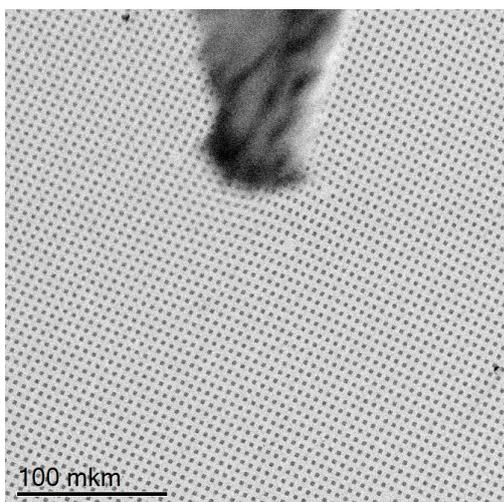


Рис. 3. Искажение дифракционной решётки вокруг ферромагнитного острия, ускоряющее напряжение 2 кВ

Как следует из приведённых изображений, с одной стороны при более высоком ускоряющем напряжении больше глубина фокуса, но при этом отклонение электронов и, следовательно, искажение дифракционной решётки меньше.

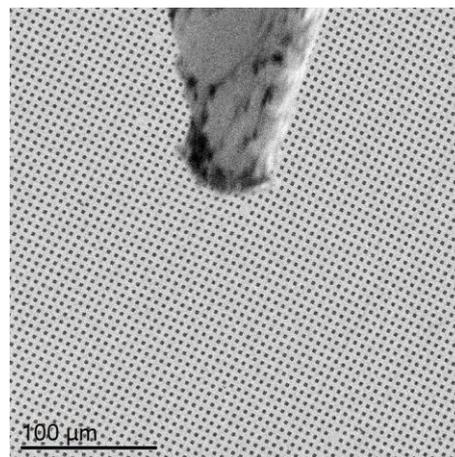


Рис. 4. Искажение дифракционной решётки вокруг ферромагнитного острия, ускоряющее напряжение 10 кВ

### Выводы

В работе продемонстрирована принципиальная возможность измерения магнитных полей рассеяния вокруг ферромагнитных «игл» с помощью РЭМ. В дальнейшем планируется развивать методику для возможности измерения распределений магнитных полей вокруг острия магнитно-силовых зондов, распределений намагниченности в паттернированных наноструктурах или туннельных наноконтактах.

### Финансирование

Работа поддержана грантом РФФ № 21-72-10176. В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» (ИФМ РАН).

### Литература

1. Y. Aharonov, D. Bohm, *Physical Review*, **115** (3) 485 (1959).
2. T. Tanigaki *et al.*, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **49** 244001 (2016).
3. A. Kohn *et al.*, *Ultramicroscopy*, **160** 44 (2016).
4. K. Harada *et al.*, *Microscopy*, **71** 93 (2022).
5. К.-Н. Kim, *Appl. Micro.* **45** 101 (2015).

# Управление магнитной анизотропией и оптическими характеристиками наноструктурированных пленок кобальта методом наклонного напыления

О. С. Трушин<sup>1,\*</sup>, И. С. Фаттахов<sup>1</sup>, А. А. Попов<sup>1</sup>, Л. А. Мазалецкий<sup>1,2</sup>, А. А. Ломов<sup>3</sup>

<sup>1</sup> ЯФ ФТИАН им. К. А. Валиева РАН, ул. Университетская, д. 21, Ярославль, 150007

<sup>2</sup> ЯрГУ им. П. Г. Демидова, ул. Советская, д. 14, Ярославль, 150000

<sup>3</sup> ФТИАН им. К. А. Валиева РАН, Нахимовский пр., д. 36, Москва, 117218

\* otrushin@gmail.com

Методом электронно-лучевого испарения получены тонкие пленки Co на наклонных подложках Si(001). Установлено, что при углах падения испаряемого материала на подложку более  $80^\circ$  (скользящее напыление) на поверхности подложки формируются массивы отдельно стоящих наноколонн Co с сечением  $\sim 25$  нм и аспектным отношением (длина/поперечный размер) не менее 15. При этом магнитная легкая ось пленки ориентируется вдоль оси наноколонн, что приводит к появлению нормальной компоненты вектора намагничивания к поверхности пленки. При включении вращения подложки формируется массив наноспиралей.

Перспективным методом формирования пленок с особыми свойствами является их наноструктурирование в процессе роста. Формирование однородных и хорошо упорядоченных массивов наноструктур на поверхности позволяет существенно изменять электрофизические, магнитные и оптические свойства пленок. Одним из известных технологических приемов, позволяющих обеспечить рост наноструктур, является напыление под углом. Данный метод получения пленок привлек к себе в последние годы значительный интерес, и ему посвящены множество работ. Известно, что этим методом можно получать наноструктуры разной формы и размера, от наклонных нанопроволок и наноспиралей до вертикальных наноколонн [1]. Установлено, что причиной наноструктурирования пленок в условиях наклонного напыления является эффект затенения, состоящий в том, что кристаллиты, получившие случайное преимущество в росте на начальных этапах, подавляют в дальнейшем рост соседей, перехватывая поток падающих на поверхность атомов и тем самым формируя поры. Одной из важных функциональных характеристик магнитных пленок является их магнитная анизотропия. Магнитные пленки, у которых ось магнитной анизотропии направлена под углом к поверхности, представляют значительный интерес для совершенствования технологии записи информации на жесткий диск [2]. В работе [3] была продемонстрирована возможность изменения магнитной анизотропии тонких пленок кобальта, получаемых при наклонном напылении. Целью настоящей работы было нахождение оптимальных условий наноструктурирования пленок Co на кремниевой подложке в условиях наклонного напыления и формирования массивов наноколонн с высоким аспектным отношением. Кроме того, в рамках данной работы изучались условия получения массивов наноспиралей при включении вращения подложки в процессе роста.

## Методика эксперимента

Подходящей технологией для экспериментов по наклонному напылению является электронно-лучевое испарение. Этот метод сочетает достаточно высокий рабочий вакуум и однородный поток распыляемого материала. Упрощенная схема эксперимента пред-

ставлена на рис. 1. В настоящей работе эксперименты по напылению пленок кобальта на наклонную подложку проводили на установке электронно-лучевого испарения Орастория-9. Условия напыления были следующие: базовый вакуум  $4 \times 10^{-6}$  Торр; напряжение электронного луча 8 кВ; ток 1,2 А. В качестве подложки использовался кусок стандартной пластины монокристаллического кремния с ориентацией (001) со слоем термического окисла толщиной 300 нм прямоугольной формы, размером  $20 \times 15$  мм. Подложка крепилась на держатель под наклоном к потоку напыляемого материала.

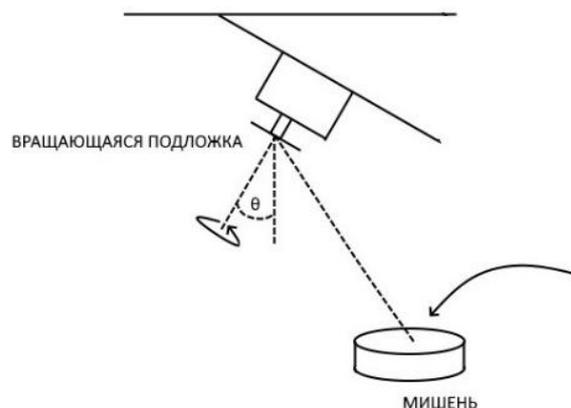
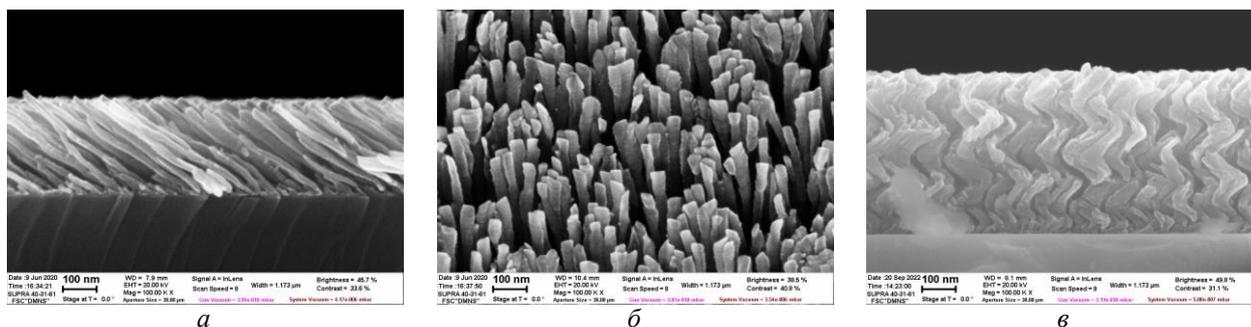


Рис. 1. Схема эксперимента для напыления под углом

Кроме того, держатель обеспечивал возможность вращения подложки с варьируемыми скоростями. Полученные таким образом пленки подвергались различным видам анализов. Проведенные измерения магнитных характеристик этих пленок подтвердили обнаруженную ранее [3] тенденцию изменения ориентации легкой оси намагничивания с ростом угла наклона подложки. При больших углах наклона она ориентируется вдоль оси нановолокон, обеспечивая, тем самым, наклон вектора намагничивания к поверхности пленки.

## Выводы

Таким образом, в результате проведенных экспериментов установлено, что при больших углах наклона подложки (более  $70^\circ$ ) происходит нанострукту-



**Рис. 2.** Изображение поперечного среза пленки Со и вид сверху на ее поверхность (а, б), полученной напылением под углом  $85^\circ$  без вращения и (в) при включении вращения подложки в процессе роста со скоростью 1.6 об/мин

рирование пленки кобальта. Оптимальные условия наноструктурирования достигаются при угле наклона подложки  $85^\circ$ . При этом формируется наклонная волокнистая структура с размерами волокон до 30 нм. При включении вращения подложки формируется массив наноспиралей. Необходимо отметить, что все наноспиралы закручены в одну и ту же сторону, что придает пленке свойства киральности. Данная морфология может быть перспективной для применения в области наносенсорики и нанокатализа, а также для создания оптически активных поверхностей и в качестве среды высокоплотной магнитной записи информации.

### Финансирование

Работа выполнена в рамках Государственной программы № ФФНН-2022-0018 Министерства науки и высшего образования России на оборудовании

центра коллективного пользования научным оборудованием «Диагностика микро- и наноструктур».

### Литература

1. M. M. Hawkeye, M. T. Taschuk, M. J. Brett / *Glancing Angle Deposition of Thin Films*. London: John Wiley & Sons, Ltd, UK. 299 P (2014).
2. S. N. Piramanayagam // *J. Appl. Phys.* V. 102, P. 011301 (2007).
3. E. I. Kondorsky, P. P. Denisov // *IEEE Transactions on Magnetics*. V. mag-6. No. 2. P. 167 (1970).
4. О. С. Трушин, А. А. Попов, А. Н. Пестова, Л. А. Мазалецкий, А. А. Акулов // *Письма в ЖТФ*. Т. 47, вып. 12, с. 31 (2021).
5. О. С. Трушин, А. А. Попов, А. Н. Пестова, Л. А. Мазалецкий, А. А. Акулов, А. А. Ломов // *Изв. РАН. Сер. физическая*, т. 86, № 5, с. 650–654 (2022).

# Коэффициент прохождения электрона проводимости в магнитных туннельных наноконтактах с мультиферроиком $\text{BiFeO}_3$

И. Ю. Носов\*, Н. Х. Усеинов\*\*

Институт физики Казанского федерального университета, ул. Кремлёвская, 16а, Казань, 420008  
\*vanka.nosov@mail.ru, \*\*nuseinov@mail.ru

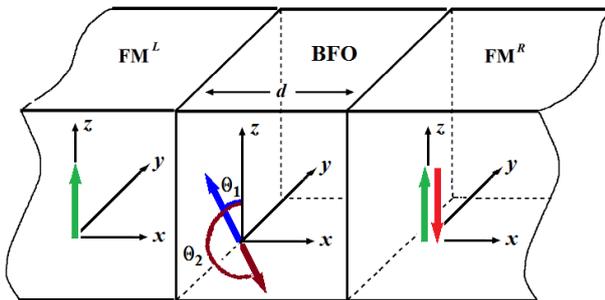
В работе представлена теоретическая модель, позволяющая вычислить коэффициент прохождения спин-поляризованных электронов через нанокontakt ферромагнетик/мультиферроик/ферромагнетик (FM/ $\text{BiFeO}_3$ /FM). Получены зависимости коэффициента прохождения от приложенного напряжения и отношения волновых векторов спиновых подзон ферромагнетиков для четырёх спиновых каналов проводимости.

## Введение

Широкое применение спинтронных устройств в современной нанoeлектронике стимулирует разработку теоретических моделей и исследование различных типов многослойных магнитных наноструктур. В связи с этим значительное внимание уделяется обнаружению и расчёту магниторезистивных эффектов гигантского и туннельного магнитосопротивления в наноконтактах из материалов с зарядовым и магнитным упорядочением [1].

Использование ферроэлектрического барьера в качестве функционального материала в магнитном туннельном контакте (МТК) вызывает значительный интерес из-за новых функциональных возможностей, недоступных в обычных МТК. Переключение ферроэлектрической поляризации барьера изменяет проводимость, что приводит к эффекту туннельного электросопротивления (ТЭС). Использование мультиферроика  $\text{BiFeO}_3$  (BFO) в МТК делает его мультиферроидным, где ТЭС сосуществует с туннельным магнитосопротивлением [2].

В настоящей работе мы разрабатываем квазиклассическую модель спин-поляризованной проводимости мультиферроидного туннельного контакта (МФТК). Модель явно включает спин-зависимый потенциал экранирования Томаса-Ферми и, таким образом, расширяет ранее разработанные модели для МТК и МФТК.



**Рис. 1.** Схематическое изображение туннельного наноконтакта  $\text{FM}^L/\text{BFO}/\text{FM}^R$  с ферромагнитными электродами  $\text{FM}^{L(R)}$  слева и справа, разделёнными мультиферроиком толщиной  $d$ . В  $\text{FM}^{L(R)}$  стрелки (зелёные и красная) показывают направления намагниченностей электродов. Стрелки в слое BFO и углы  $\theta_1, \theta_2$  показывают направления намагниченностей подрешёток мультиферроика

Для расчёта транспортных свойств МФТК необходимо прежде всего вычислить коэффициенты про-

хождения электронов проводимости через МФТК, см. рис. 1. Для простоты МФТК моделируется планарным квадратным сечением. Мультиферроик BFO с антиколлинейной намагниченностью двух подрешёток разделяет ферромагнитные электроды  $\text{FM}^L$  и  $\text{FM}^R$  с однородной намагниченностью. Ось  $x$  системы координат направлена перпендикулярно плоскости контакта, см. рис. 1.

## Уравнение Шрёдингера МФТК

Для того, чтобы вычислить коэффициент прохождения  $D_s$  вдоль оси  $x$ , необходимо найти полную волновую функцию  $\Psi_s(x; k_y, k_z)$ , где  $k_y, k_z$  — волновые числа соответствующих направлений,  $s = \uparrow, \downarrow$  — спиновый индекс. Потенциальная энергия в слое BFO с учётом приложенного напряжения имеет вид

$$U^F(x) = U - \frac{eV(x)}{d} \quad -\frac{d}{2} \leq x \leq +\frac{d}{2}, \quad (1)$$

где  $U$  — высота потенциального барьера,  $V$  — приложенное напряжение,  $d$  — толщина BFO. В одномерном случае состояния движения электрона проводимости могут быть найдены из решений уравнения Шрёдингера:

$$(H_s^l - E_{F,s}^l) \begin{pmatrix} \Psi_{\uparrow}(x; k_y, k_z) \\ \Psi_{\downarrow}(x; k_y, k_z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где гамильтонианы в слоях  $l = L, F, R$  имеют вид

$$H_s^L = H_0^L + J_{ex}^L + \frac{\sigma_s}{\epsilon_0} e^{(x+d/2)/\lambda_L}, \quad x < -\frac{d}{2}, \quad (3)$$

$$H_s^F = H_0^F + U^F(x) + H_{ex}^F, \quad (4)$$

$$H_s^R = H_0^R + J_{ex}^R - \frac{\sigma_s}{\epsilon_0} e^{-(x-d/2)/\lambda_R}, \quad x > \frac{d}{2}. \quad (5)$$

Здесь  $H_0^l = -\frac{\hbar^2}{2m_l} \left( \frac{d^2}{dx^2} + k_{\parallel}^2 \right)$  — основной гамильтониан, где  $k_{\parallel}^2 = k_y^2 + k_z^2$  — сохраняющаяся компонента волнового вектора в плоскости контакта,  $m_l$  — эффективные массы электронов в трёх областях ( $l = L, F, R$ ). В формулах (3) и (4)  $J_{ex}^{L(R)}$  — обменные энергии, которые определяют направления намагниченно-

стей в  $FM^{L(R)}$ -электродах,  $\lambda_{L(R)}$  — длины экранирования Томаса — Ферми в них, а  $\sigma_s$  — экранирующий заряд на единицу площади, который одинаков в  $FM^{L(R)}$  из-за условия сохранения заряда. Последнее слагаемое в (4) определяет обменную энергию  $H_{ex}^R$  и направления намагниченностей подрешёток слоя мультиферроика BFO:

$$H_{ex}^F = J_{ex}^F \begin{pmatrix} \cos\theta_1 + \cos\theta_2 & \sin\theta_1 + \sin\theta_2 \\ \sin\theta_1 + \sin\theta_2 & -\cos\theta_1 - \cos\theta_2 \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где углы  $\theta_1$ ,  $\theta_2$  изменяются относительно оси  $z$  и отличаются на угол  $180^\circ$ .

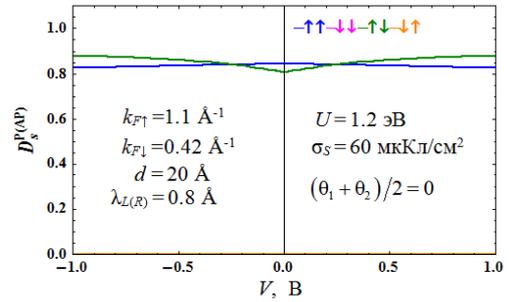
Решая систему дифференциальных уравнений (2) и сшивая эти решения с помощью трансфер-матрицы  $T_{s,s'(s',s)}$ , можно найти амплитуды вероятностей падающих и отражённых волн:

$$\mathbf{A}_{s(s')}^L = T_{s,s'(s',s)} \mathbf{A}_{s(s')}^R, \quad (7)$$

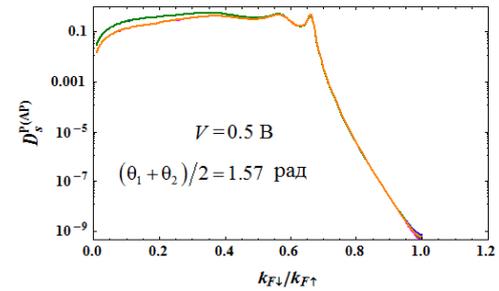
которые определяют матричные элементы коэффициента прохождения  $D_s^{P(AP)}$ , где P — параллельная и AP — антипараллельная конфигурация намагниченностей  $FM^{L(R)}$  электродов. Процедура вычисления  $D_s^{P(AP)}$  см. в работе [3]. В (7) амплитуды  $\mathbf{A}_{s(s')}^L$  и  $\mathbf{A}_{s(s')}^R$  представляют собой матрицы-столбцы 4-го порядка для каждой компоненты спина  $s = \uparrow, \downarrow$ . Отметить, что при углах  $(\theta_1 + \theta_2)/2 \neq 0$ , отражённая компонента падающей волны, например, со спином  $\uparrow$  содержит также примесь прошедшей волны со спином  $\downarrow$ , и наоборот.

### Коэффициент прохождения МФТК

Результаты вычисления  $D_s^{P(AP)}$  для МФТК при параметрах, соответствующих экспериментальным данным, показаны на рис. 2 и 3.



**Рис. 2.** Зависимости коэффициента прохождения от приложенного напряжения и параметров МФТК. Цветные стрелки обозначают спиновые каналы проводимости. Зависимости  $D_s^{P(AP)}$  для спиновых каналов  $\downarrow\downarrow$  и  $\downarrow\uparrow$  очень малы, поэтому не видны на рисунке.  $k_{F\uparrow}$  и  $k_{F\downarrow}$  — волновые векторы Ферми спиновых подзон  $FM^{L(R)}$  электродов



**Рис. 3.** Зависимости коэффициента прохождения от отношения волновых векторов Ферми спиновых подзон  $FM^{L(R)}$  электродов при приложенном напряжении  $V = 0.5$  В. Угол  $(\theta_1 + \theta_2)/2 = 1.57$  рад обозначает направление намагниченности слоя мультиферроика, относительно оси  $z$ . Видно, что в этом случае кривые 4 спиновых каналов при  $k_{F\uparrow}/k_{F\downarrow} > 0.38$  совпадают. Другие параметры МФТК для расчёта  $D_s^{P(AP)}$  соответствовали рис. 2

### Литература

1. J. T. Heron, D. G. Schlom, R. Ramesh // Appl. Phys. Rev. **1**, 021303 (2014).
2. M. Ye. Zhuravlev, R. F. Sabirianov, *et al.* // Phys. Rev. Lett. **94**, 246802 (2005).
3. N. Kh. Useinov, A. P. Chuklanov, *et al.* // Phys. of the Solid State, **62** 1706 (2020).

# Магнитооптические свойства термостабилизированных наноразмерных пленок ферритов-гранатов гипотетического состава $\text{Ce}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$

А. С. Федоров<sup>1,2,\*</sup>, А. А. Федорова<sup>1,2</sup>, С. С. Сафонов<sup>1</sup>, В. А. Кецко<sup>3</sup>, В. М. Федосюк<sup>4</sup>,  
А. И. Стогний<sup>4</sup>, С. А. Никитов<sup>1,2</sup>, М. В. Логунов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Моховая ул., 11, стр. 7, Москва, 125009

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт (НИУ), Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701

<sup>3</sup> ИОНХ им. Н. С. Курнакова РАН, Ленинский пр., 31, к. 1, Москва, 119071

<sup>4</sup> НПЦ НАНБ по материаловедению, ул. Петруся Бровки, 19, Минск

\* fedorov.andrei@phystech.edu

Пленки ферритов-гранатов состава  $\text{Ce}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  (CIG) были синтезированы методом ионно-лучевого распыления-осаждения кислородом на подложках  $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ . Для обеспечения возможности синтеза пленки феррита-граната гипотетического состава CIG предварительно формировался переходной слой путем распыления мишени состава  $(\text{Ce}, \text{Y})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$ . Магнитооптическими и рентгеноструктурными исследованиями показано, что полученные наноразмерные пленочные структуры обладают воспроизводимыми свойствами при многократных повторных термообработках при температурах до 800 °С. Это свидетельствует об их совместимости со стандартными методами синтеза структур микроэлектроники.

## Введение

Церий-содержащие пленки ферритов-гранатов ( $\text{Ce:YIG}$ ) отличаются гигантской магнитооптической активностью [1–3] и являются перспективным материалом для активно разрабатываемых невзаимных устройств фотоники и оптики-на-кристалле [3, 4]. Среди магнитооптических материалов  $\text{Ce:YIG}$  имеет наиболее высокий показатель качества, определяемый отношением магнитооптических эффектов к оптическому поглощению. Для практического использования  $\text{Ce}$ -содержащих пленок необходимо решить ряд задач, обусловленных особенностями их кристаллической структуры.

Концентрационная часть диаграммы фазового равновесия  $\text{Ce}$ -замещенных ферритов-гранатов не содержит вершину вблизи соединения гипотетического состава  $\text{Ce}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  (CIG). Отсутствие стабильной кристаллической структуры полностью замещенного церием феррита-граната в объемном состоянии, тем не менее, не исключает его получения в виде наноразмерных пленок. Действительно, при переходе от объемных образцов к двумерным пленкам наноразмерной толщины возрастает роль границ раздела пленка-поверхность и пленка-подложка, которые могут искусственно стабилизировать состояние структуры CIG. Известна также проблема перехода ионов церия из нестабильного трехвалентного в четырехвалентное состояние даже в нормальных условиях. Перспективность решения задачи синтеза наноразмерных пленок CIG обусловлена также потенциальной возможностью адаптации CIG методами микроэлектроники к элементам интегральной оптики и оптики-на-кристалле.

## Синтез и свойства церий-содержащих пленок ферритов-гранатов

В данной работе пленки CIG были получены методом ионно-лучевого распыления-осаждения кислородом [5]. Предварительно на подложке  $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  при комнатной температуре формировался переходной слой толщиной до 100 нм путем распыления

мишени состава  $(\text{Ce}, \text{Y})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$  ( $\text{Ce:YIG}$ ). Мишень получена золь-гель методом и отличается высокой стабильностью состояния трехвалентных ионов церия.

Затем наносили основной слой CIG толщиной от 200 до 400 нм. Для этого использовали мишень из смеси оксидов  $\text{Ce}_2\text{O}_3$  и  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  с относительным содержанием  $\text{Ce:Fe} = 3:5$ . После осаждения слоев  $\text{Ce:YIG}$  и CIG образцы отжигались на воздухе при 850 °С в течение 5 минут. Далее поверхность полученной пленочной структуры распылялась пучком ионов кислорода для снятия поверхностного слоя измененного состава толщиной не менее 1/10 от исходного.

Для анализа характеристик полученных пленок были произведены исследования рентгеноструктурными и магнитооптическими методами. Измерены спектральные зависимости магнитного циркулярного дихроизма и эффекта Фарадея в диапазоне длин волн от 300 до 800 нм.

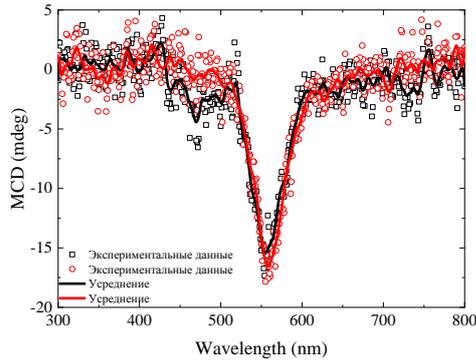
Петли гистерезиса зарегистрированы магнитооптическим методом в геометрии Фарадея, коэрцитивная сила пленок ~150 Э, поле насыщения ~2 кЭ.

При адаптации CIG к использованию в микроэлектронных устройствах оптики-на-кристалле непременным условием является обеспечение воспроизводимости параметров пленок и, в частности, стабильности свойств пленок при их термообработке. В результате дополнительного отжига серии пленок CIG при температуре до 800 °С показано, что изменение магнитооптической активности пленок составляет не более 10% (рис. 1).

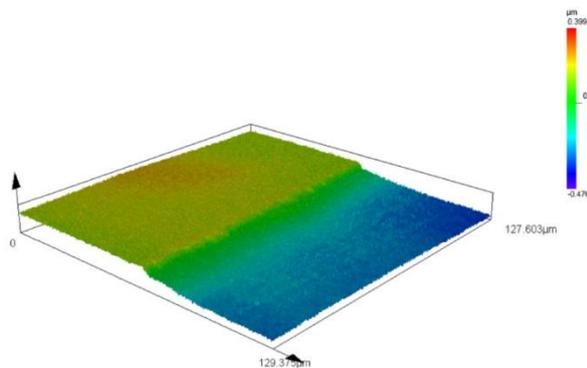
Дополнительный отжиг при высокой температуре проводили неоднократно, получены повторяющиеся стабильные результаты. Этот факт свидетельствует о том, что магнитооптические свойства пленок сохраняются после многократных повторных температурных воздействий, характерных для технологических процессов современной микроэлектроники.

Для дальнейшей адаптации к технологиям микроэлектроники на базе синтезированных пленок были созданы микроструктуры с заданным градиентом толщины пленок (рис. 2, данные получены методом конфокальной микроскопии). Полученные

наноразмерные пленочные структуры  $\text{CrI}_2/\text{Ce:YIG}/\text{GGG}$  являются поликристаллическими, шероховатость их поверхности не превышает десятка нанометров.



**Рис. 1.** Спектральные зависимости магнитного циркулярного дихроизма для пленки  $\text{CrI}_2$  до высокотемпературного отжига (красные маркеры) и после отжига (черные маркеры)



**Рис. 2.** Профиль микроструктуры, изготовленной на базе пленки  $\text{CrI}_2$  с интерфейсным слоем  $(\text{Y,Ce})_3(\text{Fe,Ga})_5\text{O}_{12}$

## Заключение

Магнитооптическими и рентгеноструктурными исследованиями показано, что полученные наноразмерные пленочные структуры  $\text{CrI}_2/\text{Ce:YIG}/\text{GGG}$ , включающие в качестве основного магнитооптического слоя пленку гипотетического состава  $\text{Ce}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ , обладают воспроизводимыми свойствами при многократных повторных термообработках при температурах до  $800^\circ\text{C}$ . Это свидетельствует об их совместности со стандартными методами синтеза структур микроэлектроники.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта правительства РФ для научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых, проект № 075-15-2022-1098, и РФФИ, проект № 19-19-00607.

## Литература

1. M. Gomi, K. Satoh and M. Abe // Japan J. Appl. Phys., 27, L1536 (1988).
2. E. Lage, L. Beran, A. U. Quindeau *et al.* // APL Mater., 5, 036104 (2017).
3. Y. Shoji and T. Mizumoto // Opt. Mater. Express, 8, 2387 (2018).
4. N. Margalit, C. Xiang, S. M. Bowers *et al.* // Appl. Phys. Lett., 118, 220501 (2021).
5. S. A. Sharkoa, A. I. Serokurovaa, N. N. Novitskiia *et al.* // J. Magn. Magn. Mater., 514, 167099 (2020).

# Динамика формирования зигзагообразно модулированной полосовой доменной структуры в пленках ферритов-гранатов

А. А. Федорова<sup>1,2,\*</sup>, А. С. Федоров<sup>1,2</sup>, С. С. Сафонов<sup>1</sup>, Р. Тлегинов<sup>2</sup>, С. А. Никитов<sup>1,2</sup>, М. В. Логунов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая 11, к. 7., Москва, 125009

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт (НИУ), Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701

\* danilova.aa@phystech.edu

Представлены результаты изучения динамики формирования и релаксации процессов зигзагообразной модуляции полосовых доменных структур в пленках ферритов-гранатов. Найдены характерные времена как формирования, так и релаксации процессов модуляции структуры полосовых доменов. Показано, что при переходе от модулированной полосовой структуры к структуре в виде цилиндрических доменов, гексагональная решетка цилиндрических магнитных доменов в отсутствие внешнего магнитного поля в такой пленке превращается в решетку гексагональных доменов.

## Введение

В магнитных пленках с одноосной анизотропией в размагниченном состоянии доменная структура обычно является лабиринтной или полосовой. Тем не менее, известно [1, 2], что при некотором соотношении параметров пленки, вблизи ее свободной поверхности могут наблюдаться значительные периодические искажения структуры полосовых доменов.

В работе [3] методами магнитно-силовой, нелинейно-оптической и поляризационно-оптической микроскопии изучены квазистатические свойства зигзагообразно модулированной структуры полосовых доменов с периодом модуляции, сравнимым с шириной полосовых доменов. В данном докладе представлены результаты изучения динамики формирования подобных доменных структур с помощью метода высокоскоростной фотографии (ВСФ) [4].

## Методика и результаты эксперимента

В равновесном состоянии в исследуемой пленке состава  $(Y, Bi)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$  реализуется полосовая (лабиринтная) структура с доменами шириной  $\sim 4,5$  мкм (рис. 1). Пленка выращена на подложке  $Gd_3Ga_5O_{12}$  с ориентацией (111) и имеет небольшую одноосную анизотропию, что является типичным для пленок YIG — основного материала магноники. Поле насыщения составляет 385 Э, коэрцитивная сила мала и не препятствует передвижению доменных границ (рис. 2). Зигзагообразная модуляция ширины полосовых доменов с периодом модуляции, сравнимым с шириной доменов, сохраняется при приложении поля смещения  $H_b$  перпендикулярно плоскости пленки напряженностью до  $H_b = \pm 120$  Э.

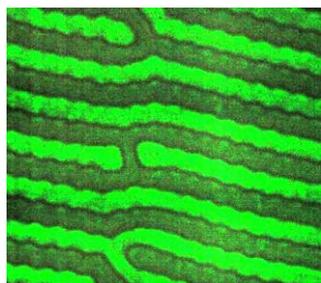


Рис. 1. Доменная структура в отсутствие внешнего магнитного поля. Поляризационная микроскопия, поляризатор и анализатор почти скрещены

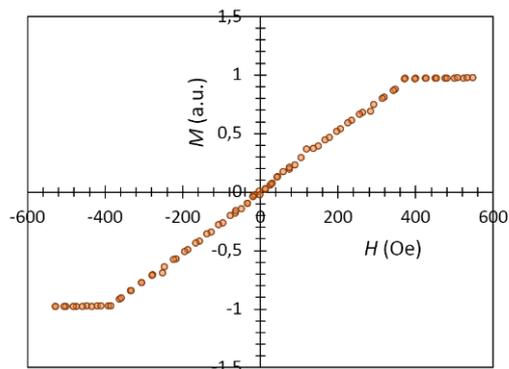


Рис. 2. Петля гистерезиса пленки.

Поле приложено перпендикулярно поверхности пленки

Динамику формирования и релаксации процессов зигзагообразной модуляции полосовых доменных структур в пленке изучали с помощью метода ВСФ [4] с временным разрешением 5 нс. Импульсное магнитное поле  $H_p$  прикладывали перпендикулярно плоскости пленки. Время формирования и релаксации зигзагообразных искажений доменной структуры зависит от амплитуды и направления импульсного поля  $H_p$ , а также от исходного состояния пленки, задаваемого полем смещения  $H_b$  (рис. 3). В целом характерные времена формирования и релаксации согласуются со скоростью доменных границ (также измеренной методом ВСФ) и размерами зигзагообразных искажений.

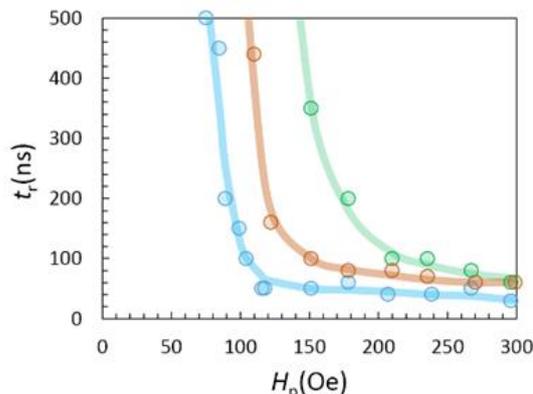
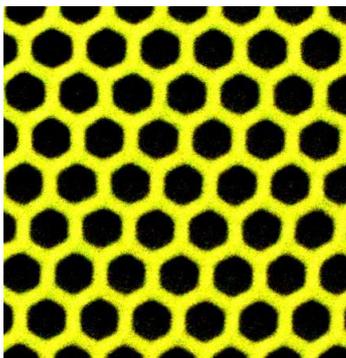


Рис. 3. Время релаксации зигзагообразных искажений доменной структуры  $t_r$  в зависимости от амплитуды импульсного поля  $H_p$ , в присутствии поля смещения  $H_b = 50, 0, -50$  Э (слева направо)

Дополнительной особенностью пленки с модулированной полосовой структурой является то, что при переходе от полосовой структуры к структуре в виде цилиндрических магнитных доменов гексагональная решетка цилиндрических доменов в отсутствие внешнего магнитного поля в такой пленке превращается в решетку гексагональных доменов (рис. 4).

Отметим, что доменная структура определяет основные свойства магнетиков, что важно при их практическом использовании. Для спин-волновой электроники перспективным является применение доменных границ в качестве волноводов спиновых волн [5]. При этом необходимо учитывать, что доменная структура может отличаться от простой полосовой и являться неоднородной по толщине пленок, а это может существенно повлиять на условия прохождения спиновых волн.



**Рис. 4.** Гексагональная решетка цилиндрических (гексагональных) магнитных доменов в отсутствие внешнего магнитного поля

## Заключение

Характерные времена процессов формирования и релаксации зигзагообразной модуляции полосовых доменных структур в пленках ферритов-гранатов находятся в диапазоне 0,03–1 мкс. При переходе от модулированной полосовой структуры к структуре в виде цилиндрических доменов гексагональная решетка таких доменов в отсутствие внешнего магнитного поля превращается в решетку гексагональных доменов.

## Финансирование

*Работа выполнена при поддержке гранта правительства РФ для научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых, проект № 075-15-2022-1098, и РНФ, проект № 19-19-00607.*

## Литература

1. Г. В. Арзамасцева, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова // *ЖЭТФ*, **114**, 2089 (1998).
2. Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, М. П. Темиряева, А. Г. Темиряев // *Письма в ЖЭТФ*, **96**, 665 (2012).
3. Е. А. Мамонов, В. Б. Новиков, А. И. Майдыковский *и др.* // *ЖЭТФ*, **163**, 41 (2023).
4. M. V. Logunov, S. S. Safonov, A. S. Fedorov *et al.* // *Phys. Rev. Applied*, **15**, 064024 (2021).
5. D. Petti, S. Tacchi and E. Albisetti // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **55**, 293003 (2022).

# Нелинейный магнитоэлектрический эффект в композитной кольцевой гетероструктуре Ni-ЦТС

Ф. А. Федулов\*, Д. В. Савельев, В. О. Белан, В. И. Мусатов

МИРЭА — Российский технологический университет (РТУ МИРЭА), пр. Вернадского, 78, Москва, 119454

\* ostsilograf@ya.ru

В данной работе исследован нелинейный магнитоэлектрический (МЭ) эффект в композитной гетероструктуре в виде кольца из пьезоэлектрического цирконата-титаната свинца (ЦТС) внешним диаметром 18.5 мм, толщиной 1.5 мм и высотой 5 мм, на внутреннюю боковую поверхность которого был электролитически осажден слой магнитоэлектрического никеля (Ni) толщиной 10 мкм. Осаждение Ni проводили в течение 53 мин при плотности тока 1 А/дм<sup>2</sup>. Экспериментально исследованы зависимости напряжения 2-й гармоники от величины постоянного и переменного магнитного поля, а также спектры генерируемого напряжения при эффекте удвоения частоты.

## Введение

В последние годы наблюдается значительный интерес в области исследований МЭ-эффектов в композитных гетероструктурах, состоящих из механически связанных между собой ферромагнитных (ФМ) и пьезоэлектрических (ПЭ) слоев. МЭ-эффект в таких структурах возникает вследствие магнитоэлектрической связи между слоями [1]. Такие композитные слоистые гетероструктуры могут быть изготовлены как плоской, так и кольцевой формы. Преимуществом кольцевых гетероструктур является заметное увеличение эффективности МЭ-эффекта за счет уменьшения влияния размагничивающего фактора. К настоящему моменту в подобных композитах наблюдали только линейные МЭ-эффекты, потому особый интерес вызывает исследование нелинейных МЭ-эффектов в них [2, 3].

## Технология создания образцов и методика эксперимента

МЭ-гетероструктура представляла собой радиально поляризованное кольцо из пьезоэлектрического ЦТС внешним диаметром 18.5 мм, толщиной 1.5 мм и высотой 5 мм, на внутреннюю боковую поверхность которого был электролитически осажден слой магнитоэлектрического Ni толщиной 10 мкм. На внутреннюю и внешнюю поверхности ПЭ-колец были нанесены серебряные электроды толщиной ~2 мкм. Осаждение Ni проводили в растворе электролита Bright Nickel Bath WN1 (WIELAND Edelmetalle GmbH) на основе NiSO<sub>4</sub> и NiCl<sub>2</sub> в течение 53 мин при плотности тока 1 А/дм<sup>2</sup>. В качестве анода — пластину Ni, а в качестве катода — внутренний электрод кольца ЦТС. Полученную МЭ-гетероструктуру помещали в пластиковый корпус, поверх которого наматывали тороидальную катушку для создания переменного магнитного поля. На рис. 1 представлен схематический и внешний вид МЭ-гетероструктуры с тороидальной катушкой индуктивности.

Измерения МЭ-характеристик проводили динамическим методом, т. е. возбуждали образец одновременно постоянным и переменным магнитными полями. В ходе исследований переменное магнитное поле было направлено циркулярно, а постоянное — перпендикулярно оси кольца. Для создания переменного циркулярного поля на кольцо была намотана

катушка, состоящая из 90 витков медного провода диаметром 0.3 мм. Возбуждаемая переменным током от генератора Agilent 33210A, катушка создавала магнитное поле  $h \cos(2\pi ft)$  амплитудой до 3.85 Э. Постоянное магнитное поле создавали с помощью катушек Гельмгольца, питаемых от источника АКТАКОМ APS-7305. Генерируемое МЭ гетероструктурой напряжение измеряли с помощью цифрового вольтметра АКПП-2401.

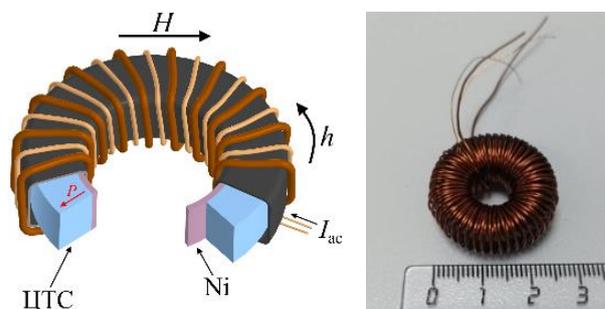


Рис. 1. Схематический и внешний вид МЭ-гетероструктуры с тороидальной катушкой индуктивности

## Результаты измерений

В композитных гетероструктурах ФМ-ПЭ нелинейная зависимость магнитоэлектрической связи ФМ-слоя от постоянного поля приводит к генерации напряжения с удвоенной частотой [4]. На рис. 2 представлен спектр частот МЭ-напряжения при возбуждении гетероструктуры циркулярно направленным магнитным полем с амплитудой  $h = 3.85$  Э и частотой  $f_0/2 = 30$  кГц при  $H = 0$ .

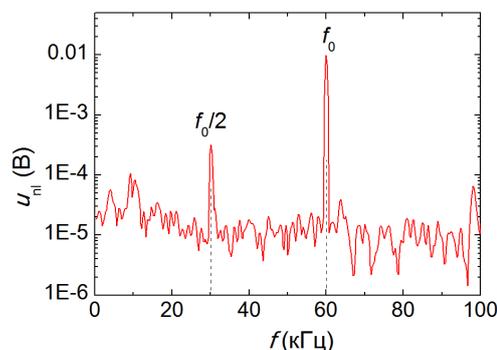
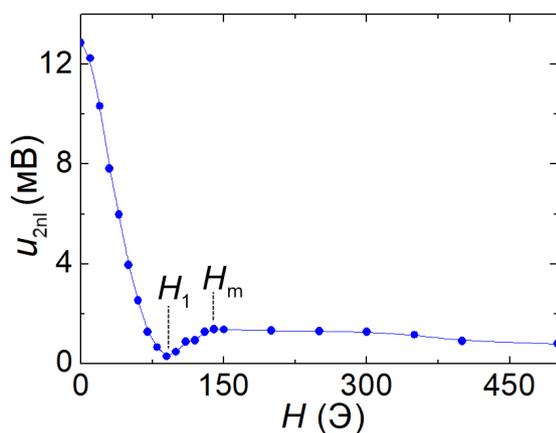


Рис. 2. Спектр частот генерируемого МЭ-напряжения при удвоении частоты при циркулярно направленном переменном поле накачки  $h = 3.85$  Э

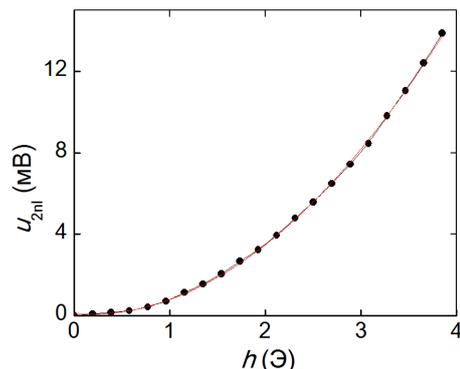
Пик МЭ-напряжения при  $f = 30$  кГц возникает из-за прямой электромагнитной наводки на частоте возбуждающего поля, а пик с частотой  $f_0 = 60$  кГц и амплитудой  $u_{2nl}$  соответствует генерации напряжения с удвоенной частотой, равной частоте собственного резонанса кольцевой гетероструктуры. На рис. 3 представлена зависимость напряжения 2-й гармоники кольцевой МЭ-гетероструктуры  $u_{2nl}$  с частотой  $f_0 = 60$  кГц от постоянного магнитного поля  $H$ , приложенного перпендикулярно оси кольца. Амплитуда циркулярно направленного возбуждающего поля  $h = 3.85$  Э.



**Рис. 3.** Зависимость напряжения 2-й гармоники кольцевой МЭ-гетероструктуры  $u_{2nl}$  от постоянного магнитного поля  $H$  при намагничивании перпендикулярно оси кольца

Видно, что напряжение максимально в отсутствие поля  $u_{2nl}(H = 0) \approx 13$  мВ, затем с увеличением поля стремится к нулю и достигает минимума  $u_{2nl} \approx 0.3$  мВ при  $H_1 = 50$  Э, затем при характерном поле  $H_m \approx 100$  Э проходит 2-й максимум и монотонно уменьшается по мере насыщения ФМ-слоя. На рис. 4 показана зависимость МЭ-напряжения 2-й гармоники гетероструктуры  $u_{2nl}$  от амплитуды циркулярно направленного переменного магнитного поля накачки  $h$  с частотой  $f_0/2 = 30$  кГц при  $H = 0$ .

Зависимость имеет квадратичный вид, что определяется членом, содержащим производную 2-го порядка при разложении МЭ-напряжения в ряд Тейлора в окрестности поля  $H$  [4].



**Рис. 4.** Зависимость МЭ-напряжения 2-й гармоники гетероструктуры  $u_{2nl}$  от амплитуды циркулярно направленного переменного магнитного поля накачки  $h$  при  $f_0/2 = 30$  кГц,  $H = 0$

### Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант №19-79-10128-П. Работы по изготовлению образцов выполнены при финансовой поддержке гранта «Для молодых учёных 2022–2023 РТУ МИРЭА» (НИЧ-57). Измерения частично выполнены на оборудовании Объединённого учебно-научного ЦКП РТУ МИРЭА.

### Литература

1. X. Liang, A. Matyushov, P. Hayes *et al.* // IEEE Trans. Magn., **57**(8), 400157 (2021).
2. D. A. Pan, J. J. Tian, S. G. Zhang *et al.* // Mater. Sci. Eng. B, **163**(2), 114-119 (2009).
3. G. Wu, R. Zhang. // Sens. Actuator A Phys., **330**, 112845 (2021).
4. L. Fetisov *et al.* // J. Appl. Phys., **113**, 116101 (2013).

# Использование антиферромагнитных сплавов Cr-Mn для получения эффекта обменного смещения в тонких пленках

А. А. Фещенко<sup>1,\*</sup>, М. Е. Москалев<sup>1</sup>, В. Н. Лепаловский<sup>1</sup>, А. Н. Горьковенко<sup>1</sup>,  
Е. А. Кравцов<sup>2</sup>, В. О. Васьковский<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б. Н. Ельцина, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002

<sup>2</sup> Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620219

\* a.a.feshchenko@urfu.ru

В данной работе представлены результаты исследования условий реализации антиферромагнетизма в пленках Cr-Mn и эффекта обменного смещения в многослойных структурах с ферромагнитным слоем  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ . Изучена кристаллическая структура однослойных пленок Ta/Cr<sub>100-x</sub>Mn<sub>x</sub>/Ta. На основе анализа гистерезисных свойств индикаторного ферромагнитного слоя  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$  установлен оптимальный для реализации антиферромагнетизма и эффекта обменного смещения диапазон составов слоя Cr<sub>100-x</sub>Mn<sub>x</sub>.

## Введение

Основой многих датчиков и устройств высокоплотной записи информации являются тонкопленочные магнитные материалы. Системы антиферромагнетик/ферромагнетик представляют отдельный интерес в использовании их в качестве функциональных сред из-за реализующегося в таких системах эффекта обменного смещения, заключающегося в сдвиге петли гистерезиса ферромагнитного слоя вдоль оси магнитных полей [1]. Во многом характеристики таких сред и, как следствие, их применимость, определяет антиферромагнитная составляющая — в частности, её температура Нееля, магнитная анизотропия, коррозионная стойкость. В силу удачного сочетания их свойств на практике предпочтение отдается сплавам Ir-Mn или Pt-Mn [1]. Однако использование драгоценных металлов Ir и Pt существенно увеличивает себестоимость производства, и в настоящее время ведутся поиски более коммерчески выгодных сплавов, обладающих хорошими функциональными свойствами. Одним из кандидатов для использования антиферромагнетиков в производстве может являться сплав Cr-Mn, который обладает высокой температурой Нееля и достаточно широким диапазоном составов, при котором реализуется антиферромагнитное упорядочение, а также высокой коррозионной стойкостью [2]. Изучению условий реализации антиферромагнетизма сплавов Cr-Mn в пленочном состоянии и эффекта обменного смещения в многослойных пленках на его основе и посвящена данная работа.

## Детали эксперимента

Исследуемые образцы представляли собой три различные серии тонких пленок, полученные методом магнетронного распыления однокомпонентных мишеней Ta, Cr, Mn и сплавной мишени  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$  на покровные стекла Corning. Процесс распыления металлов осуществлялся в атмосфере Ar при давлении  $2 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст. Давление остаточных газов в вакуумной камере установки Orion-8 не превышало  $5 \cdot 10^{-7}$  мм рт. ст. Первая серия представляла собой однослойные пленки Ta(5 нм)/Cr<sub>100-x</sub>Mn<sub>x</sub>(50 нм)/Ta(5 нм). Вторая серия являлась системой антиферромагнетик/ферромагнетик — Ta(5 нм)/Cr<sub>100-x</sub>Mn<sub>x</sub>(50 нм)/ $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ (10 нм)/ Ta(5 нм). В данном случае ферромагнитный слой выступал в качестве индикатора антиферромагнитного упорядочения, при реализации ко-

торого наблюдается эффект обменного смещения петли гистерезиса  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ . Третья серия представляла собой систему Ta(5 нм)/ $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ (5 нм)/Cr<sub>100-x</sub>Mn<sub>x</sub>(50 нм)/ $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ (10 нм)/Ta(5 нм). Нижний слой  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$  толщиной 5 нм являлся буферным, используемым с целью формирования гранцентрированной кубической структуры в слое Cr-Mn.

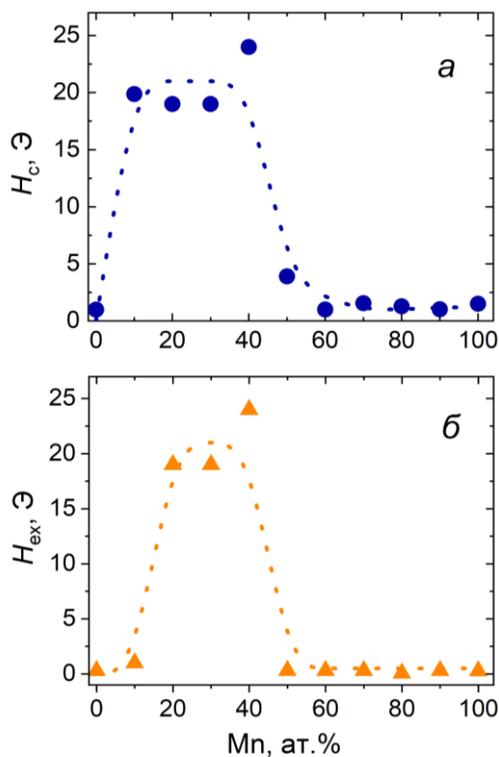
Для исследования магнитных свойств пленок использовались Керр-магнитометр EvicoMagnetics, измерительный комплекс PPMS DynaCool 9T, вибромагнитометр LakeShore. Для аттестации структурного состояния плёнок использовался рентгеновский дифрактометр PANalytical Empyrean series 2.

## Результаты и выводы

Структурные исследования пленок Ta/Cr<sub>100-x</sub>Mn<sub>x</sub>/Ta показали, что в области составов обогащенных Cr реализуется объёмно-центрированная кубическая структура. Причем в области с концентрацией Mn менее 40 ат. % наблюдается кристаллическая текстура типа (110). Интересной особенностью данных пленок является тот факт, что данная текстура, зарождающаяся в слое Cr-Mn, передаётся напыляемому поверх него защитному слою Ta. Для образца Ta/Cr<sub>60</sub>Mn<sub>40</sub>/Ta оказалась характерна текстура типа (200). Дальнейшее увеличение концентрации Mn в сплаве приводит к исчезновению кристаллической текстуры и их переходу в нанокристаллическое состояние, характеризующееся чрезвычайно малым средним размером зерна. Однако исследование в геометрии скользящего падения пленок с 60 ат. % Mn и более позволяет определить пики, которые могут относиться как к (110) объёмно-центрированной кубической фазе  $\delta$ -Mn, так и к (111) гранцентрированной кубической фазе  $\gamma$ -Mn.

На рис. 1 представлены результаты исследования магнитных свойств пленок серии Ta/Cr<sub>100-x</sub>Mn<sub>x</sub>/ $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ /Ta при комнатной температуре.

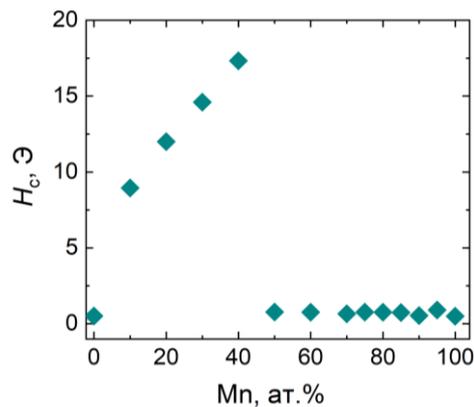
Показано, что в диапазоне составов от 10 до 50 ат. % Mn у пленок наблюдается значительный рост коэрцитивной силы в сравнении с пленками  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$  без антиферромагнитного слоя (см. рис. 1, а). Это косвенным образом свидетельствует о реализации антиферромагнитного упорядочения в слоях Cr-Mn. Для пленок с концентрацией Mn от 20 до 40 ат. % характерно обменное смещение петли гистерезиса (см. рис. 1, б).



**Рис. 1.** Влияние состава слоя  $\text{Cr}_{100-x}\text{Mn}_x$  на значение коэрцитивной силы (а) и поле обменного смещения (б) пленок  $\text{Ta}/\text{Cr}_{100-x}\text{Mn}_x/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}/\text{Ta}$

Исследование пленок серии  $\text{Ta}/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}/\text{Cr}_{100-x}\text{Mn}_x/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}/\text{Ta}$  показало, что обменное смещение петли гистерезиса не возникает во всем диапа-

зоне составов. Однако в диапазоне от 10 до 40 ат.% Mn в сплаве также наблюдается рост коэрцитивной силы (рис. 2).



**Рис. 2.** Влияние состава слоя  $\text{Cr}_{100-x}\text{Mn}_x$  на значение коэрцитивной силы пленок  $\text{Ta}/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}/\text{Cr}_{100-x}\text{Mn}_x/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}/\text{Ta}$

### Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФ, проект №22-22-00814.

### Литература

1. T. Blachowicz and A. Ehrmann // *Coatings*. **11**, 122 (2021).
2. S. Maki, K. Adachi // *Journal of the Physical Society of Japan*, **46**, 1131–1137 (1979).

# Частотная зависимость смешанной спиновой проводимости структур YIG/Pt при спиновой накачке ПМСВ

Ю. В. Никулин<sup>1,2</sup>, С. Л. Высоцкий<sup>1,2</sup>, М. Е. Селезнев<sup>1</sup>, А. В. Кожевников<sup>1</sup>,  
В. К. Сахаров<sup>1,2</sup>, Г. М. Дудко<sup>1</sup>, Ю. В. Хивинцев<sup>1,2</sup>, Ю. А. Филимонов<sup>1,2,\*</sup>

<sup>1</sup> Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Саратовский филиал, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019

<sup>2</sup> Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 38, Санкт-Петербург, 410032

\* yuri.a.filimonov@gmail.com

В структурах YIG/Pt экспериментально исследована спиновая накачка бегущими поверхностными магнитостатическими волнами (ПМСВ). Обнаружен рост генерируемого в результате обратного спинового эффекта Холла сигнала ЭДС на частотах, отвечающих сингулярностям Ван Хофа в плотности состояний спектра ПМСВ-структуры. Указанный рост связывается с ростом смешанной спиновой проводимости интерфейса YIG/Pt вследствие увеличения эффективности электрон-магнонного рассеяния на частотах сингулярностей Ван Хофа в спектре спиновых волн.

## Введение

Перенос углового момента в магнитных многослойных структурах играет центральную роль в физике и устройствах спинтроники. При этом особый интерес с точки зрения создания энергоэффективных устройств представляют структуры на основе магнитных диэлектриков и металлов с сильным спин-орбитальным взаимодействием (как правило, это структуры на основе пленок железиттриевого граната (YIG) и платины (Pt)), где токи углового момента или спиновые токи переносятся спиновыми волнами (СВ) или магнонами [1]. В качестве параметра, характеризующего эффективность переноса спинового тока через интерфейс YIG/Pt, рассматривают величину смешанной спиновой проводимости  $G^{\uparrow\downarrow}$ , характеризующую различие в отражательной способности интерфейса по отношению к электронам с противоположными ориентациями спина [2].

Принято считать [3], что одним и тем же параметром  $G^{\uparrow\downarrow}$  можно охарактеризовать эффективность спиновой проводимости интерфейса YIG/Pt в экспериментах по спиновой накачке, а также спиновым эффектам Зеебека и Холла. С другой стороны [4, 5], эффективность переноса спинового тока через интерфейс определяется процессами электрон-магнонного рассеяния на границе YIG/Pt, вероятность которых пропорциональна плотности состояний магнонов  $\eta(\omega)$ . При этом выражение для плотности состояний магнонов берется в виде [4, 5]:

$$\eta(\omega) = \sum_k [e^{\beta\omega_k} - 1]^{-1}, \quad (1)$$

где  $\beta = \hbar/k_B T$ , спектр СВ считается бесщелевым, а зависимость частоты  $\omega$  от волнового числа  $k$  считается квадратичной [4, 5]. Очевидно, что в тех случаях, когда эксперименты по спиновой накачке выполняются со структурами YIG/Pt, где плотность состояний в спектре СВ  $\eta(\omega)$  имеет вид (1), изменение частоты накачки  $f = \omega/2\pi$  не должно приводить к появлению резонансных особенностей в эффективности электрон-магнонного рассеяния ( $G^{\uparrow\downarrow}$ ). Между тем хорошо известно, что в пленках YIG спектр спиновых волн  $\omega = \omega(k)$  может существенно отличаться от квадратичного [6, 7]. При этом особую роль могут играть частоты  $f^*$ , на которых групповая скорость СВ  $v_g(f^*) = \partial\omega/\partial k \rightarrow 0$ , что отвечает сингулярностям

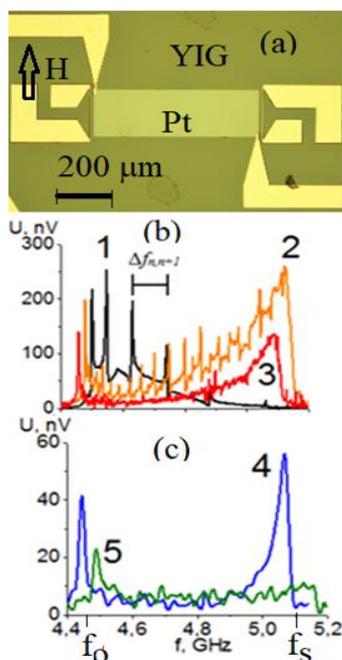
Ван Хофа [8] в плотности состояний магнонов  $\eta(f^*) \rightarrow \infty$ . Отметим, что применительно к поверхностным магнитостатическим волнам (ПМСВ) частотам  $f^*$  могут отвечать длинноволновая ( $f_0$ ) и коротковолновая ( $f_s$ ) границы в спектре [6], а также частоты резонансного взаимодействия ПМСВ с толщинными обменными модами YIG [7]. Цель данной работы – показать, что сингулярности Ван Хофа могут существенно влиять на спиновую проводимость интерфейса структур YIG/Pt.

## Результаты и обсуждение

Экспериментально исследовалась спиновая накачка бегущими ПМСВ в макетах типа линии задержки (ЛЗ) на основе структур YIG/Pt, см. рис. 1, а. ЛЗ изготавливались с помощью методов магнетронного распыления, фотолитографии и ионного травления на основе эпитаксиальных пленок YIG толщиной  $d = 0.9; 4; 8; 14$  и  $18$  мкм. Пленки платины имели толщину  $8-10$  нм, ширину  $200$  мкм и длину  $400-800$  мкм. ПМСВ возбуждались и принимались медными антеннами длиной  $250$  мкм, шириной  $w = 4$  мкм и толщиной  $500$  нм. Одновременно с макетами ЛЗ изготавливались Холловские мостики, которые демонстрировали спин-Холл магнитосопротивление  $\approx 0.01-0.05\%$ .

На рис. 1, б, в приведены результаты измерения частотных зависимостей ЭДС  $U(f)$  на контактах к Pt, генерируемой с помощью обратного спинового эффекта Холла. Можно видеть резонансные особенности в зависимостях  $U(f)$ . Отсутствие сигнала ЭДС в структуре на основе тонкой пленки  $d = 0.9$  мкм на частотах вблизи коротковолновой границы спектра  $f_s$  связано с использованием антенн шириной  $w > d$ , что существенно снижает эффективность возбуждения ПМСВ с волновыми числами  $k > k \geq d^{-1}$ . Частоты осцилляций на кривых 1 и 2 соответствуют частотам спин-волнового резонанса в пленках YIG и отвечают частотам отсечки обменных толщинных мод. Зависимость  $U(f)$  в структурах на основе «толстых» пленок характеризуется максимумами вблизи частот  $f_0$  и  $f_s$ , отвечающих длинноволновой ( $k \rightarrow 0$ ) и коротковолновой ( $k \rightarrow \infty$ ) границам спектра дипольных ПМСВ Дэймона — Эшбаха.

Таким образом, частотам сингулярностей Ван Хофа в спектре СВ отвечают резонансные особенности



**Рис. 1.** Фотография макета ЛЗ на основе структуры YIG/Pt(a). Частотные зависимости ЭДС (b) и (c) в структурах YIG/Pt (c). Числа 1–5 отвечают структурам на основе пленок YIG толщиной  $d = 0.9, 4, 8, 14$  и  $18$  мкм. На кривой 1 рис. b интервал  $\Delta f_{n,n+1}$  между пиками ЭДС отвечает разности частот  $n$ -й и  $n+1$  мод спин-волнового резонанса в ЖИГ. Падающая мощность  $P = -5$  dBm. Магнитное поле  $H = 939$  Э. Частоты  $f_{0,s}$  показывают положение длинноволновой и коротковолновой границ спектра дипольной ПМСВ [6]

в зависимости  $U(f)$ . Отметим также, что на частотах сингулярностей Ван Хофа одновременно с плотностью состояний должна увеличиваться эффективная масса магнонов, что, в свою очередь, также может усиливать процесс рассеяния электронов [9].

### Финансирование

Работа поддержана грантом РФФ № 22-19-00500.

### Литература

1. Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi *et al.* // *Nature*, **464**, 262 (2010).
2. Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G. E. W. Bauer // *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 117601 (2002).
3. M. Weiler, M. Althammer, M. Schreider *et al.* // *Phys. Rev. Lett.*, **111**, 176601 (2013).
4. S. Takahashi, E. Saitoh, S. Maekawa // *J. Phys.: Conf. Series*, **200**, 062030 (2010).
5. E. G. Tveten, A. Brataas, Y. Tserkovnyak // *Phys. Rev. B*, **92**, 180412 (2015).
6. R. Damon, J. Eshbach // *Journ. of Phys. Chem. Sol.*, **19**, 308 (1970).
7. R. E. De Wames, T. Wolfram. // *J. Appl. Phys.*, **41**, 987 (1970).
8. L. van Hove // *Phys. Rev.* **89**, 1189 (1953).
9. Дж. Рейсленд. Физика фононов. Москва : Мир, 1975, 365 с.

# Нарушение киральной симметрии и неоднородные состояния в деформированных ферромагнетиках

А. А. Фраерман

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афоино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
andr@ipmrasl.ru

Найден общий вид киральных слагаемых, обусловленных деформацией ферромагнетика. В частности, для ферромагнитного стержня, подвергнутого упругой деформации кручения, показана возможность перехода от спирального состояния к вихревому. В случае одиночной винтовой дислокации указано на формирование скирмионного состояния за счет упругих деформаций и спирального распределения намагниченности, индуцируемого ядром дислокации. Определены условия, при которых происходит переход от одного кирального распределения намагниченности к другому в ансамбле одинаковых дислокаций.

Фундаментальной причиной нарушения киральной магнитной симметрии является взаимодействие Дзялошинского — Мория, которое существует в системах без центра инверсии. Если это взаимодействие достаточно сильно, то основное состояние системы представляет собой неоднородное распределение намагниченности в виде спиралей, вихрей или магнитных скирмионов. Известно, что изменение симметрии кристаллической структуры ферромагнетика происходит при его механической деформации, что может приводить к нарушению киральной магнитной симметрии. Мы предполагаем, что без деформаций система обладает центром симметрии и взаимодействие Дзялошинского — Мория запрещено. Мы найдем общий вид киральных слагаемых, обусловленных деформацией ферромагнетика, что позволит предсказать существование новых вихреподобных и спиральных состояний в таких системах.

Задача состоит в определении плотности энергии ферромагнетика, которая ответственна за нарушение киральной симметрии, в присутствии деформаций. Запишем эту часть энергии в виде

$$\varepsilon = S_{ikj} M_i \frac{\partial M_k}{\partial x_j}, \quad (1)$$

где  $M_i$  — компоненты вектора магнитного момента,  $S_{ikj}$  — тензор третьего ранга, связь которого с деформациями требуется найти. Выделяя симметричную и антисимметричную части этого тензора по первым двум индексам, получим

$$\varepsilon = \frac{1}{4} (S_{ikj} + S_{kij}) \left( M_i \frac{\partial M_k}{\partial x_j} + M_k \frac{\partial M_i}{\partial x_j} \right) + \frac{1}{4} (S_{ikj} - S_{kij}) \left( M_i \frac{\partial M_k}{\partial x_j} - M_k \frac{\partial M_i}{\partial x_j} \right) \quad (2)$$

Первое симметричное слагаемое пропорционально пространственной производной от произведения компонент магнитного момента и сводится к поправкам к магнитоупругой энергии кристалла, которые не влияют на киральность магнитного распределения. Таким образом, задача состоит в определении связи антисимметричного тензора  $D_{ikj} = S_{ikj} - S_{kij}$  с деформациями. Так как деформации описываются вектором смещений  $u_i$ , то искомый тензор имеет вид

$$D_{ikj} = \frac{1}{2} D_1 \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_k} - \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right),$$

где  $D_1$  — константа. Таким образом, тензор, ответственный за киральное взаимодействие, есть производ-

ная от тензора дисторсии  $d_{ik} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_k} - \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right)$ . Антисимметричный тензор дисторсии может быть записан в виде  $d_{ik} = e_{ikl} A_l$ , где  $e_{ikl}$  — тензор Леви — Чивита,  $A_l = (\text{rot } \vec{u})_l$  есть аксиальный вектор. В итоге, плотность энергии принимает вид

$$\varepsilon = D_1 \frac{\partial A_l}{\partial x_j} \left[ \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x_j} \right]_l. \quad (3)$$

Отметим, что эта формула совпадает с выражением, записанным в [1], в приближении медленного пространственного изменения намагниченности и деформаций. Мы покажем, что такое взаимодействие не только снимает киральное вырождение [16], но и стабилизирует в ферромагнетике неоднородные магнитные состояния. Если в образце есть дислокации, то возможен дополнительный вклад в тензор  $D_{ikj}$ , обусловленный неоднозначностью поля смещений в ядре дислокации. Действительно, при обходе по контуру, охватывающему линию дислокации, вектор смещения получает дополнительное приращение  $\vec{b}$ ,  $\oint_L du_i = \oint_L \frac{\partial u_i}{\partial x_k} dx_k = -b_i$ . Этот вектор получил название вектора Бюргерса [25]. Направление обхода контура выбрано так, что образует «правый» винт с вектором касательной к линии дислокации. Пользуясь теоремой Стокса, перейдем от интегрирования по контуру к интегрированию по поверхности, опирающейся на этот контур

$$\oint_L \frac{\partial u_i}{\partial x_k} dx_k = \iint_{S_L} e_{jlk} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_l \partial x_k} dS_j,$$

где нормаль к поверхности параллельна касательной к линии дислокации  $dS_j = e_{j pq} dx_p dx_q$ . В итоге имеем

$$\iint_{S_L} \left( \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_p \partial x_q} - \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_q \partial x_p} \right) dx_p dx_q = b_i. \quad (4)$$

Антисимметричный тензор третьего ранга, стоящий под знаком интеграла

$$T_{pqi} = -T_{qpi} = \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_p \partial x_q} - \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_q \partial x_p}$$

носит название тензора кручения и представляет собой поверхностную плотность вектора Бюргерса [26]. В простейшем случае одиночной винтовой дислокации, вектор Бюргерса которой направлен вдоль оси  $z$ , тензор кручения равен  $T_{xyz} = -T_{yxz} = b \delta(x) \delta(y)$ . Для краевой дислокации, вектор Бюргерса которой направлен вдоль оси  $x$ , имеем  $T_{xyx} = -T_{yxx} =$

$= b\delta(x)\delta(y)$ . Итак, «киральный» вклад в энергию ферромагнетика, обусловленный деформациями, записывается в виде

$$\varepsilon = D_1 \frac{\partial A_l}{\partial x_j} \left[ \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x_j} \right]_l + D_2 T_{ikj} \left( M_i \frac{\partial M_k}{\partial x_j} - M_k \frac{\partial M_i}{\partial x_j} \right). \quad (5)$$

В докладе рассмотрены некоторые следствия, к которым приводят найденные киральные слагаемые. В частности, для ферромагнитного стержня, подвергнутого упругой деформации кручения, показана возможность перехода от спирального состояния к вихревому. В случае одиночной винтовой дислокации указано на формирование скирмионного состояния за счет упругих деформаций и спирального распределения намагниченности, индуцируемого ядром дисло-

кации. Определены условия, при которых происходит переход от одного кирального распределения намагниченности к другому в ансамбле одинаковых дислокаций.

### Финансирование

*Работа выполнена в рамках государственного задания № 0030-2021-0021.*

### Литература

1. V. I. Fedorov, A. G. Gukasov, V. Kozlov, S. V. Maleyev, V. P. Plakhty, and I. A. Zobkalo, Interaction between the spin chirality and the elastic torsion // Phys. Lett. A, 224, 372-378 (1997).

# Изучение корреляции кинетики роста нанопроволок состава $\text{Fe}_{0,5}\text{Co}_{0,5}$ и их магнитных и структурных свойств

Д. Р. Хайретдинова<sup>1,2,3,\*</sup>, И. М. Долуденко<sup>1</sup>, И. С. Волчков<sup>1</sup>, Д. Л. Загорский<sup>1</sup>, Л. В. Панина<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Ленинский пр., 59, Москва, 119333

<sup>2</sup> НИТУ МИСИС, Ленинский пр., 4, Москва, 119049

<sup>3</sup> БФУ им. И. Канта, ул. А. Невского, 14, Калининград, 236041

\* hairtrdr@gmail.com

В работе рассматривается зависимость магнитных и структурных свойств ферромагнитных нанопроволок состава  $\text{Fe}_{0,5}\text{Co}_{0,5}$ , полученных методом матричного синтеза в поры трековых мембран, от их времени роста. Рассчитаны скорость роста на различных этапах заполнения пор матрицы, определено распределение элементов по длине нанопроволок и получена зависимость коэрцитивной силы от длины структур.

## Введение

Нанопроволоки из металлов группы железа, полученные методом матричного синтеза в порах трековых мембран, являются перспективными для изучения структурами. Управление их свойствами возможно путем изменения их структурных особенностей как варьированием режимов получения, так и изменением их геометрических параметров.

Для более точного и предсказуемого контроля геометрических параметров нанопроволок необходимо изучение кинетики их роста, так как при электрохимическом осаждении рост таких структур неоднороден, что приводит не только к нелинейности зависимости скорости роста от времени, но и к нелинейности магнитных свойств нанопроволок.

## Материалы и методы исследования

В работе методом матричного синтеза были получены нанопроволоки состава  $\text{Fe}_{0,5}\text{Co}_{0,5}$ . Для осаждения использовался электролит со следующим составом:  $\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$  — 48 г/л;  $\text{CoSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$  — 16 г/л;  $\text{CoCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  — 40 г/л;  $\text{H}_3\text{BO}_3$  (буферная добавка для поддержания pH) — 25 г/л;  $\text{C}_6\text{H}_8\text{O}_6$  (для предотвращения окисления ионов  $\text{Fe}^{2+}$  до трехвалентного состояния), SDS — менее 1 г/л. В качестве матриц использовалась трековая мембрана из ПЭТФ (г. Дубна) с диаметром пор 100 нм и плотностью пор  $1,2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ . Осаждение проводилось в потенциостатическом режиме при напряжении 1,5 В. Предварительный контроль роста массива нанопроволок проводился с помощью хроноамперограмм.

На первом этапе были получены массивы нанопроволок с временем осаждения от 10 до 100 секунд с шагом в 10 с. Для исследований методами сканирующей микроскопии (Jeol JSM6000Plus, Япония) пробоподготовка включала в себя стравливание полимера в растворе NaOH. Для рентгенофазового анализа (Rigaku Miniflex 600, Япония) стравливание полимера не производилось, однако убиралась медная подложка путем помещения образцов на продолжительное время в раствор аммиака. В случае магнитометрии (магнитометр ВМ-07, Россия) дополнительной пробоподготовки образцов не проводилось.

## Результаты и обсуждение

Пример получаемых микрофотографий массивов нанопроволок представлен на рис. 1. Результаты сканирующей электронной микроскопии показали, что скорость роста нанопроволок изменяется по мере заполнения пор, характер данного изменения не линеен. Такая зависимость может быть объяснена отклонением состава сплава от стехиометрии  $\text{Fe}_{0,5}\text{Co}_{0,5}$  из-за различий в химической активности ионов  $\text{Fe}^{+2}$  и  $\text{Co}^{+2}$  и разности равновесных потенциалов осаждения, а также за счет неконтролируемой побочной реакции выделения водорода на катоде из-за перенапряжения.

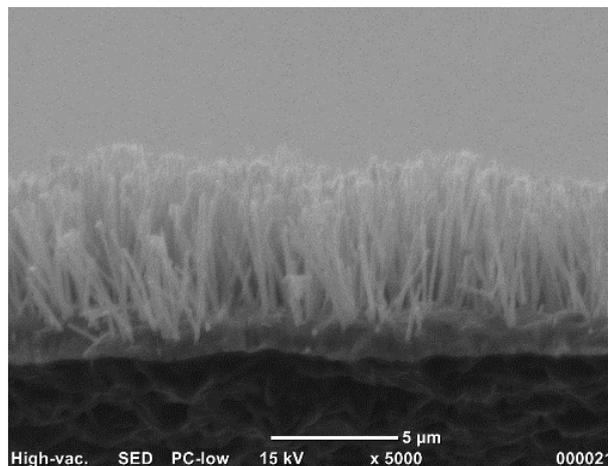


Рис. 1. Микрофотография массива нанопроволок при полном заполнении матрицы (100 с)

Нелинейность процесса осаждения нанопроволок из сплава FeCo в поры трековых мембран также подтверждаются данными рентгенофазового анализа. Графики зависимости отклонения от стехиометрии  $\text{Fe}_{0,5}\text{Co}_{0,5}$ , определенные с помощью уравнения Вегарда, и скорости роста от длины нанопроволок представлены на рис. 2.

По этим данным можно судить об отклонении состава нанопроволок от эквиатомного. Также можно выдвинуть предположение о схожести изменения скорости роста с составом, что может свидетельствовать о большей активности ионов  $\text{Fe}^{+2}$  по отношению к  $\text{Co}^{+2}$ . Синусоидальный характер изменений может

быть связан с выделением газообразного водорода на поверхности катода. При увеличении скорости осаждения выделение водорода также увеличивается, что приводит к частичному перекрытию пор и, как следствие, снижению скорости роста.

Данные магнитометрии (рис. 3) также показывают, что коэрцитивные силы ( $H_c$ ) в направлениях ООР и IP имеют нелинейную зависимость от времени роста. Такая зависимость может быть объяснена отклонением состава сплава от стехиометрии  $Fe_{0,5}Co_{0,5}$ .

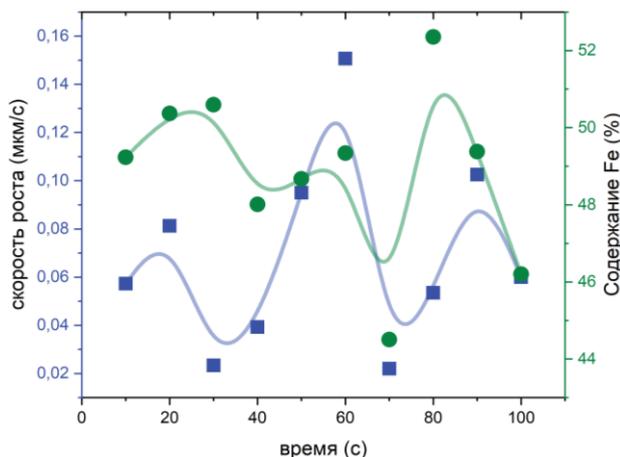


Рис. 2. Зависимость изменения соотношения Fe и скорости роста от времени осаждения

Это может быть обусловлено различными магнитными свойствами сплавов FeCo. По кривой Слетера-Полинга наибольшей намагниченностью насыщения, а значит, и коэрцитивной силой, обладает состав сплава с содержанием Fe порядка 70 ат.%. Таким образом, уменьшение концентрации железа в составе нанопроволок приводит к уменьшению  $H_c$ . Наибольшее значение  $H_c$  было достигнуто при значении времени роста 90 секунд (550 Э), при котором наблюдается наименьшее отклонение состава нанопроволок от стехиометрического.

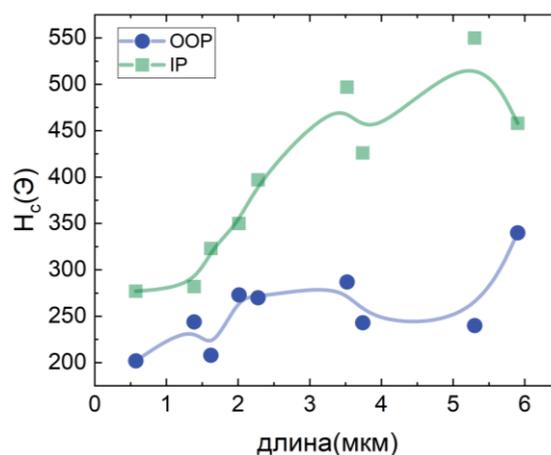


Рис. 3. Зависимость коэрцитивной силы нанопроволок состава  $Fe_{0,5}Co_{0,5}$  от их длины в положениях ООР и IP

### Заключение

Были изучены особенности роста, геометрических параметров и свойств нанопроволок из сплава FeCo с предполагаемым эквиатомным отношением элементов. Были получены микрофотографии структур, по которым была рассчитана скорость роста нанопроволок. Расчет истинного соотношения элементов в сплаве был произведен с помощью рентгенофазового анализа. При этом было показано, что имеет место отклонение от стехиометрии в сторону увеличения количества Fe. Данные магнитометрии также косвенно подтверждают выдвинутые предположения, при этом максимум  $H_c$  достигался при минимальном отклонении состава от эквиатомного и составлял 550 Э.

### Финансирование

Работа выполнена на базе НИТУ «МИСИС» и при поддержке госзадания ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН. Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 21-72-20158.

# Динамика доменных границ в эпитаксиальной системе Pd/Co/Pd

А. В. Давыденко\*, Н. Н. Черноусов, А. С. Пашенко, А. А. Турпак, А. Г. Козлов

Дальневосточный федеральный университет, п. Аякс, 10, о. Русский, г. Владивосток, 690922  
\*avdavydenko@gmail.com

Работа посвящена влиянию перпендикулярного и плоскостного магнитных полей на асимметрию движения доменных границ (ДГ) в эпитаксиальной системе Pd(3-15 нм)/Co(0,7 нм)/Pd(3 нм), обладающей сильной перпендикулярной анизотропией. В режиме ползучести наблюдается сильная асимметрия между скоростями правой и левой ДГ, и большую скорость имеет та, направление распространения которой совпадает с направлением плоскостного поля. Напротив, в режиме депиннинга асимметрия значительно уменьшается и меняет знак.

## Введение

На динамику доменных границ (ДГ) в тонких магнитных пленках влияет множество параметров, таких как перпендикулярное и плоскостное внешнее магнитное поле, магнитная анизотропия, антисимметричное взаимодействие Дзялошинского — Мория (ВДМ), а также недавно обнаруженный эффект кирального затухания.

Этот эффект заключается в неодинаковом значении скорости правой и левой ДГ при ненулевом плоскостном поле. Это может быть связано с зависимостью эффективного параметра затухания от азимутальной ориентации намагниченности в ядре доменной стенки – так называемым эффектом кирального затухания [1]. Асимметрия движения доменных стенок наблюдается во многих системах в режиме ползучести (рис. 1), в котором движение ДГ происходит за счет тепловых флуктуаций в сочетании с приложенным перпендикулярным магнитным полем. Динамика доменных стенок в некоторых системах сильно зависит от режима, в котором производятся измерения: ползучести или потока [2].

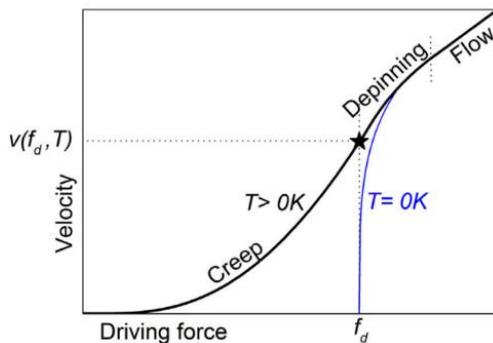


Рис. 1. Зависимость скорости ДГ от вынуждающей силы (в данном случае, от перпендикулярного магнитного поля) для нулевой (синяя кривая) и конечной (черная кривая) температуры. Взято из [3]

В данной работе рассматривается динамика доменных стенок в режиме ползучести и депиннинга и их зависимости от плоскостного магнитного поля при разных значениях перпендикулярного магнитного поля в эпитаксиальной системе Pd/Co/Pd

## Детали эксперимента

Вся серия образцов состава Pd(3–15 нм)/Co(0,7 нм)/Pd(3 нм) наносилась на подложку Si(111)/Cu(2

нм) методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Образцы демонстрируют сильную перпендикулярную магнитную анизотропию с полем анизотропии 12–13 кЭ.

Магнитная структура наблюдалась с помощью магнитооптического микроскопа Керра. В качестве источника постоянного плоскостного поля использовался электромагнит, а импульсное перпендикулярное поле генерировалось с помощью электрической схемы, состоящей из одновитковой катушки, батареи конденсаторов и управляемого электронного ключа.

Схема измерения скорости ДГ была следующей. С помощью сфокусированного ионного травления на поверхности образца создавался искусственный дефект, на котором устойчиво зарождался кольцевой домен. Включалось постоянное плоскостное поле. Прикладывался импульс перпендикулярного поля определенной амплитуды и длительности. Расстояние, на которое распространялась ДГ, измерялось по снимку дифференциального магнитного контраста, сделанному микроскопом Керра. Измерялись значения скоростей левой и правой ДГ при разной ориентации плоскостного поля, а перпендикулярное поле являлось параметром.

## Полученные результаты

В режиме ползучести зависимости скорости от плоскостного поля демонстрируют значительную асимметрию, что обусловлено одновременным влиянием ВДМ и кирального затухания на движение ДГ в данной системе. (рис. 2, а).

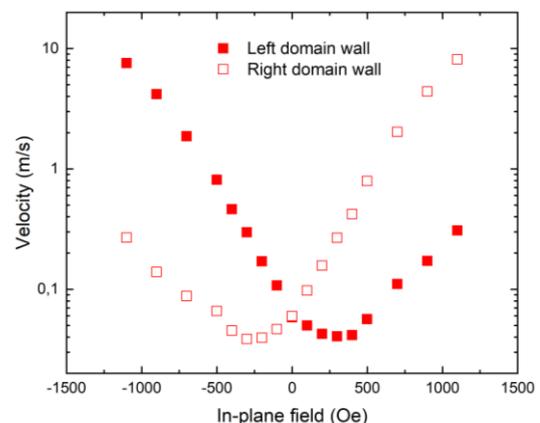
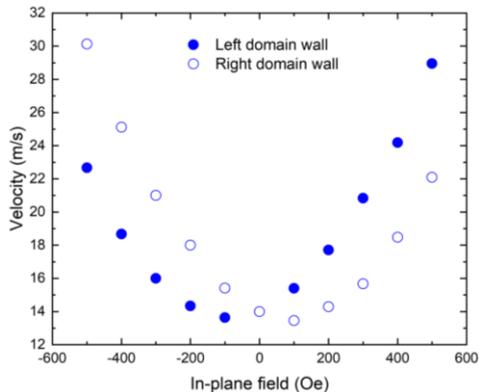


Рис. 2. Зависимость скорости ДГ от плоскостного магнитного поля для Pd(3 нм)/Co(0,7 нм)/Pd(3 нм) в режиме ползучести. Заштрихованные точки – значения для левой ДГ, незаштрихованные – для правой ДГ

Напротив, при перпендикулярном поле выше поля депиннинга асимметрия движения ДГ меняет знак и быстрее движется та ДГ, направление распространения которой антипараллельно направлению плоскостного поля (рис.2, б). Это может быть связано с сильной зависимостью эффекта кирального затухания от скорости ДГ.



**Рис. 3.** Зависимость скорости ДГ от плоскостного магнитного поля для Pd (3 нм)/Co(0.7 нм)/Pd (3 нм) в режиме депиннинга

В режиме ползучести киральное затухание проявляется наиболее сильно, поэтому динамика движения ДГ обусловлена главным образом знаком константы кирального затухания, а не ВДМ. При переходе в режим депиннинга вклад от кирального затухания ослабевает, и асимметрия кривых скорости до-

менных границ в зависимости от плоскостного поля становится обусловлена только ВДМ, которое инвариантно относительно скорости ДГ.

### Финансирование

*Исследование выполнено при поддержке Фонда целевого капитала ДВФУ. Мы благодарим Правительство Российской Федерации за государственную поддержку научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых российских высших учебных заведений, научных фондов и государственных исследовательских центров Российской Федерации (проект № 075-15-2021-607) в части измерения и анализа магнитных свойств.*

### Литература

1. Emilie Jué. Chiral damping of magnetic domain walls / Emilie Jué, C. K. Safeer, Marc Drouard, Alexandre Lopez et al. // Nat. Mat. – 2016. – Vol. 15. – P. 272–277.
2. M. Vaňatka. Velocity asymmetry of Dzyaloshinskii domain walls in the creep and flow regimes / M. Vaňatka, J-C Rojas-Sánchez, J Vogel et al. // J. Phys.: Condens. Matter. – 2015. – Vol. 27. – P. 326002.
3. V. Jeudy, A. Mougin, S. Bustingorry et al. Universal Pinning Energy Barrier for Driven Domain Walls in Thin Ferromagnetic Films // Phys. Rev. Lett. – 2016. – Vol. 117. – P. 057201.

# Алмазные наночастицы детонационного синтеза с поверхностью, модифицированной ионами d-элементов

А. С. Чижикова\*, Е. Б. Юдина\*\*, А. В. Швидченко, А. Е. Алексенский

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021

\* chizhikova@mail.ioffe.ru, \*\* yudina@mail.ioffe.ru

Проведена модификация поверхности алмазных наночастиц детонационного синтеза ионами d-элементов. Установлено, что частицы детонационного наноалмаза с поверхностью, модифицированной ионами никеля и кобальта, образуют устойчивые водные суспензии. Полученные частицы могут быть применены в качестве носителей металл-катализатора, контрастных агентов в МРТ, элементов наноэлектроники. Определены характерные размеры наночастиц, электрические свойства поверхности и элементный состав.

## Введение

Алмазные наночастицы детонационного синтеза — детонационные наноалмазы (ДНА) — являются неотъемлемой частью современных нанотехнологий. Привлекательностью этого материала является не только средний размер кристаллического зерна — область когерентного рассеяния составляет 4–5 нм, но и широкий спектр возможных применений: компоненты для гибридных материалов, наполнители полимерных матриц, носители металла-катализатора, сорбенты, покрытия, аэрогели, элементы наноэлектроники или других материалов, где требуются исключительные механические свойства, химическая инертность, большие значения величины удельной поверхности — типичные величины 250–300 м<sup>2</sup>/г [1, 2].

Идея получения устойчивых суспензий ДНА, связанных с двухвалентными ионами металлов, основывается на химическом присоединении ионов к поверхности наноалмазных частиц путем реакции ионного обмена между ионами металлов и протонами карбоксильных групп на поверхности частиц ДНА [3–5]. Например, такие частицы могут служить в качестве зародышей роста для получения CVD-алмазных пленок, легированных парамагнитными ионами [6–8], контрастных агентов в магниторезонансной томографии [5, 9].

## Методика эксперимента

Синтез суспензий ДНА с поверхностью, модифицированной двухвалентными ионами металлов (ДНА-Ме) был осуществлен путем смешивания гидрозоля деагломерированного ДНА и соли металлов нитрат никеля (Ni(NO<sub>3</sub>)<sub>2</sub>·6H<sub>2</sub>O, ацетат никеля Ni(CH<sub>3</sub>COO)<sub>2</sub>·4H<sub>2</sub>O, нитрат кобальта Co(NO<sub>3</sub>)<sub>2</sub>·6H<sub>2</sub>O, ацетат кобальта Co(CH<sub>3</sub>COO)<sub>2</sub>·4H<sub>2</sub>O. Начальная концентрация Ni<sup>2+</sup> и Co<sup>2+</sup> при добавлении к суспензии ДНА составляла 6,12 мас.% и 6,14 мас.% соответственно, что эквивалентно 100 ионам металла на одну частицу ДНА.

После взаимодействия частиц ДНА с водными растворами солей металлов применяли цикл — ультразвуковая обработка, центрифугирование и декантация для удаления несвязанных ионов металла. Для получения суспензии ДНА-Ме к осадку после центрифугирования добавляли деионизованную воду и подвергали ультразвуковой обработке.

Суспензии ДНА-Ме охарактеризованы методами динамического рассеяния света и лазерного доплеровского электрофореза.

Суспензии высушивались в роторном испарителе. Методом рентгено-энергодисперсионного анализа найдено содержание металлов в порошках ДНА-Ме.

## Результаты и обсуждение

Распределение частиц ДНА-Ме по размерам в суспензиях относительно исходного гидрозоля ДНА показано на рис. 1. Частицы наноалмаза при модификации их поверхности ионами металлов образуют агломераты. Размер частиц ДНА-Ме составил 4–6 нм и 11–12 нм для ДНА-Co и ДНА-Ni соответственно.

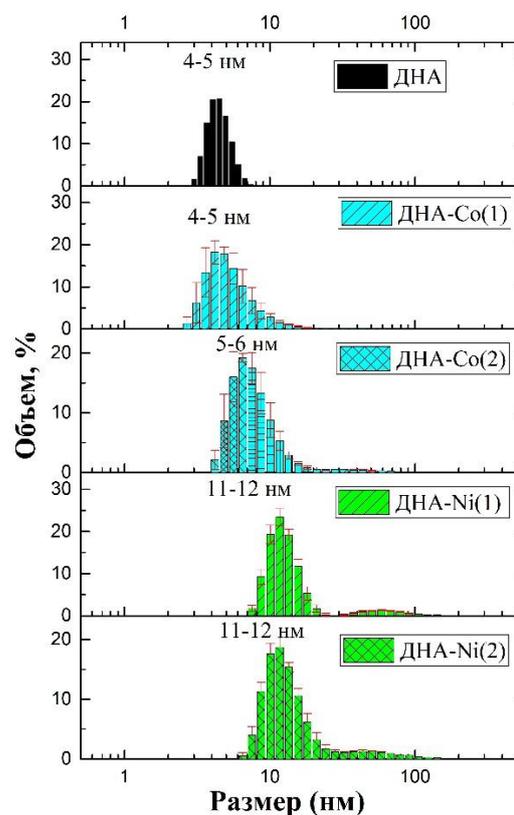


Рис. 1. Распределение частиц по размерам в суспензиях относительно исходного гидрозоля ДНА. ДНА — исходный гидрозоль ДНА; ДНА-Co(1) — образец, полученный при добавлении Co(NO<sub>3</sub>)<sub>2</sub> к гидрозолю ДНА; ДНА-Co(2) — образец, полученный при добавлении Co(CH<sub>3</sub>COO)<sub>2</sub> к гидрозолю ДНА; ДНА-Ni(1) — образец, полученный при добавлении Ni(NO<sub>3</sub>)<sub>2</sub> к гидрозолю ДНА; ДНА-Ni(2) — образец, полученный при добавлении Ni(CH<sub>3</sub>COO)<sub>2</sub> к гидрозолю ДНА

Значения электрокинетического потенциала суспензий ДНА-Ме приведены в табл. 1. Концентрация каждой суспензии ДНА-Ме составляла 0,5 вес.%. Водные суспензии ДНА-Ме остаются устойчивыми к седиментации. Устойчивость полученных суспензий определяется значением электрокинетического потенциала, которое составляет  $\sim|30\text{мВ}|$  и ниже по абсолютной величине.

Таблица 1. Электрокинетический потенциал водных суспензий ДНА и ДНА-Ме

Образец	$\zeta$ -потенциал, мВ
ДНА	$-49,3 \pm 0,5$
ДНА-Co(1)	$-43,8 \pm 0,1$
ДНА-Co(2)	$-29,2 \pm 0,8$
ДНА-Ni(1)	$-28,4 \pm 0,9$
ДНА-Ni(2)	$-30,2 \pm 0,6$

Содержание металла в порошках ДНА-Ме представлено в табл. 2.

Таблица 2. Элементный состав порошков ДНА-Ме

Образец	Содержание Ме, вес. %	Количество ионов металла на одну частицу ДНА
ДНА-Co(1)	0,26–0,30	4–5
ДНА-Co(2)	1,00–1,17	16–19
ДНА-Ni(1)	0,30–0,33	4–5
ДНА-Ni(2)	1,10–1,15	18–19

Таким образом, показано, что содержание присоединяемых ионов металла для никеля и кобальта не зависит от катиона соли. Применение ацетатов позволяет увеличить концентрацию металла на поверхности ДНА.

## Заключение

В рамках исследований показана возможность получения устойчивых к седиментации водных суспензий ДНА с поверхностью, модифицированной двухвалентными ионами металлов.

Установлена зависимость содержания присоединяемых ионов металла от природы аниона соли.

## Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания № FFUG-2022-0012.

## Литература

1. A. M. Schrand, S. A. C. Hens, O. A. Shenderova // *Crit. Rev. Solid State Mater. Sci.* V. 34, № 1–2, 18–74 (2009).
2. В. Ю. Долматов // *Успехи химии*, E. 76, № 4, 375–397 (2007).
3. E. B. Yudina *et al.* // *Eur. J. Inorg. Chem.* V. 2019, № 39–40, 4345–4349 (2019).
4. А. Е. Алексенский, М. А. Яговкина, А. Я. Вуль // *ФТТ*. Т. 46, № 4, 668–669 (2004).
5. A. M. Panich *et al.* // *Diam. Relat. Mater.*, V. 119, 108590 (2021).
6. E. B. Yudina *et al.* // *Materials*. V. 15, № 16, 5788 (2022).
7. D. E. P. Vanpoucke *et al.* // *Diam. Relat. Mater.*, V. 94, 233–241 (2019).
8. M. Wolfer *et al.* // *Phys. Status Solidi A*. V. 206, № 9, 2012–2015 (2009).
9. A. M. Panich *et al.* // *Diam. Relat. Mater.* V. 131, 109591 (2023).

# Упруго-напряженное состояние интерфейсов в слоистых магнитоэлектрических структурах ферромагнетик / сегнетоэлектрик

С. А. Шарко<sup>1,\*</sup>, А. И. Серокурова<sup>1</sup>, Н. Н. Новицкий<sup>1</sup>, А. И. Стогний<sup>1</sup>,  
Н. Н. Поддубная<sup>1</sup>, В. А. Кецко<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению», ул. П. Бровки, 19, Минск, Беларусь, 220072

<sup>2</sup> Институт общей и неорганической химии им. Н. С. Курнакова, Ленинский пр., 31, Москва, Россия, 119991

\* sharko@physics.by

В данной работе показано, что в слоистых композитных структурах в виде тонких (~1–2 мкм) слоёв кобальта, никеля и пермендюра на подложках сегнетоэлектрической керамики на основе цирконата титаната свинца упругие свойства приинтерфейсных областей вносят более заметный вклад в формирование магнитоэлектрических свойств, чем магнитострикция ферромагнитного слоя. Данные структуры получены методом ионно-лучевого распыления — осаждения с предварительной ионно-лучевой планаризацией поверхности подложки. Данные композитные структуры перспективны для использования в качестве рабочих элементов магнитоэлектрических датчиков постоянных и переменных магнитных полей.

## Введение

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект [1] представляет большой научно-технический интерес и заключается в поляризации образца во внешнем магнитном поле, либо в его намагничивании во внешнем электрическом поле. МЭ-эффект может найти разнообразные применения в энергонезависимых преобразователях магнитных и электрических величин, например, в датчиках магнитных полей [2].

Существующие методы формирования слоистых структур, основанные на механическом соединении ферромагнитных (ФМ) и сегнетоэлектрических (СЭ) слоёв [1], не удовлетворяют требованиям термостабильности и воспроизводимости их МЭ-характеристик при повышенных температурах. Непосредственное же нанесение слоя ФМ-металла на СЭ-подложку методом ионно-лучевого распыления — осаждения [3, 4] после предварительной ионно-лучевой планаризации её поверхности делает возможным формирование термостабильного плоскопараллельного интерфейса ферромагнетик / сегнетоэлектрик и получение слоистых структур с МЭ-эффектом при комнатной температуре.

Целью данной работы является получение методом ионно-лучевого осаждения структур в виде ФМ слоёв кобальта, никеля и пермендюра толщиной 2 мкм на подложках СЭ-керамики толщиной 400 мкм, обладающих низкочастотным МЭ-эффектом при комнатной температуре.

## Методика эксперимента

СЭ-керамика на основе цирконата титаната свинца (PZT) состава  $\text{PbZr}_{0,45}\text{Ti}_{0,55}\text{O}_3$  синтезировалась в виде таблеток диаметром 8 мм и толщиной 400 мкм методом твердофазного синтеза [3]. Поверхность керамических подложек последовательно обрабатывалась методами механохимического полирования и ионно-лучевой планаризации с целью доведения ее среднеквадратической шероховатости до наноразмерного уровня.

Затем на планаризованную поверхность керамической подложки методом ионно-лучевого распыления — осаждения наносился слой ФМ металла ко-

бальта, никеля и пермендюра. Пермендюр (Pdr) представляет собой твёрдый раствор кобальта (49%), железа (49%) и ванадия (2%).

Поляризация образцов осуществлялась в постоянном электрическом поле 4 кВ/мм в течение двух часов при температуре 150°C. МЭ-измерения проводились при комнатной температуре в постоянном и переменном магнитных полях на частоте 1 кГц.

## Результаты и обсуждение

Зависимость линейного МЭ-коэффициента по напряжению  $\alpha$  полученных в данной работе структур в виде ФМ-слоёв на планаризованной подложке PZT от величины постоянного магнитного поля представлена на рис. 1.

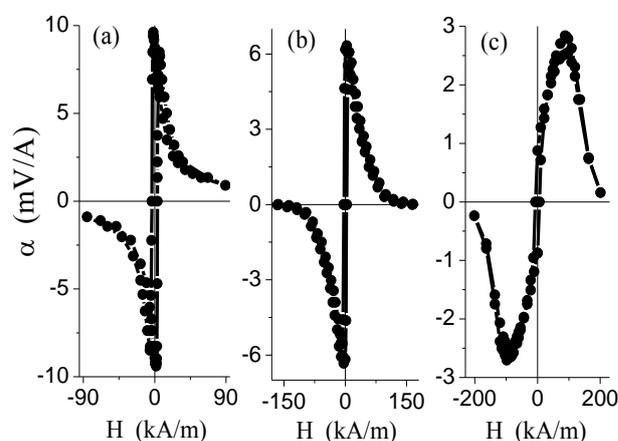


Рис. 1. МЭ-свойства гетероструктур Co (2 мкм) / PZT (400 мкм) (a), Ni (2 мкм) / PZT (400 мкм) (b) и Pdr (2 мкм) / PZT (400 мкм) (c) во внешнем магнитном поле. Pdr — пермендюр

В предыдущих наших работах [3, 4] было показано, что в формирование низкочастотного МЭ-эффекта основной вклад вносят очень малые области по обе стороны от интерфейса. Толщина этих областей составляет  $\approx 0,005-0,01$  от толщины подложки и сравнима с толщиной ФМ-слоя, что позволило предложить концепцию интерфейсного МЭ-эффекта.

Магнитоэлектрический коэффициент представляет собой произведение пьезоэлектрического и пьезомагнитного модулей [1]. Отсюда следует, что с уменьшением толщины ФМ-слоя роль границы раздела в формировании МЭ-свойств должна возрастать. Это эквивалентно усилению вклада упругой деформации ФМ- и СЭ-компонент на интерфейсе с одновременным ослаблением влияния магнитострикции ФМ-слоя. Действительно, относительный вклад области упруго-напряжённого состояния ФМ-слоя в МЭ-эффект, определяемый отношением  $\xi$  её толщины  $h_{\min}$  к толщине слоя металла, составляет 0,06.

Энергия магнитоупругой деформации  $W_\lambda$ , возникающая вследствие магнитострикции, и энергия упругой деформации  $W_\varepsilon$ , обусловленная рассогласованием кристаллографических параметров, определяются следующими выражениями:

$$W_\lambda = \frac{E\lambda_s^2}{2} V_\lambda, \quad W_\varepsilon = \frac{E f_{\max}^2}{2} V_\varepsilon,$$

где  $E$  – модуль Юнга для изотропной среды;  $V_\lambda$  – объём ферромагнетика;  $\lambda_s$  – коэффициент магнитострикции, равный относительной продольной деформации ферромагнетика в магнитном поле;  $f_{\max}$  – максимальное рассогласование кристаллических решёток сопрягаемых на интерфейсе материалов;  $V_\varepsilon$  – объём области металлического слоя, находящейся в упруго-напряжённом состоянии. Сравнивая выше приведённые выражения, можно видеть, что  $W_\lambda/W_\varepsilon \propto [\lambda_s/(f_{\max})]^2/\xi$ . При значениях коэффициента магнитострикции  $\lambda = 8 \cdot 10^{-5}$ , соответствующих максимальному МЭ-эффекту в поле напряжённостью 88 кА/м (рис. 1), и  $f_{\max} \approx 0,449$ , это соотношение составляет  $\sim 10^{-5}$ , т. е. энергия упругой деформации в области интерфейса значительно превышает энергию магнитострикции ФМ-слоя.

## Заключение

Методом ионно-лучевого распыления – осаждения получены структуры в виде тонких слоёв кобальта, никеля и пермендюра толщиной 2 мкм на подложках сегнетоэлектрической керамики на основе цирконата титаната свинца состава  $\text{PbZr}_{0,45}\text{Ti}_{0,55}\text{O}_3$ . Показано, что в формирование магнитоэлектрических свойств упругие напряжения области вблизи интерфейса вносят более заметный вклад, по сравнению с магнитострикцией ферромагнитного слоя. Максимальная величина магнитоэлектрического эффекта на частоте переменного магнитного поля 1 кГц составляет 8,5 мВ/А для структур с кобальтом, 6,3 мВ/А для структур с никелем и 2,8 мВ/А для структур с пермендюром.

## Финансирование

*Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант №23-43-10004 и Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований Т23РНФ-010, при финансовой поддержке резервного фонда Президента Республики Беларусь (грант 2023 года).*

## Литература

1. C.-W. Nan, M. I. Bichurin, S. Dong, *et al.* // JAP, **103**, 031101 (2008).
2. Y. Wang, J. Li and D. Viehland // Materials Today, **17** (6), 269 (2014).
3. А. И. Стогний, Н. Н. Новицкий, С. А. Шарко и др. // Неорг. матер., **48** (8), 947 (2012).
4. A.I. Stognij, S. A. Sharko, A. I. Serokurova, *et al.* // Ceram. Int., **45** (10), 13030 (2019).

# Термодинамические и магнитные свойства модели Изинга с немагнитными примесями

Д. Н. Ясинская\*, Ю. Д. Панов

Уральский Федеральный Университет, ул. Мира, 19, г. Екатеринбург, 620002  
\* daria.iasinskaia@urfu.ru

Рассматривается система изинговских спинов  $s = 1/2$  с заряженными примесями, заряд которых описывается псевдоспином  $S = 1$  и имеет плотность  $n$ . Анализ термодинамических свойств в одномерном случае показал наличие так называемых псевдопереходов на границе между шахматным зарядовым порядком и (анти)ферромагнитным упорядочением. В случае  $n = 0$  был обнаружен псевдопереход «1-го рода», характерный для ряда других одномерных фрустрированных моделей. Однако для  $n \neq 0$  мы обнаружили новый тип псевдоперехода «2-го рода», который ранее не наблюдался в других системах.

## Введение

Низкоразмерные магнитные структуры могут демонстрировать длительные времена релаксации намагниченности, обусловленные сочетанием одноосной анизотропии и сильных магнитных взаимодействий. Благодаря этому при конечных температурах такие магнетики находят применение в приложениях квантовых вычислений [1] и спинтроники.

Присутствие в системе анизотропии и фрустрации приводит к наличию богатых фазовых диаграмм и к таким необычным явлениям, как магнитные плато [2], квазифазы и псевдопереходы [3], а также усиление магнитокалорического эффекта [4]. Присутствие беспорядка существенно влияет на фазовые, критические и магнитные свойства систем, а также является источником фрустрации. Наличие фрустрированных фаз при условии выполнения критерия Рохаса [5] способно приводить к наличию такого тонкого псевдокритического явления, как псевдопереходы. Они сопровождаются скачкообразным изменением типа неупорядоченного состояния системы, при котором некоторые термодинамические функции демонстрируют очень резкие особенности, хотя и остаются непрерывными.

## Модель и методы исследования

С помощью метода трансфер-матрицы была исследована одномерная модель Изинга с анизотропией и взаимодействующими заряженными примесями. Гамильтониан системы имеет следующий вид:

$$\mathcal{H} = \Delta \sum_{i=1}^N S_{i,z}^2 + V \sum_{i=1}^N S_{i,z} S_{i+1,z} + J \sum_{i=1}^N \sigma_{i,z} \sigma_{i+1,z} - h \sum_{i=1}^N \sigma_{i,z} - \mu \sum_{i=1}^N S_{i,z}, \quad (1)$$

где  $S = 1$  — изинговский псевдоспин, связанный с зарядовыми степенями свободы;  $\sigma = 1/2$  — изинговский спин;  $\Delta$  — одноузельные заряд-зарядовые корреляции;  $V$  — межузельные зарядовые корреляции;  $J$  — спиновый обмен;  $h$  — внешнее магнитное поле;  $\mu$  — химический потенциал, с помощью которого фиксируется плотность суммарного заряда примесей в системе:  $nN = \sum_{i=1}^N S_{i,z}$ .

## Результаты

Анализ основного состояния системы показал наличие восьми нетривиальных фаз. Ферромагнитная (FM, FM+PS) и антиферромагнитная (AFM, AFM+PS) фазы имеют макроскопическое фазовое расслоение

с каплей из одноименных зарядов и нулевую остаточную энтропию. Остальные шесть фаз имеют ненулевую остаточную энтропию, зависящую от плотности заряда  $n$ , а значит, являются фрустрированными фазами.

Фазовые диаграммы основного состояния для чистой системы ( $n = 0$ ) представлены на рис. 1. Помимо FM- и AFM-фаз формируются фаза шахматного зарядового порядка COI и фаза с чередующимися зарядами двух типов и спинами FR-COII. Вблизи границы между COI и фрустрированной смеси фаз FM и AFM выполняется критерий Рохаса, что свидетельствует о наличии в системе псевдопереходов.

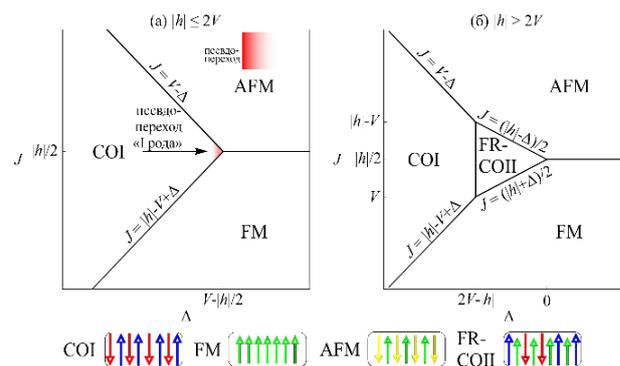


Рис. 1. Фазовые диаграммы основного состояния в  $(J, \Delta)$ -плоскости для чистой спиновой цепочки,  $n = 0$ , в слабом поле  $|h| \leq 2V$  (а); сильном поле  $|h| > 2V$  (б)

Рис. 2 показывает температурные зависимости энтропии и теплоемкости вблизи границы разделения фаз, на которых можно наблюдать псевдопереходы. Оценка псевдокритических индексов дала  $\alpha = 3$ ,  $\gamma = 3$  и  $\nu = 1$ , что соответствует индексам в прочих фрустрированных моделях с псевдопереходами.

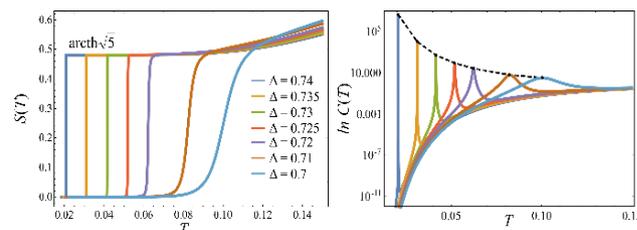
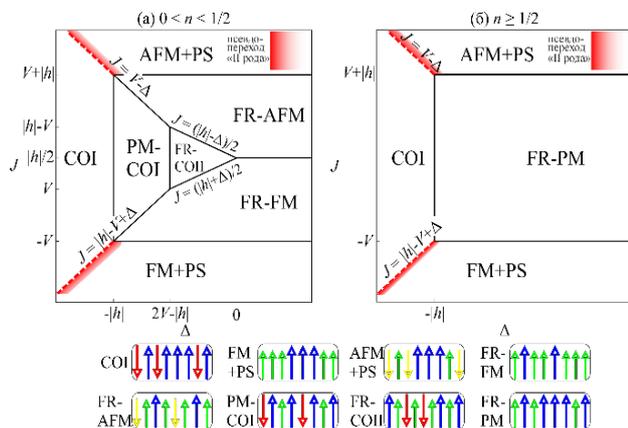


Рис. 2. Температурные зависимости энтропии (слева) и удельной теплоёмкости (справа) демонстрируют псевдопереходы из фрустрированной смеси FM и AFM в квазифазу COI с нулевой энтропией

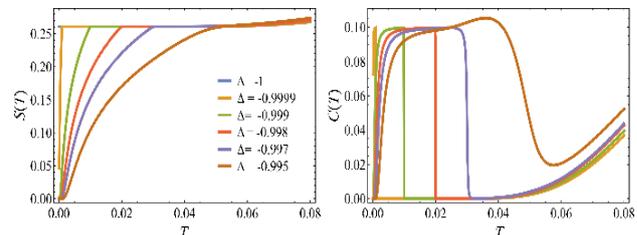
На рис. 3 показаны фазовые диаграммы в случае, когда плотность заряда  $n$  отлична от нуля. Теперь магнитные фазы испытывают фазовое расслоение (PS), а также добавляется множество фрустрированных фаз, среди них — магнитные фазы со случайно распределенными примесями (FR-FM, FR-AFM), парамагнитная фаза (FR-PM), а также шахматная зарядовая фаза с парамагнитным откликом (PM-COI). Красным цветом также выделены области, где наблюдаются псевдопереходы.



**Рис. 3.** Фазовые диаграммы основного состояния в  $(J, \Delta)$ -плоскости при  $|h| > 2V$  для (а) слабо разбавленной спиновой цепочки,  $0 < n < 1/2$ ; (б) сильно разбавленной спиновой цепочки,  $n \geq 1/2$

В данном случае псевдопереход происходит из фрустрированной зарядовой квазифазы COI в магнитную квазифазу с фазовым расслоением FM/AFM+PS. Однако наличие фазового расслоения приводит к непрерывному псевдопереходу, который сильно напоминает фазовый переход 2 рода: теплоемкость меняется скачком, а у энтропии имеется резкий перегиб (см. рис. 4). При этом энтропия постепенно понижается с охлаждением системы, пока не дойдёт до нуля. Зарядовая и магнитная квазифазы являются частично совместимыми ввиду наличия

макроскопического фазового расслоения. В итоге высокоэнтропийная квазифаза существует внутри фазового расслоения в виде ближнего порядка, который постепенно исчезает при понижении температуры. Этот тип псевдоперехода ранее не был обнаружен во фрустрированных системах.



**Рис. 4.** Температурные зависимости энтропии (слева) и теплоёмкости (справа) демонстрируют псевдопереходы из квазифазы COI в квазифазу с расслоением FM/AFM+PS

Этот вид псевдоперехода кардинально отличается от псевдопереходов, обнаруженных в прочих одномерных моделях. В связи с этим мы разделяем два обнаруженных в рамках проекта псевдоперехода на псевдопереход 1 типа («1-го рода») и 2 типа («2-го рода»).

### Финансирование

Работа выполнена при поддержке Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС», а также Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект FEUZ-2023-0017.

### Литература

1. C. Coulon, H. Miyasaka, R. // Clérac Struct. Bond, **122**, 163 (2006).
2. E. Aydiner *et al.* // Phys. Status Solidi B, **243**, 2901 (2006).
3. S. M. de Souza, O. Rojas // Solid State Commun., **269**, 131 (2017).
4. M. E. Zhitomirsky // Phys. Rev. B, **67**, 104421 (2003).
5. Rojas // Acta Phys. Pol. A, **137**, 933 (2020).

## СЕКЦИЯ 4

---

**Измерения  
и технологии атомарного  
и нанометрового масштаба  
на основе зондовых,  
электронно-лучевых  
и ионно-лучевых методов**



# Особенности трансформации микрорельефа структур «кремний на изоляторе» при воздействии фотонных и корпускулярных излучений

Б. А. Логинов<sup>1</sup>, Д. Ю. Блинников<sup>2</sup>, В. С. Второва<sup>2</sup>, В. В. Кириллова<sup>2</sup>, Е. А. Ляшко<sup>2</sup>, В. С. Makeев<sup>2</sup>, А. Р. Первых<sup>2</sup>, Н. Д. Абросимова<sup>3,\*</sup>, И. Ю. Забавичев<sup>3,4</sup>, А. С. Пузанов<sup>3,4</sup>, Е. В. Волкова<sup>4</sup>, Е. А. Тарасова<sup>4</sup>, С. В. Оболенский<sup>4,3</sup>

<sup>1</sup> МИЭТ, пл. Шокина, 1, Москва, Зеленоград, 124498

<sup>2</sup> Образовательный центр «Сириус», Олимпийский пр., 40, Сочи, 354349

<sup>3</sup> Филиал РФЯЦ-ВНИИЭФ «НИИИС им. Ю. Е. Седакова», ул. Тропинина, д. 47, Нижний Новгород, 603950

<sup>4</sup> ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603600

\* andnenastik@inbox.ru

Приведены результаты исследований параметров микрорельефа и электрофизических характеристик структур «кремний на изоляторе» после воздействия гамма- и гамма-нейтронного излучения. Экспериментальные исследования проводились методами атомно-силовой микроскопии и псевдо-МДП транзистора. На основе полученных данных была проведена оценка среднего размера и ОПЗ кластеров радиационных дефектов.

Микрогеометрия поверхности является одной из наиболее чувствительных характеристик полупроводниковых материалов при воздействии ионизирующих излучений. Особенно значение качества поверхности возрастает в свете миниатюризации современных электронных компонентов. Понимание механизмов перестройки поверхности при дестабилизирующих воздействиях важны для прогнозирования радиационного отклика наноэлектронных приборов.

Объектами исследований служили структуры «кремний на изоляторе», изготовленные по технологии водородного переноса. Приборный слой и подложка имели р-тип проводимости и кристаллографическую ориентацию  $\langle 100 \rangle$ . Толщины приборного слоя и скрытого диэлектрика составляли 200 нм. Электрофизические характеристики и параметры микрорельефа структур, облученных гамма-излучением, сравнивались с характеристиками структур, облученных гамма-нейтронным излучением и сопоставлялись с характеристиками контрольных образцов. Контрольные образцы обозначены как 5N. Образцы, подвергнутые воздействию гамма-излучения, обозначены как 5U. Образцы, подвергнутые воздействию гамма-нейтронного излучения, обозначены как 5R.

Для исследований микрорельефа использовался «Микроскоп сканирующий зондовый СММ-2000» [1], изготовитель завод ПРОТОН, г. Зеленоград, свиде-

тельство RU.C.27.004.A № 42785 о внесении в Государственный реестр средств измерений РФ. Образцы исследовались без какой-либо дополнительной обработки, в режиме атомно-силовой микроскопии (АСМ), при этом в качестве зондов использованы сверхострые кантилеверы Brucker, США, марки «MSNL» с радиусом закругления острия 2 нм.

По данным АСМ была оценена средняя площадь кластеров дефектов [2].

Измерения методом псевдо-МДП транзистора [3] осуществлялись с помощью системы измерения электрофизических параметров со ртутным зондом.

Полный размах высот рельефа по вертикали, будучи равным 1,08 нм на исходном образце, увеличился до 4,70 нм после воздействия гамма-излучения. Воздействие нейтронного излучения, напротив, привело к уменьшению размаха высот. Однако при этом среднее значение микрошероховатости  $R_a$  со значения 0,081 нм на исходном образце увеличилось до 0,187 нм после воздействия гамма-излучения. При этом после гамма-нейтронного воздействия значение  $R_a$  увеличилось до 0,318 нм. Латеральный размер без воздействия составил 267 нм, воздействие гамма-излучения привело к его уменьшению до 187 нм, а нейтронного — к существенному увеличению до 439 нм. Характер микрорельефа, как видно из рис. 1, заметно различен для всех типов исследовавшихся образцов.

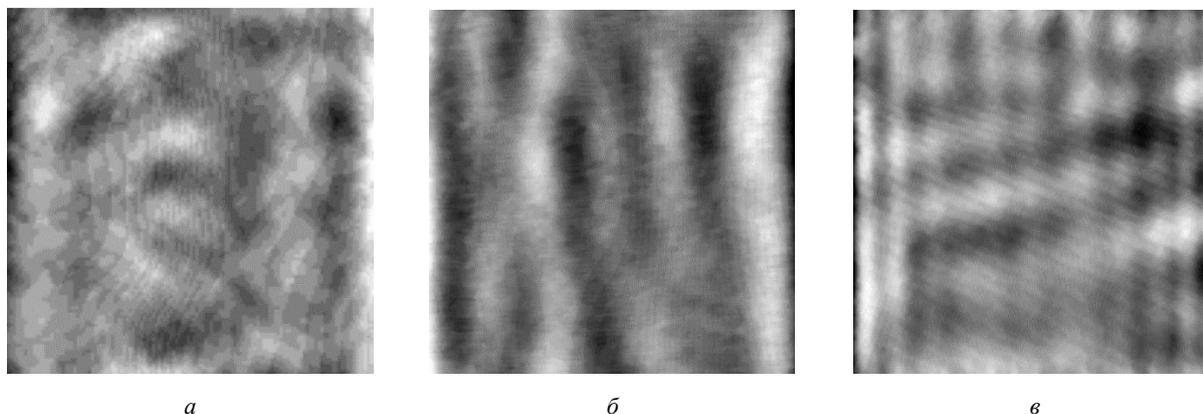
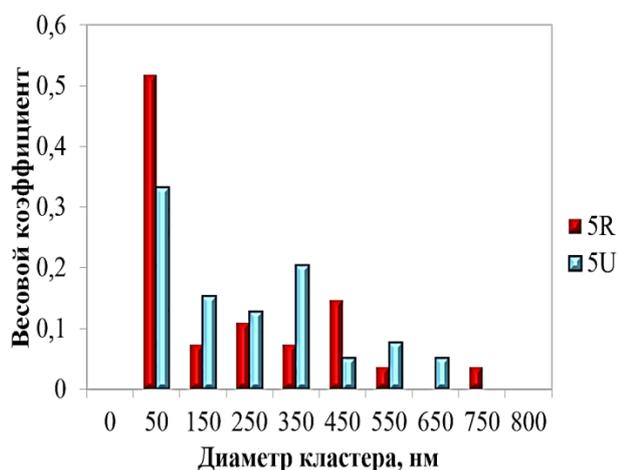


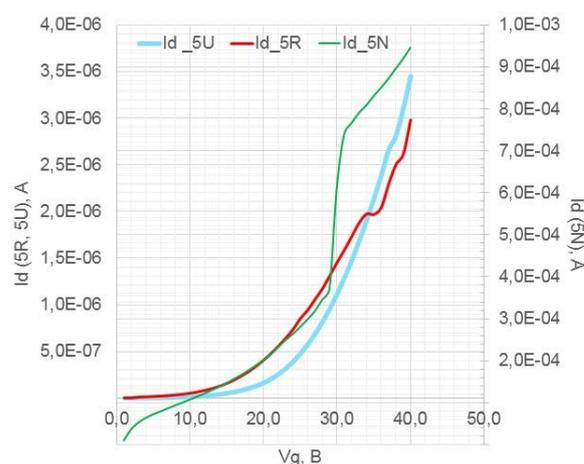
Рис. 1. Микрорельеф поверхности образцов: *a* — 5N, *b* — 5R, *c* — 5U, размер кадра для образца 5N 2,16 мкм (X) / 2,25 мкм, для образцов 5R, 5U — 5N 2,17 мкм (X) / 2,26 мкм



**Рис. 2.** Диаграмма средних размеров кластеров в образцах после гамма- и гамма-нейтронного воздействия

Анализируя распределение размеров кластеров, приведенное на рис. 2, можно заключить, что кластеры большего размера возникают при нейтронном воздействии, но плотность расположения кластеров выше для случая воздействия гамма-излучения.

Качественный анализ электронной составляющей псевдо-МДП вольт-амперных характеристик, приведенных на рис. 3, показывает, что, во-первых, величина тока стока после облучения уменьшилась на два порядка, во-вторых, уменьшилось значение объемных утечек, подвижности и встроенного заряда. Величина встроенного заряда и подвижности немного выше для структур, подвергавшихся воздействию гамма-нейтронного излучения.



**Рис. 3.** Вольт-амперные характеристики образцов типа 5N, 5R, 5U, полученные методом псевдо-МДП транзистора (электронная составляющая)

### Финансирование

*Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики (проект «Ядерная и радиационная физика»).*

### Литература

1. B. A. Loginov, P. B. Loginov, V. B. Loginov, A. B. Loginov // *Nanoindustry*, **12**, p. 362–365 (2019).
2. S. V. Obolenskii, E. V. Volkova, A. B. Loginov et al. // *Technical Physics Letters*, **47**, p. 248–251 (2021).
3. D. K. Schroder. *Semiconductor Material and Device Characterization* (New Jersey, John Wiley & Sons Inc., 1990).

# Влияние квантово-размерных состояний на наблюдаемую высоту моноатомных ступеней на поверхности тонких пленок Pb(111)

А. Ю. Аладышкин

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603022  
Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, д. 20, Москва, 101000  
aladyshkin@ipmras.ru

Методом низкотемпературной сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии экспериментально исследованы электронные свойства тонких пленок Pb(111) на поверхности Si(111)7×7. Показано, что видимая высота  $h$  ступеней моноатомной высоты на поверхности пленок Pb(111) осцилляторным образом зависит от напряжения  $U$  между образцом и иглой туннельного микроскопа. Показано, что период осцилляций на зависимости  $h$  от  $U$  совпадает с периодом осцилляций локальной дифференциальной проводимости  $dI/dU$ , обусловленных квантово-размерными эффектами.

## Методика измерений

В работе исследованы структурные и электронные свойства тонких пленок Pb(111), выращенных на реконструированной поверхности Si(111)7×7, методами низкотемпературной сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и спектроскопии (СТС). Все измерения выполнены при температуре 78 К в режиме заданного туннельного тока  $I$  с включенной обратной связью.

Заметим, что для поверхности (111) объемного кристалла с г.ц.к.-решеткой высота монослоя определяется соотношением  $d_{ML}=a/\sqrt{3}$ , где  $a$  — постоянная решетки. Для идеальной поверхности Pb(111) получаем оценку  $d_{ML}=0.285$  нм.

## Результаты и обсуждение

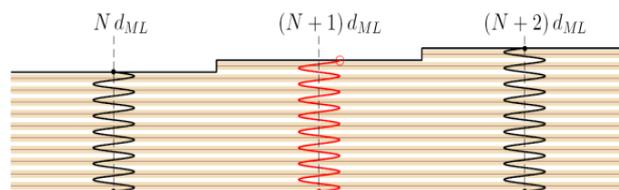
Известно, что зависимость туннельной проводимости  $dI/dU$  для тонких пленок Pb(111) от электрического потенциала образца  $U$  (относительно виртуально заземленной иглы) характеризуется наличием эквидистантно расположенных пиков [1], при условии, что электростатическая энергия  $|eU|$  меньше работы выхода. Положение пиков проводимости, обусловленных процессами резонансного туннелирования электронов, определяется энергиями уровней размерного квантования для электронов в одномерной потенциальной яме (рис. 1), а период таких осцилляций  $\Delta E$  обратно пропорционален локальной толщине пленки. Типичные туннельные спектры для пленок Pb(111) представлены далее на рис. 3. Особенностью таких спектров является противофазное изменение туннельной проводимости зависимости для террас, отличающихся на один монослой, при изменении потенциала образца.

Для детального исследования влияния квантово-размерных состояний на наблюдаемую в СТМ экспериментах высоту террас моноатомной высоты на поверхности тонких пленок Pb(111) был выбран участок с двумя атомарно-гладкими террасами без скрытых дефектов под слоем свинца (рис. 2, а). Фактическая локальная толщина образца (24 монослоя для дискобразной террасы большей высоты и 23 монослоя для террасы меньшей высоты) была определена по периоду осцилляций туннельной проводимости. Была

получена серия топографических карт  $z(x,y)$  для одной и той же области при разных напряжениях от 0.3 до 5 В. Выравнивание изображения проводилось вычитанием аппроксимирующей плоскости по одинаковым реперным точкам.

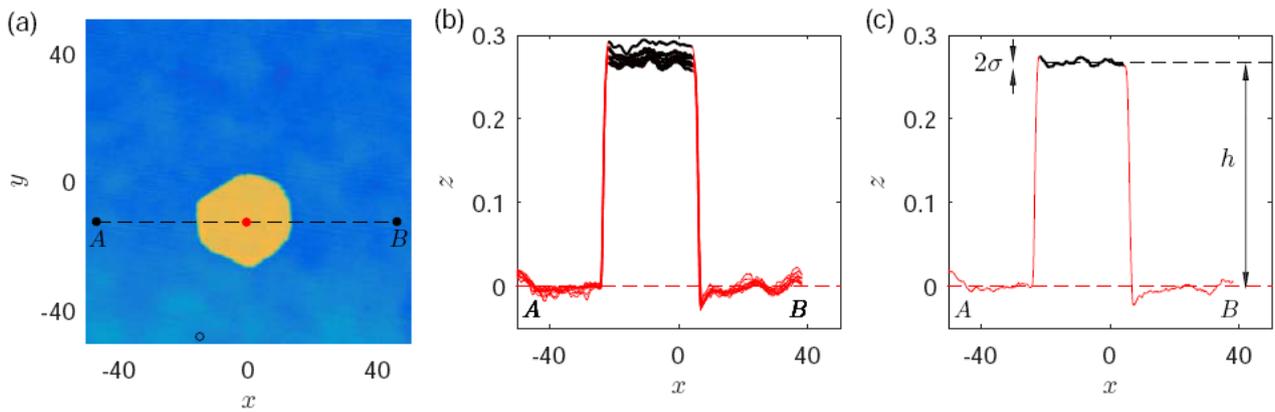
Для минимизации систематических ошибок, связанных с крупномасштабными вариациями рельефа и дрейфом пьезосканера, были построены сечения поверхности вдоль направления быстрого сканирования (линия A-B на рис. 2, b), проходящие через центр террасы большей высоты (красная точка) независимо от реального положения террасы по отношению к области сканирования (рис. 2, a). На рис. 2, b показана серия сечений  $z(x)$  вдоль линии A-B для разных напряжений. Легко видеть, что средняя высота террасы (черные линии) по отношению к фоновому уровню действительно зависит от  $U$  [2]. Легко видеть, что наблюдаемые вариации высоты террасы могут достигать 0.02 нм или 8% от номинальной высоты монослоя.

Заметим, что периодическая гофрировка поверхности, связанная с наличием кристаллической решетки, близка к 0.01 нм, что вдвое меньше обнаруженного эффекта.

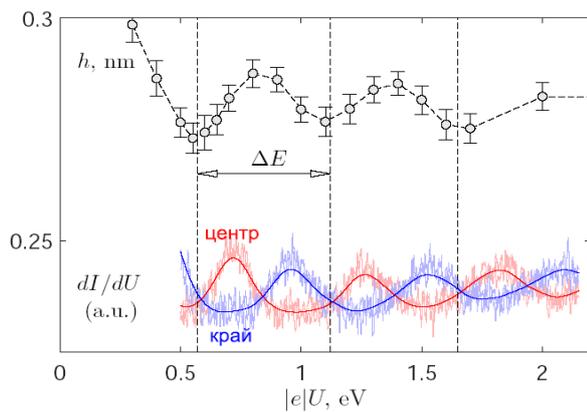


**Рис. 1.** Схематическое представление стоячих электронных волн внутри тонкой пленки Pb(111) для энергий вблизи энергии Ферми ( $d_{ML} = 0.285$  нм — высота монослоя, предсказываемая теорией,  $N$  — число монослоев). Отметим, что энергии электронных состояний с нулевыми граничными условиями для террас толщиной  $N$  и  $N+2$  монослоев будут близки при условии  $\lambda_F/d_{ML} \approx 4/3$ , где  $\lambda_F \approx 0.394$  нм — фермиевская длина волны. При том же условии стоячие волны с нулевыми граничными условиями для террасы толщиной  $N+1$  монослоев отсутствуют

На рис. 3 показана зависимость наблюдаемой в СТМ-экспериментах средней высоты террасы моноатомной высоты от напряжения. Очевидно,



**Рис. 2.** Топографическое изображение двух атомарно-гладких террас на поверхности пленки Pb(111), фактические толщины которых отличаются на один монослой (размер кадра  $92.8 \times 92.8$  нм, потенциал образца  $U = 0.5$  В, туннельный ток  $I = 400$  пА), а также сечение вдоль линии A–B (a, c). Серия сечений вдоль линии A–B, проходящей через геометрический центр террасы большей толщины, при различных  $U$  в интервале от 0.3 до 1.0 В (b)



**Рис. 3.** Зависимости наблюдаемой высоты монокатомной ступени  $h$  (сверху) и дифференциальной туннельной проводимости  $dI/dU$  для атомарно-гладких террас, показанных на рис. 2, от напряжения  $U$ . Доверительные интервалы на зависимости  $h(U)$  указывают величину двойного стандартного отклонения от среднего значения (см. рис. 2, c)

что высота террасы осцилляторным образом зависит от напряжения  $U$  и период осцилляций совпадает с периодом  $\Delta E$  квантово-размерных осцилляций проводимости.

Таким образом, наблюдаемая высота монокатомных ступеней для тонкопленочных образцов Pb(111) в режиме размерного квантования не является постоянной, определяемой кристаллографической структурой, а зависит от условий эксперимента.

В работе использовано оборудование Центра коллективного пользования ИФМ РАН «Физика и технология микро- и наноструктур».

## Литература

1. С. С. Уставщиков и др. // Письма в ЖЭТФ, т. **106**, 476–482 (2017).
2. А. Yu. Aladyshkin, submitted (2023).

# Особенности протекания твердофазных реакций в трехслойной пленочной системе Sn/Fe/Cu

Ю. Ю. Балашов\*, В. Г. Мягков, Л. Е. Быкова, М. Н. Волочаев, В. С. Жигалов, Г. Н. Бондаренко, А. А. Мацынин, К. А. Галушка, С. В. Комогорцев

Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, ул. Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036  
\* y.balashov@yandex.ru

Локальный элементный анализ поперечного среза трехслойной пленки Sn/Fe/Cu выявляет взаимное расположение фаз, образующихся в ходе твердофазной реакции, представляющееся неожиданным с позиций стандартного диффузионного массопереноса. Например, первой в результате отжига при 150 °С в течение 30 минут формируется трехслойная структура  $\alpha\text{-Fe}/\eta\text{-FeSn}_2/\eta\text{-Cu}_6\text{Sn}_5$ . Тогда как для твердофазной реакции, в процессе которой атомный перенос осуществляется путем диффузии, представляется естественным ожидать формирование структуры типа  $\text{Fe}_m\text{Sn}_n/\text{Fe}/\text{Cu}$ .

## Введение

Проблема стабильности работы многослойных пленочных систем в нанoeлектронике выводит на передний план необходимость исследования диффузии и твердофазных химических реакций в тонких пленках, содержащих несколько слоев различного химического состава. Фундаментальные основы твердотельных химических превращений представляют собой также бурно развивающуюся область. Для таких исследований двух- и трехслойные пленки представляют собой методически удобный объект, предполагающий, что атомный транспорт осуществляется преимущественно в одном измерении.

Изучение твердофазных реакций в тонких пленках уже выявило ряд новых закономерностей, таких как:

правило первой фазы [1, 2];

низкие (в сравнении с аналогичными в объемных образцах) температуры реакций [3];

высокая скорость атомного переноса.

Одной из удивительных находок, установленной в ходе исследований металлических трехслойных пленок, является наблюдение неожиданного взаимного расположения возникающих фаз [1, 4]. Необычность, наблюдаемая в [1] на примере пленок Ge/Ag/Mn, заключается в том, что интерметаллиды, формирующиеся в двухслойных пленках, состоящих только из верхнего и нижнего слоев трехслойной системы, формируются и в случае трехслойной системы, причем буферный слой оказывается химически чистым.

В данной работе локальный элементный анализ поперечного среза трехслойной пленки Sn(400 нм)/Fe(170 нм)/Cu(300 нм), выполненный в просвечивающем электронном микроскопе, использован для изучения взаимного расположения фаз на различных стадиях твердофазной реакции, протекающей при различных температурах. Этот подход дает уникальную возможность выявить взаимное расположение фаз в продуктах твердофазных реакций [5, 6].

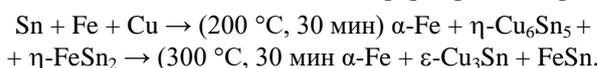
Данная работа является логическим продолжением исследований твердофазных реакций в двухслойных пленочных системах Sn/Fe [7] и Sn/Cu [8, 9], позволивших установить последовательность и некоторые особенности твердофазных реакций между отдельными парами слоев Sn и Fe, Sn и Cu.

## Методика эксперимента

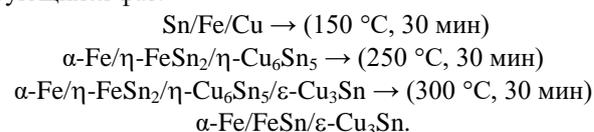
Пленки Sn(400 нм)/Fe(170 нм)/Cu(300 нм) были изготовлены методом послойного термического вакуумного осаждения на монокристаллическую подложку MgO. Образцы подвергались ступенчатому вакуумному отжигу при температурах от комнатной до 500 °С, с шагом 50 °С (длительность отжига 30 минут). На каждом этапе термообработки методом рентгенофазового анализа были установлены образующиеся соединения. Также методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии, с помощью просвечивающего электронного микроскопа, был проведен локальный элементный анализ поперечного среза трехслойной пленки. Такой подход позволяет дополнить данные рентгенофазового анализа информацией о взаимном расположении фаз и их объемных долях (толщине слоев) на различных стадиях отжига.

## Результаты

Рентгенофазовый анализ показывает, что исследуемая пленка остается в исходном состоянии (Sn/Fe/Cu) при нагреве до 100 °С. При дальнейшем нагреве образуются интерметаллиды, ранее наблюдавшиеся в двойных системах Sn/Fe и Sn/Cu [7–9]. Отметим, что формирование интерметаллических соединений, характерных для бинарной системы Sn–Fe, наблюдается при тех же температурах, что и в работе [7], а температуры формирования соединений  $\text{Cu}_m\text{Sn}_n$  несколько выше подобных температур, наблюдаемых в ходе твердофазных реакций двухслойной системы Sn/Cu [8, 9]. Установленная с помощью РФА последовательность формирования фаз:

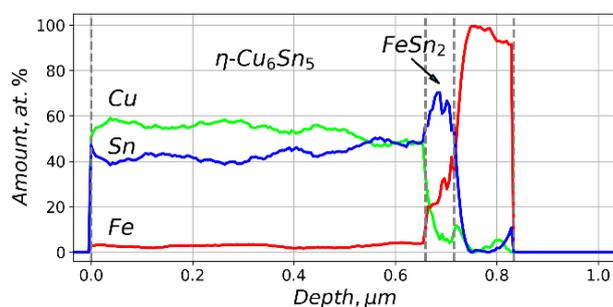
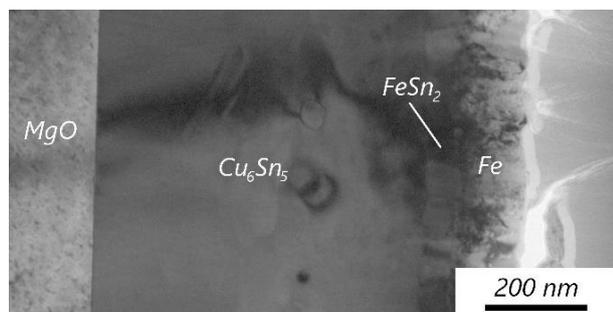


Электронная микроскопия среза и локальный элементный анализ по толщине пленки обнаруживают следующее взаимное расположение слоев формирующихся фаз:



Необычно выглядит взаимное расположение слоев  $\eta\text{-Cu}_6\text{Sn}_5$ ,  $\eta\text{-FeSn}_2$ , сформировавшихся при отжиге 150 °С, а также слоя  $\alpha\text{-Fe}$  (рис. 1). Для твердофазной

реакции, в процессе которой атомный перенос осуществляется за счет диффузии, представляется естественным, в первую очередь, ожидать формирование структуры типа  $Fe_mSn_n/Fe/Cu$ . Наблюдения же показывают, что после обработки при 150 °C слой Fe оказался сверху, а нижний слой представляет собой  $\eta-Cu_6Sn_5$ . Отметим, что слой  $\eta-Cu_6Sn_5$  мог сформироваться только при переносе атомов олова через слой  $\alpha-Fe$ , при этом расположение слоев  $\alpha-Fe$  и  $\eta-FeSn_2$  ( $\alpha-Fe/\eta-FeSn_2$ ) оказывается инвертированным по отношению к изначальному расположению слоев Sn/Fe.



**Рис. 1.** ПЭМ-изображение поперечного среза пленки Sn/Fe/Cu и концентрационный профиль элементов Sn, Fe, Cu вдоль ее толщины после отжига при 150 °C в течение 30 мин

Подобная «странность» в последовательности твердофазных реакций и взаимном расположении фаз наблюдалась ранее [1, 4] и может быть связана как с необычными механизмами атомного транспорта, так и с некоторыми новыми типами межатомных взаимодействий [4].

Термодинамическое равновесие исследуемой тройной системы Sn-Fe-Cu качественно и количественно соответствует итоговой трехслойной структуре, наблюдаемой при отжигах выше 300 °C.

Промежуточные состояния, соответствующие различным этапам твердофазной реакции, отражают индивидуальную траекторию данной пленочной системы на пути к равновесному состоянию.

## Литература

1. V. G. Myagkov, L. E. Bykova, A. A. Matsynin *et al.* // *J. Solid State Chem. B*, **246**, 379–387 (2017).
2. E. G. Colgan // *Materials Science Reports*, B **5**, 1–44 (1990).
3. D. P. Adams // *Thin Solid Films*, B **576**, 98–128 (2015).
4. V. Myagkov, O. Bayukov, Yu. Mikhlin *et al.* // *Philos. Mag.*, B **94**, 2595 (2014).
5. P. Y. Chia and A. S. M. A. Haseeb // *J. Mater Sci: Mater Electron*, B **26**, 294–299 (2015).
6. H. Shao, A. Wu, Y. Bao *et al.* // *Microelectronics Reliability*, B **91**, 38–45 (2018).
7. V. G. Myagkov, V. S. Zhigalov, L. E. Bykova *et al.* // *J. Mater. Res.*, B **36**, 3121 (2021).
8. Л. Е. Быкова, С. М. Жарков, В. Г. Мягков *и др.* // *Физика твердого тела*, B **63**, 2205 (2021).
9. L. E. Bykova, V. G. Myagkov, Yu. Yu. Balashov *et al.* // *Journal of Siberian Federal University. Mathematics & Physics*, B **15**, 493–499 (2022).

# МСМ-исследования магнитной структуры Ni-микрочастиц с конфигурационной анизотропией

Д. А. Бизязев<sup>1,\*</sup>, Н. И. Нургазизов<sup>1</sup>, А. А. Бухараев<sup>1</sup>, А. П. Чукланов<sup>1</sup>,  
А. Р. Ахматханов<sup>2</sup>, В. Я. Шур<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup> Институт естественных наук и математики, УрФУ, Екатеринбург

\* dbiziaev@inbox.ru

При исследовании Ni-микрочастиц четырехлепестковой формы, осажденных на подложку из монокристалла LiNbO<sub>3</sub>, экспериментально обнаружено переключение из одного стабильного состояния с квазиоднородной намагниченностью в противоположное при комбинированном воздействии внешнего магнитного поля и небольшом, относительно температуры Кюри, нагреве. Наблюдалось сильное уменьшение поля переключения (в 1.5–2 раза) при увеличении температуры от комнатной до 100 °С. Наблюдаемый эффект связан с использованием ориентированного кристалла LiNbO<sub>3</sub>, имеющего сильную анизотропию коэффициентов термического расширения в плоскости осаждения, что приводило к появлению оси легкого намагничивания в микрочастицах за счет термоиндуцированного магнитоупругого эффекта. Принципиально важно, что новая ориентация квазиоднородной намагниченности сохранялась при отключении внешнего магнитного поля и понижении температуры образца до комнатной.

## Введение

Проблема энергоэффективности микроэлектронных устройств остается актуальной в наши дни. Одним из методов на пути решения этой проблемы, является HAMR — метод термоассистируемой магнитной записи информации (Heat-Assisted Magnetic Recording). Нагрев ферромагнитной частицы импульсным лазерным излучением с использованием фокусирующей ближнеполевой оптики позволяет существенно увеличить плотность записи (в перспективе до 8 Тбит/см<sup>2</sup>). Однако при методе HAMR необходимое снижение коэрцитивной силы частицы, достаточное для ее перемагничивания локальным магнитным полем записывающей головки, возможно, если частица с однородной или квазиоднородной намагниченностью будет нагрета до температуры не ниже 75% от ее температуры Кюри, что может составлять несколько сотен градусов [1]. Создавая в микрочастице дополнительные одноосные механические напряжения при помощи магнитоупругого эффекта, можно снизить ее коэрцитивную силу, сформировать в ней квазиоднородную намагниченность и существенно уменьшить внешнее магнитное поле, необходимое для изменения направления ее намагниченности. В 2020 году нами впервые экспериментально было показано [2], что, используя магнитоупругий эффект в планарных многодоменных квадратных микрочастицах CoNi на подложке кристалла LiNbO<sub>3</sub>, можно индуцировать перестройку намагниченности за счет нагрева или охлаждения такой структуры. Изменение температуры образца всего на несколько десятков градусов приводит к тому, что из-за заметно отличающихся вдоль разных осей монокристалла LiNbO<sub>3</sub> коэффициентов термического расширения в ферромагнитных частицах индуцируется магнитоупругая анизотропия, за счет которой возможно формирование квазиоднородной намагниченности и существенное снижение поля переключения намагниченности планарных частиц внешним магнитным полем [3].

Для хранения записанной магнитной информации необходимо, чтобы после перемагничивания квазиоднородное состояние намагниченности микрочасти-

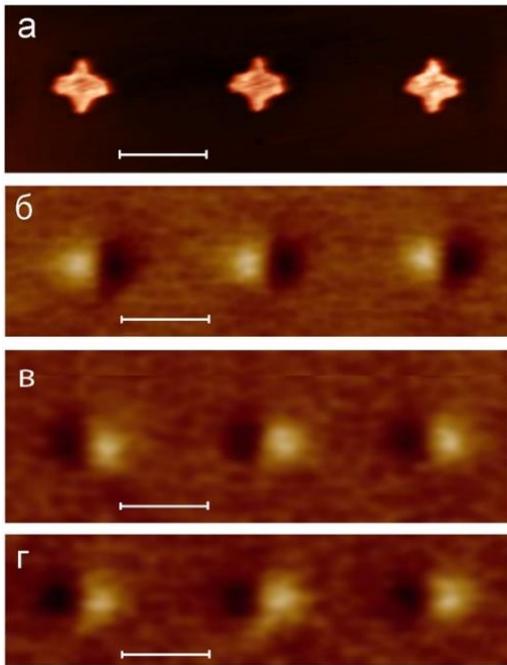
цы с новой ориентацией сохранялось после отключения внешнего поля и понижения температуры структуры до исходной. До сих пор этого добиться не удавалось (как правило, после отключения внешнего магнитного поля и нагрева, квазиоднородная структура намагниченности микрочастицы распадалась на многодоменную) [3].

Предыдущие наши исследования показали, что микрочастицы с конфигурационной анизотропией (квадратные и треугольные) являются перспективными объектами для формирования квазиоднородной намагниченности и управления ее направлением [4]. Кроме того, наши численные оценки показали, что ферромагнитные металлы и сплавы со значением константы магнитострикции большим, чем у Co<sub>18</sub>Ni<sub>82</sub> (например, Ni), дадут более сильный термоиндуцированный магнитоупругий эффект.

## Результаты и их обсуждение

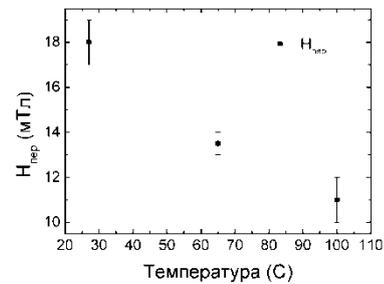
В настоящей работе переключение направления квазиоднородной намагниченности из-за термоиндуцированного магнитоупругого эффекта и ее сохранение впервые продемонстрировано на примере 4-лепестковых микрочастиц Ni высотой 25 нм и длиной 1.2 мкм вдоль лепестков, расположенных на одной линии, на подложке из оптически полированного LiNbO<sub>3</sub> (рис. 1, а).

У используемых кристаллических подложек фирмы Crystal Technology Inc. температурные коэффициенты линейного расширения в плоскости, на которой формировались микрочастицы, различаются в 2 раза [3]. 4-лепестковые микрочастицы Ni крестообразной формы (далее X-частицы) были созданы при помощи сканирующей зондовой литографии и методики lift-off, описанной ранее в работе [4]. В работе использовался сканирующий зондовый микроскоп (СЗМ) Ntegra, позволяющий в процессе МСМ-измерений создавать постоянное магнитное поле до ±0.1 Т в плоскости образца и нагревать его до температуры 150 °С. МСМ-измерения проводились по однопроводной методике для того, чтобы снизить возможное влияние зонда на распределение намагниченности в микрочастицах.



**Рис. 1.** АСМ-изображение трех микрочастиц (а), МСМ изображения этих же частиц: б — после воздействия поля минус 40 мТл, в — в поле плюс 11 мТл при 100 °С, г — после отключения поля и понижения температуры до комнатной. Длина размерного бара 2 мкм. Градация цвета для АСМ-изображения соответствует размаху высот 25 нм, для МСМ-изображений разности фаз 1°

На рис. 1 представлен поворот направления квазиоднородной намагниченности у трех микрочастиц Ni на 180° путем нагрева образца и воздействия на него внешнего магнитного поля. Сравнение рис. 1, в и рис. 1, г подтверждает, что новая ориентация намагниченности сохраняется после отключения поля и снижения температуры до комнатной. На рис. 2 отображена зависимость величины поля переключения ( $H_{пер}$ ) микрочастиц Ni от температуры образца.



**Рис. 2.** Зависимость величины поля переключения микрочастиц Ni от температуры образца

### Заключение

Полученные результаты демонстрируют, что, задавая нужные размеры, форму и вид материала, можно добиться переключения направления квазиоднородной намагниченности микрочастиц с использованием термоиндуцированного магнитоупругого эффекта. При этом в результате магнитоупругого эффекта, происходит практически двукратное снижение поля переключения микрочастицы.

### Финансирование

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект № 23-29-00085).*

### Литература

1. Н. И. Нургазизов, Т. Ф. Ханипов, Д. А. Бизяев и др. // ФТТ, **56**, 1756 (2014).
2. D. A. Bizyaev, A. A. Bukharaev, *et al.* // Physica Status Solidi - Rapid Research Letters. 2000256 (2020).
3. Н. И. Нургазизов, Д. А. Бизяев, А. А. Бухараев и др. // ФТТ, **63**, 1273 (2021).
4. Д. А. Бизяев, А. А. Бухараев, А. П. Чукланов, Н. И. Нургазизов // ФТТ, **60**, 2152 (2018).

# Квантовые эффекты при формировании двойниковой границы в Pb

С. И. Божко<sup>1,\*</sup>, А. С. Ксенз<sup>1</sup>, Д. А. Фокин<sup>2</sup>, А. М. Ионов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики твёрдого тела им. Ю. А. Осипяна РАН, ул. Ак. Осипяна, 2, Черноголовка, 142432

<sup>2</sup> НОЦ ФМНС, МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1, Москва, 105005

\* bozhko@issp.ac.ru

Расслоение наностроек Pb на вицинальной поверхности Si(7 7 10) на слои толщиной 2 нм, обусловленное квантованием электронного спектра, подразумевает образование двумерных дефектов, разделяющих слои Pb. С использованием модельных расчетов в приближении теории функционала плотности показано, что минимальной энергией образования обладает двойниковая граница, энергия которой равна 15 мэВ/атом. Установлено, что двойниковая граница формируется на стадии роста очередного слоя после образования слоя толщиной 2 нм, в котором появляется стоячая волна фермиевских электронов. На поверхности слоя меньшей толщины, где стоячей электронной волны нет, реализуется рост совершенной кристаллической структуры. Образование двойниковой границы между слоями 2 нм толщины Pb начинается с формирования разреженного атомного монослоя пар атомов.

## Введение

Исследование роста тонких пленок Pb на вицинальной поверхности Si(7 7 10) показало, что рост пленки происходит по механизму Странски — Кростанова с формированием смачивающего слоя, на котором растут наностройки Pb. Обнаружено, что наностройки имеют слоистую структуру, причем толщина слоев составляет 2 нм, что соответствует 8 моноатомным слоям (ML) Pb [1]. Такое расслоение связывают с механизмом электронного роста (ЭР). В рамках ЭР энергия системы электронов в слое Pb толщиной 2 нм ниже энергии электронов слоя такой же толщины в объеме. Это связано с квантованием электронного спектра и образованием стоячих электронных волн фермиевских электронов в направлении к нормали поверхности слоя. Для реализации условий квантования электронного спектра в квазиклассическом приближении границы между слоями должны обеспечивать циклическое движение электронов при отражении от них. С другой стороны, выигрыш в энергии от разбиения островка на слои должен превышать энергию, затрачиваемую на образование границы. Кандидатами на роль межслоевой границы могут выступать как двойниковые границы, так и дефекты упаковки, поскольку в ГЦК металлах именно эти дефекты обладают минимальной энергией образования [2]. В этой работе представлены результаты расчетов энергии двойниковой границы и дефекта упаковки в Pb в приближении теории функционала плотности (ТФП). Предложен механизм роста очередного атомного слоя при образовании двойниковой границы как границы между слоями двухнанометровой толщины.

## Результаты и обсуждение

Формирование межслоевых границ в наностройках Pb на поверхности Si(7 7 10) может быть связано со структурой границы поверхность Si(7 7 10) — наностройка Pb. Однако в [1] показано, что слои толщиной 2 нм формируются в режиме гомоэпитаксии, без контакта с поверхностью кремния, поэтому расчеты в ТФП проводились для свободно висящего слоя Pb.

Расчеты показали, что осциллирующая зависимость энергии нанослоя Pb от его толщины, обуслов-

ленная квантованием электронного спектра, реализуется при малых толщинах, меньше 15 атомных слоев. Поэтому расчет энергии образования двумерного дефекта, двойниковой границы и дефекта упаковки проводился с использованием расчетной ячейки толщиной 51 монослой. Энергия двумерного дефекта определялась как разность энергий слоя, содержащего двумерный дефект и слоя с совершенной кристаллической структурой. Расчетные значения энергии образования двойниковой границы и дефекта упаковки составили соответственно 15 и 32 мэВ. Дальнейшие расчеты проводились для дефекта, обладающего меньшей энергией образования — для двойниковой границы.

На рис. 1 представлены результаты расчета энергии слоя Pb, содержащего двойниковую границу, от его толщины.

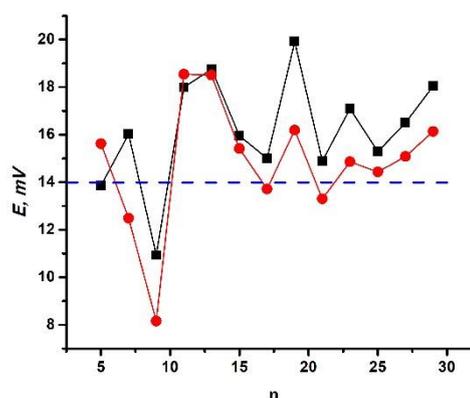


Рис. 1. Энергии слоя Pb, содержащего двойниковую границу, от его толщины  $n$ . Здесь  $n$  — число атомных плоскостей (111) в расчетной ячейке,  $E$  — разность энергий слоя, содержащего двумерный дефект, и слоя с совершенной кристаллической структурой

Значение отклонения  $E$  от энергии образования двойниковой границы незначительно, выигрыш в энергии слоя, обусловленный квантованием электронного спектра, при всех толщинах слоя существенно меньше энергии образования двойниковой границы. Следовательно, формирование двойниковой границы происходит на стадии роста очередного атомного слоя после завершения роста слоя толщиной 2 нм.

Кристаллическая структура двойниковой границы в модели плотно упакованных слоев твердых шаров может быть представлена как расположение атомов верхнего атомного слоя в положениях атомов гексагональной плотно упакованной структуры (*hcp* слой). Поэтому для расчета энергии структур, образующихся на начальной стадии формирования двойниковой границы, использовалась расчетная ячейки размером  $5 \times 5$  и толщиной 8 ML (в слое образуется стоячая волна фермиевских электронов) и 6 ML (стоячей электронной волны нет). На поверхности таких структур располагался один адсорбированный атом или кластер атомов, как в положениях *hcp* слоя, так и в положениях *fcc* слоя.

На рис. 2 представлена зависимость разности энергий кристаллических структур с одиночным атомом в позиции *hcp* и с атомом в позиции *fcc* на поверхности слоя от его толщины. Видно, что для одного атома, располагающегося в ГПУ положении, энергетически выгодны структуры, толщиной 3, 4 и 8 ML.

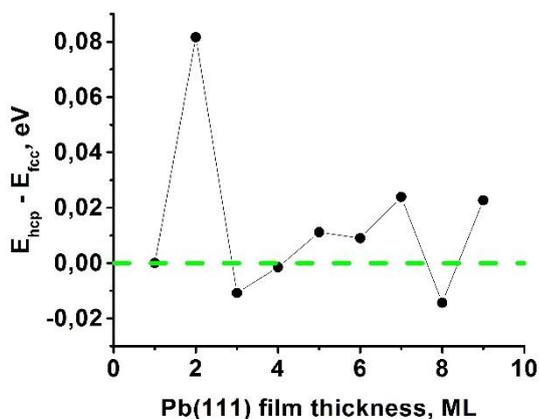


Рис. 2. Разность энергий кристаллических структур с одиночным атомом в позиции *hcp* и с атомом в позиции *fcc* на поверхности слоя от его толщины

Для пары атомов, адсорбированной на поверхности слоя Pb, расчеты энергии структуры проводились в зависимости от расстояния между ними. Адсорбция пары атомов в положениях *hcp* энергетически невыгодна при любых расстояниях между атомами на слое толщиной 6 ML.

При толщине слоя 8 ML паре атомов энергетически выгодно находиться в положениях *hcp* при больших расстояниях между ними. Если же атомы распо-

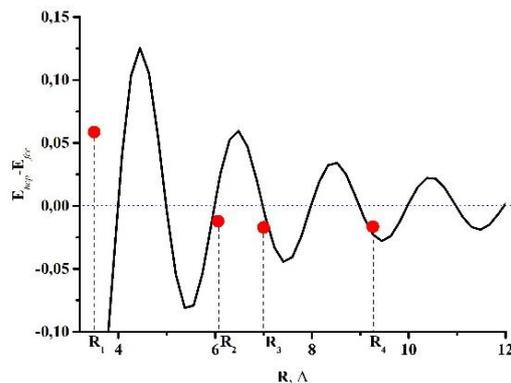


Рис. 3. Разность энергий кристаллических структур с парой атомов в позиции *hcp* и с парой атомов в позиции *fcc* на поверхности слоя толщиной 8 ML (показана красными кружками). Кривая на рисунке демонстрирует зависимость энергии взаимодействия между атомами, обусловленной фриделевскими осцилляциями с фермиевским волновым вектором для Pb в модели свободных электронов  $k_F = 1.575 \text{ \AA}^{-1}$

ложены в пределах первой координационной окружности (расстояние между атомами  $R_1$ ), то разность энергий положительна. Энергия взаимодействия пары атомов на больших расстояниях определяется фриделевскими осцилляциями [3] и может быть представлена в виде

$$E(R) \sim R^{-2} \sin(2k_F R).$$

Расчетные значения энергии взаимодействия хорошо согласуются с этой зависимостью, представленной черной кривой на рис. 3.

Таким образом, образование двойниковой границы между слоями 2 нм толщины Pb начинается с формирования разреженного атомного монослоя пар атомов на поверхности слоя толщиной 2 нм.

## Литература

1. D. A. Fokin, S. I. Bozhko, V. Dubost, F. Debontridder, A. M. Ionov, T. Cren, and D. Roditchev. Electronic growth of Pb on the vicinal Si surface // Phys. Status Solidi C, 2010, 7, 165–168.
2. Хоникомб, Р. Пластическая деформация металлов / Р. Хоникомб. Москва : Мир, 1972, с. 408.
3. О. М Браун, В. К. Медведев, Взаимодействие между частицами, адсорбированными на поверхности металлов // УФН, 157, 631 (1989).

# Сканирующая зондовая техника НТ-МДТ: приборы и возможности

В. А. Быков, Ан. В. Быков, А. А. Быков, Ю. А. Бобров, В. В. Котов, С. И. Леесмент, В. В. Поляков

ООО «НТ-МДТ Спектрум Инструментс», Москва

В результате интенсивного развития микроэлектроники появились новые микропроцессоры, ПЛИС, появляются схемы адаптивной логики, позволяющие создавать приборы с элементами искусственного интеллекта, что существенно снижает требования к уровню пользователя приборов. Уже в настоящее время в функциях приборов введена возможность быстрого, автоматического подбора параметров сканирования в «Теппинг»-моде, что делает атомно-силовые микроскопы нашей компании доступными для технологов, материаловедов и даже школьников, дает возможность получать высококачественное изображение топографии поверхности.

Появившаяся новая элементная база позволила создать микроскопы, обеспечивающие скорость сканирования до 20 Гц на строку, осуществлять картирование силовых кривых.

Современные модели наших АСМ NT-MDT позволяют полностью автоматически настраивать параметры сканирования в полуконтактной АСМ (модуль ScanTronic): амплитуда колебаний кантилевера, значение рабочей амплитуды колебаний, коэффициент усиления обратной связи, скорость сканирования.

Интенсивно развиваются методы капиллярной сканирующей зондовой микроскопии. Совместно с компанией IC APP IC (Москва) создана новая линия приборов — NTEGRA Marlin в которой используется хоппинг-мода, разработанная проф. Ю. Корчевым, позволяющая эффективно изучать, в том числе, живые клетки и ткани, диагностировать заболевания, находить эффективные лекарственные препараты для конкретных организмов.

Для исследования фрагментов интегральных схем создана мощная система — сканирующий зондовый микроскоп ВЕГА, позволяющий работать с объектами площадью 200×200 мм и при этом получать атомарное разрешение, эффективно и многократно производить исследования фрагментов интегральной схемы в различных участках пластины.

Можно уверенно констатировать, что к настоящему времени в России выполнены разработки и организовано производство практически полного, за исключением сверхвысоковакуумных СЗМ, комплекса приборов и методов для исследования микро- и наноструктур с использованием сканирующих зондовых микроскопов. Для лабораторий созданы приборы линии ИНТЕГРА, для системы образования в школах и колледжах — бюджетные, но достаточно мощные НАНОЭДЬЮКАТОРЫ и СОЛВЕР-НАНО, а для исследовательских работ — приборы, кратко описанные в настоящей статье.

Следует отметить, что развитие нанoeлектроники, 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.

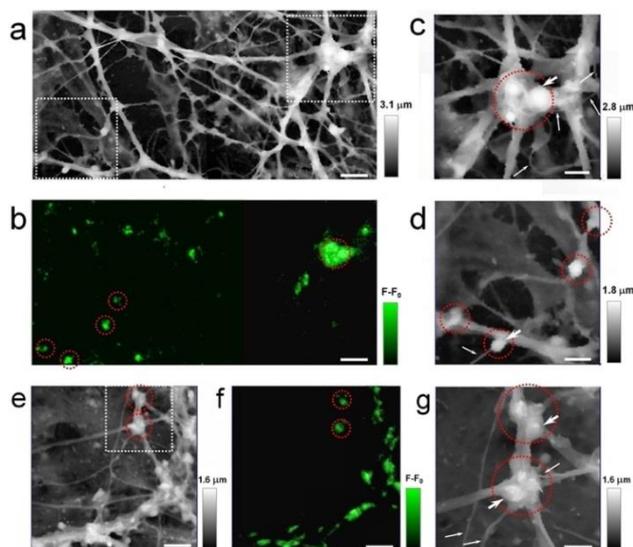
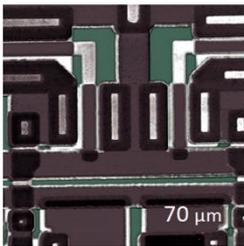


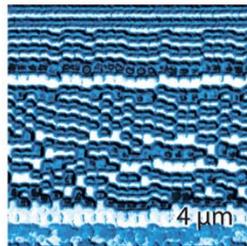
Рис. 1. Измерительная головка сканирующего капиллярного микроскопа NTEGRA-Marlin и изображение фрагмента нейронной сети

## Высокопроизводительный АСМ для исследования большеразмерных образцов

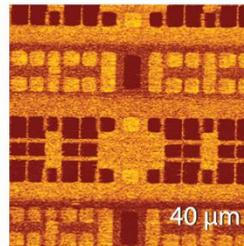
- Измерения рельефа и других поверхностных свойств с нанометровым пространственным разрешением на пластинах диаметром до 200 мм, большеразмерных образцах и массивах образцов
- Высочайший уровень автоматизации процессов настройки и измерений
- 50+ современных методов АСМ, включая методы высокоскоростной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



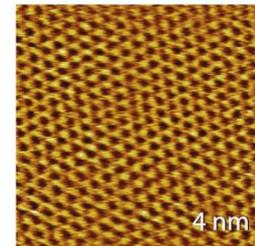
Рельеф фрагмента микросхемы



Магнитные домены в HDD 1 ТБ



Поверхностный потенциал в SRAM



Атомное разрешение на графите

**Рис. 2.** СЗМ ВЕГА и изображение фрагментов интегральных схем и поверхности высоко-ориентированного графита с атомарным разрешением

**NT-MDT Spectrum Instruments scanning probe devices  
and technologies of sample investigations**

**V.A. Bykov, An.V. Bykov, A.A. Bykov, Yu.A. Bobrov, V.V. Kotov,  
S.I. Leesment, V.V. Polyakov**

**NT-MDT Spectrum Instruments, Moscow, Russia**

**[www.ntmdt-si.ru](http://www.ntmdt-si.ru)**

# Переход Лифшица в двумерном соединении $\text{Pb}_3\text{Gd}_{1-x}\text{Yb}_x/\text{Si}(111)$

Ю. Е. Вековшинин<sup>1,\*</sup>, Д. В. Грузнев<sup>1</sup>, А. Ю. Тупчая<sup>1</sup>, Л. В. Бондаренко<sup>1</sup>,  
А. Н. Михалюк<sup>1,2</sup>, Н. В. Денисов<sup>1</sup>, А. В. Зотов<sup>1</sup>, А. А. Саранин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток, 690041

<sup>2</sup> Институт наукоёмких технологий и передовых материалов, Дальневосточный федеральный университет, Владивосток  
\* vekovsh981@gmail.com

Представлены результаты исследований 2D-соединений  $\text{Pb}_3\text{Yb}$  и  $\text{Pb}_3\text{Gd}_{1-x}\text{Yb}_x$  на поверхности  $\text{Si}(111)$  методами сканирующей туннельной микроскопии (СТМ), дифракции медленных электронов (ДМЭ), фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСУР) вместе с результатами моделирования атомной и электронной структур из первых принципов (DFT). Оба соединения образуют структуры с периодом  $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ , в которых атомы Pb формируют решетку типа «кагоме», а лантаноиды занимают позиции  $T_4$ . Атомное устройство поверхностной реконструкции  $\text{Si}(111)\sqrt{3}\times\sqrt{3}-(\text{Yb}, \text{Pb})$  близко к атомной плоскости (111) тяжелофермионного объемного диамагнетика  $\text{YbPb}_3$ . Добавление атомов Yb в соединение  $\text{Si}(111)\sqrt{3}\times\sqrt{3}-(\text{Gd}, \text{Pb})$  приводит к смещению уровня Ферми за счет отсутствия у атомов Yb  $5d$  электрона, что позволяет управлять электронными и транспортными свойствами.

## Введение

Интерметаллические соединения редкоземельных металлов с частично заполненными  $f$ -уровнями часто рассматриваются как прототипы систем для исследования сильно-коррелированных явлений, таких как кондо-эффект, сверхпроводимость, индуцируемая сильным магнитным полем, и др. [1]. Ожидается, что в 2D тяжелофермионных соединениях эти явления должны проявляться сильнее по сравнению с объемными аналогами. За последние два десятилетия подобные системы были успешно синтезированы [2], но на поверхности кремния это было реализовано лишь недавно [3].

Среди систем с тяжелыми фермионами в соединении  $\text{YbPb}_3$  отсутствует магнитное упорядочение, поскольку  $f$  уровень Yb полностью заполнен. Для формирования такого материала в виде двумерного слоя на поверхности кремния на поверхностную реконструкцию  $\text{Si}(111)1\times 1\text{-Pb}$  адсорбировался Yb при комнатной температуре с последующим отжигом. В результате произошло формирование новой реконструкции  $\text{Si}(111)\sqrt{3}\times\sqrt{3}-(\text{Yb}, \text{Pb})$ . Ее атомная структура полностью аналогична реконструкции  $\sqrt{3}\times\sqrt{3}-(\text{Gd}, \text{Pb})$ , поэтому возможно формирование твердого раствора  $\text{Pb}_3\text{Gd}_{1-x}\text{Yb}_x/\text{Si}(111)$ . Структура и электронные свойства полученных соединений были изучены экспериментально методами СТМ, ДМЭ и ФЭСУР.

## Результаты и обсуждение

Процедура формирования реконструкции  $\text{Si}(111)-(\text{Yb}, \text{Pb})$  включает в себя два этапа. На первой стадии происходит адсорбция 1 МС Pb на поверхность  $\text{Si}(111)$ , затем на сформированную реконструкцию адсорбируется Yb (1/3 МС) при комнатной температуре с последующим отжигом при  $T \approx 400$  °С. При покрытии Yb меньше 1/3 МС на поверхности происходит формирование доменов  $\sqrt{3}\times\sqrt{3}-(\text{Yb}, \text{Pb})$ , а остаточный Pb уплотняется и образует SiC фазу. При увеличении покрытия до 0.33 МС поверхность гомогенна и имеет период  $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$  (рис. 1, *слева*). В отличие от семейства  $\text{Pb}/\text{Si}(111)$ , данная реконструкция соразмерна подложке, что подтверждается картинками дифракции медленных электронов.

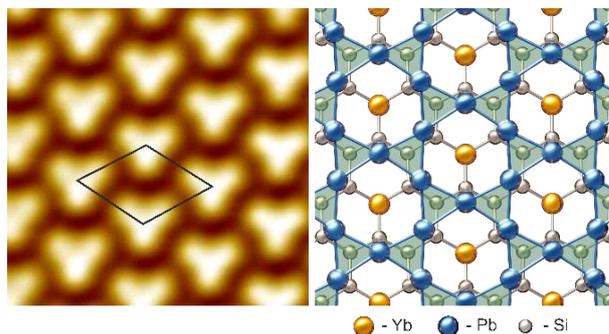


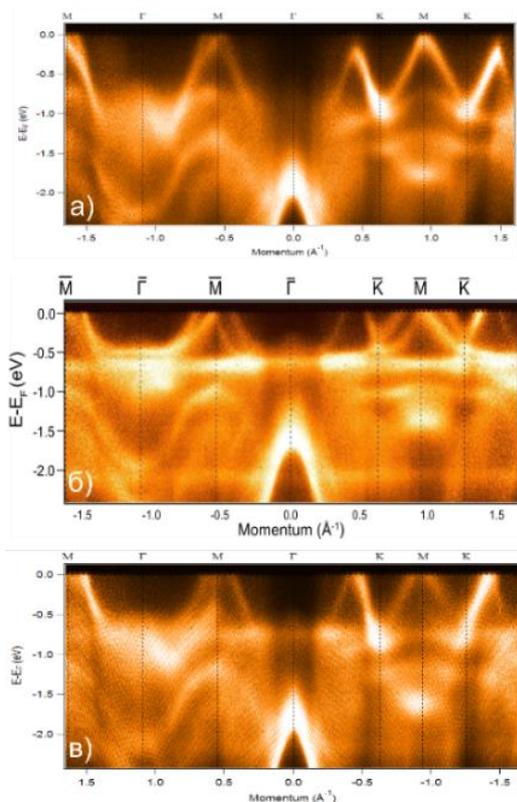
Рис. 1. Реконструкция  $\sqrt{3}\times\sqrt{3}-(\text{Yb}, \text{Pb})$ : *слева* — изображение высокого разрешения 5×5 нм; элементарная ячейка выделена ромбом; *справа* — структурная модель реконструкции  $\text{Si}(111)\sqrt{3}\times\sqrt{3}-(\text{Yb}, \text{Pb})$

Структурная модель, предложенная из первых принципов методом DFT, приведена на рис. 1, *слева*. Согласно модели атомы Pb занимают позиции  $T_1$  и  $H_3$ , формируя кагоме-решетку, а Yb расположен в позиции  $T_4$ , аналогично  $\sqrt{3}\times\sqrt{3}-(\text{Ce}, \text{Pb})$  [3].

На рис. 2 приведены спектры фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением структур  $\sqrt{3}\times\sqrt{3}-(\text{Gd}, \text{Pb})$ ,  $\sqrt{3}\times\sqrt{3}-(\text{Yb}, \text{Pb})$  и  $\text{Pb}_3\text{Gd}_{1-x}\text{Yb}_x/\text{Si}(111)$ . Как видно из сравнения спектров для Gd и Yb, электронная структура для системы  $\text{YbPb}_3$  идентична спектру для  $\text{GdPb}_3$  (см. рис. 2), однако уровень Ферми расположен на 0.5 эВ ниже, что объясняется эффектом дырочного допирования ввиду отсутствия у Yb электрона на  $5d$ -уровне. В результате система проявляет металлические свойства из-за наличия на уровне Ферми металлических состояний.

Одинаковая атомная структура соединений  $(\text{Gd}, \text{Pb})/\text{Si}(111)$  и  $(\text{Yb}, \text{Pb})/\text{Si}(111)$  позволяет формировать двумерный твердый раствор на их основе. Например, при адсорбции на поверхность  $\text{Si}(111)1\times 1\text{-Pb}$  2/9 МС Gd и 1/9 МС Yb (суммарное покрытие 0.33 МС) атомы лантаноидов равномерно распределяются по поверхности, образуя твердый раствор с периодом решетки  $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ , что было подтверждено СТМ-изображениями (рис. 3). Атомная структура раствора аналогична решетке, изображенной на рис. 1, *а*, с той разницей, что на элементарную ячейку приходится либо один атом Gd, либо один атом Yb. Кроме того, из рис. 3 видно, что в зависимости от того, какой

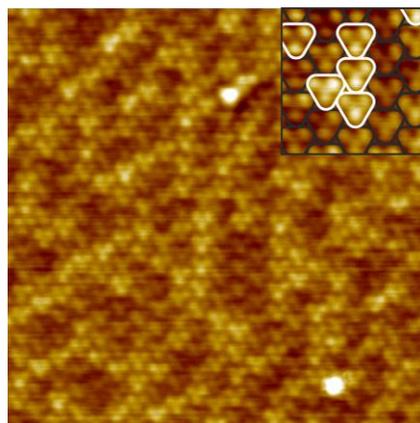
атом приходится на элементарную ячейку, зависит СТМ-контраст тримеров.



**Рис. 2.** Спектры ФЭСУР: *a* —  $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -(Gd, Pb), *б* —  $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -(Yb, Pb), *в* —  $\text{Pb}_3\text{Gd}_{1-x}\text{Yb}_x/\text{Si}(111)$

Результат замены части атомов Gd на Yb отразился на спектре ФЭСУР смещением уровня Ферми на 0.2 эВ (рис. 2, б), что вызвало переход Лифшица, поскольку топология поверхности Ферми изменилась. Вместо небольших дырочных карманов в окрестностях точки М формируется большой электронный контур вокруг  $\Gamma$  в результате пересечения  $E_F$  с поверхностным состоянием в направлении  $\Gamma$ -К.

Таким образом, меняя соотношение между атомами Gd и Yb можно кардинально изменять электронные, магнитные и транспортные свойства соединения.



**Рис. 3.** СТМ-изображение  $10\times 10$  нм  $\text{Pb}_3\text{Gd}_{1-x}\text{Yb}_x/\text{Si}(111)$ . На вставке — СТМ высокого разрешения  $3\times 3$  нм. Белыми треугольниками выделены тримеры с атомом Yb, черными — с атомом Gd

### Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 22-12-00174, <https://rscf.ru/project/22-12-00174/>. Вычисления проводились с использованием оборудования ЦКП «Дальневосточный вычислительный ресурс» ИАПУ ДВО РАН (<https://cc.dvo.ru>).

### Литература

1. Wirth S., Steglich F. // Nature Reviews Materials. V. 1, 16051 (2016).
2. Shishido H., et al. // Science. V. 327, 980 (2010).
3. Mihalyuk A. N., et al. // Nanoscale. V. 14, 14732 (2022).

# Электронно-микроскопические исследования наноразмерных углеродных наполнителей для композитных материалов

И. В. Вилков\*, Б. С. Каверин, А. М. Объедков, Н. М. Семенов

Институт металлоорганической химии им. Г. А. Разуваева РАН, ул. Тropicина, д. 49, Нижний Новгород, 603137  
\*mr.vilkof@yandex.ru

В настоящей работе с использованием методов электронной микроскопии (СЭМ и ПЭМ) были исследованы углеродные наноразмерные наполнители: многостенные углеродные нанотрубки, нанопорошок карбида вольфрама и гибридные наноматериалы WC/МУНТ — для создания композитных материалов на основе полимерных и металлматричных композитных материалов. Многостенные углеродные нанотрубки со средним диаметром 60 нм синтезированы методом CVD с использованием  $\text{FeCr}_2$  и толуола. Смесь нанопорошка карбида вольфрама и WC/МУНТ получена в результате одностадийного MOCVD синтеза с использованием  $\text{W}(\text{CO})_6$ . Для полученных наноматериалов исследованы строение, морфология и фазовый состав.

## Введение

В настоящее время углеродные нанотрубки в первую очередь рассматриваются как перспективные упрочняющие наноматериалы для создания новых сверхпрочных композитных материалов на основе как полимерных, так и металлических матриц. Разработка таких композитов является приоритетной в современном материаловедении. В том числе такие композиты могут стать следующим шагом в области аддитивных технологий и 3D-печати. В настоящее время использование композитных материалов сопоставимо с применением классических конструкционных материалов. Благодаря сочетанию различных дисперсных фаз и дисперсионных сред можно добиться уникальных свойств, недоступных классическим материалам. Углеродные нанонаполнители, в первую очередь многостенные углеродные нанотрубки (МУНТ), обладая хорошими электро- и теплопроводящими, трибологическими и механо-прочностными свойствами, уже доказали свою эффективность в случае создания классических полимерных и металлматричных композитов. Однако из-за химической инертности углерода возникает задача создания наполнителей, обладающих сродством к материалу матрицы. Так, ранее нами была разработана методика синтеза и были получены гибридные наноматериалы WC/МУНТ [1], добавление которых к алюминиевым сплавам приводило к увеличению предела прочности более чем на 200 % в зависимости от масс. % добавки и способа получения. Однако в силу формы нанотрубок такие добавки упрочняют композиты только при прикладывании напряжения на разрыв. Также известно, что упрочнение на сжатие обычно достигается при использовании микродобавок в виде порошков. Таким образом, двухкомпонентный наполнитель в виде смеси гибридных наноматериалов WC/МУНТ и наночастиц WC может оказаться перспективным наполнителем для различных композитных материалов.

## Методика эксперимента

Исходные МУНТ, поверхность которых впоследствии была модифицирована вольфрамсодержащими нанопокртиями, были синтезированы нами методом MOCVD с использованием ферроцена ( $\text{Fe}(\text{C}_5\text{H}_5)_2$ ) в

качестве прекурсора. Особенности технологии синтеза и условия подробно изложены в [2]. Синтез вольфрамсодержащих нанопокртий на МУНТ проводился методом MOCVD в потоке Ag из паров  $\text{W}(\text{CO})_6$ . Температура испарителя прекурсора  $\sim 140$  °C, температура пиролиза составляла 295 °C. Навеска МУНТ составляла 0,1 г, время осаждения варьировалось от 60 до 120 мин.

Морфология и строение гибридных наноматериалов были исследованы методами электронной микроскопии с использованием сканирующего электронного микроскопа Hitachi Regulus SU8100, оснащенного приставкой элементного анализа Bruker XFlash6-60, при ускоряющем напряжении от 0,5 кВ (в режиме торможения электронов) до 15 кВ. Образцы пучка гибридного наноматериала фиксировались на углеродный токопроводящий скотч. Просвечивающая электронная микроскопия проводилась на JEOL JEM 2000EX при ускоряющем напряжении 100 кВ. Образцы наполнителя диспергировались в ультразвуковой ванне в течение 30 мин в изопропиловом спирте, после чего наносились на предметную сетку с углеродом. Фазовый состав методом РФА на дифрактометре Shimadzu XRD-7000 (НИФТИ, ННГУ).

## Результаты и обсуждение

Было установлено, что полученный наполнитель  $\text{WC}_{\text{pow}} + \text{WC}_{1-x}/\text{МУНТ}$  содержит фазу углеродных нанотрубок и нестехиометрическую фазу карбида вольфрама  $\text{WC}_{1-x}$ .

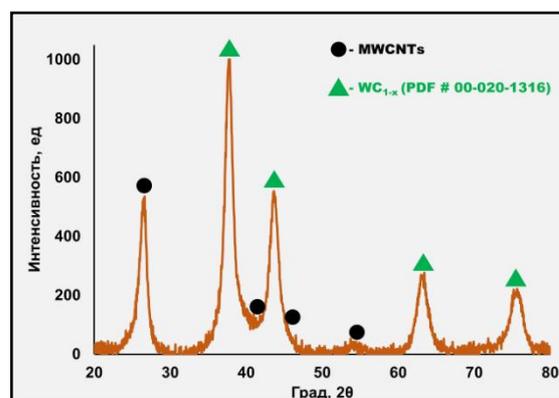


Рис. 1. Дифрактограмма гибридного наполнителя: смеси  $\text{WC}_{1-x}$  и  $\text{WC}_{1-x}/\text{МУНТ}$

Покрытие на поверхности МУНТ, как и порошок, можно идентифицировать, как ультрадисперсную фазу карбида вольфрама  $WC_{1-x}$  Fm3m с параметром решетки  $a = 4.14 \text{ \AA}$ . Средней размер кристаллитов исходя из уширения пиков, рассчитанный по пику (311) ( $75,57^\circ 2\theta$ ) согласно формуле Дебая — Шеррера в приближении сферической формы частиц, составляет  $\sim 5.6 \text{ нм}$ .

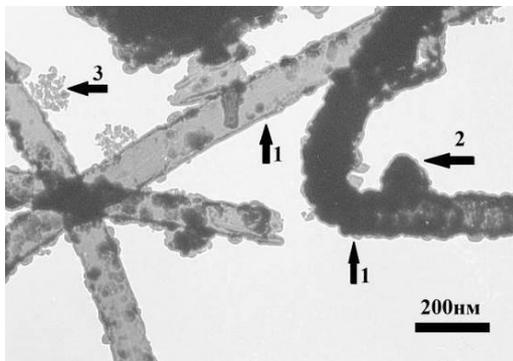


Рис. 2. ПЭМ-изображения гибридного наноматериала  $WC_{1-x}$ /МУНТ

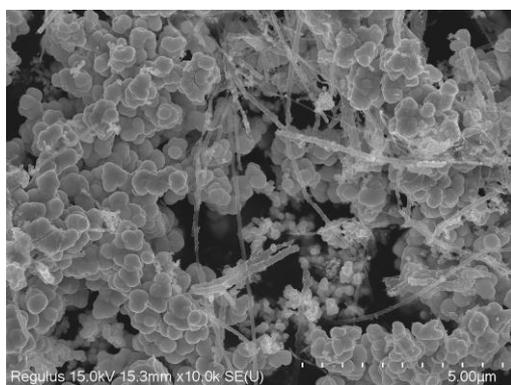


Рис. 3. СЭМ-изображения гибридного наноматериала  $WC_{1-x}$ /МУНТ и микропорошка карбида вольфрама

Согласно ПЭМ (рис. 2) на поверхности МУНТ наблюдается формирование как наночастиц и нанопокровов, что отмечено цифрами 1, так и кристаллитов, отмеченных цифрой 2, а также нанодендритов, отмеченных цифрой 3. Также наблюдается образование порошка  $WC_{1-x}$  со сферическими зёрнами размерами до 1,5 мкм (рис. 3).

Установлено, что в результате MOCVD при пиролизе гексакарбонила вольфрама на поверхности углеродных нанотрубок происходит рост наноструктурированного карбида вольфрама. В ходе осаждения  $WC_{1-x}$  формируется преимущественно в виде сплошного нанопокровов на поверхности МУНТ и микропорошка. Однако обе эти формы имеют кластерное строение, что показано методами ВРПЭМ и косвенно подтверждается РФА и электронной дифракцией. При этом средний размер кластеров составляет порядка 5 нм. В зависимости от времени осаждения и температуры пиролиза доля порошка  $WC_{1-x}$  в составе наполнителя может изменяться, что позволяет контролируемо получать двухкомпонентный наполнитель  $WC_{pow}+WC_{1-x}$ /МУНТ с заданными долями той или иной компоненты.

### Финансирование

Работа выполнена в рамках гранта Правительства Нижегородской области в сфере науки, технологий и техники № 316-06-16-4a/22, а также в рамках гранта РНФ, проект № 18-79-10227.

### Литература

1. К. В. Кремлев и др. // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45 (7). С. 41–44.
2. А. М. Обьедков и др. // Письма о материалах. 2012. Т. 2. С. 152–156.

# Дескриптор химической активности поверхности наночастицы на примере адсорбции водорода на золоте

Н. В. Дохликова\*, С. В. Доронин, А. К. Гатин, С. Ю. Сарвадий, М. В. Гришин, Б. Р. Шуб

ФИЦ ХФ РАН, Москва, ул. Косыгина, 119334

\*dohlikovanv@gmail.com

Для описания адсорбции и диссоциации водорода на золоте предложен простой дескриптор, основанный на электронной плотности в рамках модифицированной модели погруженного атома (МЕАМ). Показаны корреляции рассчитанной в модели МЕАМ электронной плотности на различных активных центрах золотого кластера от энергий адсорбции атомарного и молекулярного водорода и барьера диссоциации  $H_2$ . Это заключение было сделано исходя из того, что рассчитанные в рамках теории функционала плотности (ТФП) энергии адсорбции и диссоциации атомарного и молекулярного водорода коррелируют с электронной плотностью МЕАМ атомов золота с модифицированным координационным окружением. На основании полученных зависимостей энергий адсорбции и диссоциации от электронной плотности МЕАМ были проведены расчеты реакционной способности локальных областей поверхности «плавленных» наночастиц золота с диаметрами 2–10 нм. Установлено, что предложенный дескриптор предсказывает увеличение активности наночастиц за счет качественного изменения морфологии поверхности в связи с ростом доли низкокоординированных атомов при диаметрах < 4.2 нм.

## Введение

В последние годы активно предлагаются различные дескрипторы активности для металлов, демонстрирующие отличные корреляции с экспериментальными и расчетными параметрами [1, 2]. Слабым элементом существующих подходов является отсутствие четких параметров для описания поверхностей, представленных одним элементом. В представленной работе особое внимание уделяется поиску универсального параметра/дескриптора для описания каталитической активности поверхности, состоящей из одного элемента (металла). Исследование было сфокусировано на системе водород/золото. Золото, как модельная система, до сих пор используется в большинстве исследований поверхностных явлений. Поэтому поиск параметров активности на примере Au может найти практическое применение не только в модельных оценках, но и в прикладных сферах.

## Метод расчетов

Квантово-химические расчеты осуществлялись в программном пакете Quantum Espresso [3] в рамках приближения PBEsol. Максимальная граница по энергии была взята равной 500 эВ. Грани (100) и (111) были представлены пластинами, состоящими из 40 и 45 атомов, что эквивалентно 5 атомным слоям. Расстояние между плоскостями слабее при трансляции было взято равным 15–20 Å. Релаксация атомов в пластине проводилась по алгоритму Broyden–Fletcher–Goldfarb–Shanno (BFGS). Энергия адсорбции атомарного и молекулярного водорода оценивалась как разность энергий пластин с адсорбированным водородом и удаленным от поверхности на 8–10 Å. Переходные состояния диссоциации  $H_2$  оценивались с помощью алгоритма nudged elastic band (NEB). Барьер реакции диссоциации  $H_2$  рассчитывался как разность энергий системы с водородом в позиции переходного состояния и удаленным на расстояние 8–10 Å от поверхности молекулярным водородом. Генерирование наночастиц различного диаметра проводилось с помощью инструментов библиотеки Atomic

Simulation Environment (ASE) [4]. Для моделирования плавленной поверхности наночастиц были проведены расчеты молекулярной динамики (МД) в программе DL\_Poly [5]. Для оценки поверхностных атомов и расчета электронной плотности в рамках МД потенциалов использовался авторский скрипт, написанный на программном языке Python [6].

## Результаты и обсуждение

Наиболее популярный параметр активности — центр d-зоны [7] был выведен на основе модели Ньунса — Андерсена (НА), которая оперирует двумя параметрами: центром и полушириной зоны. В случае оценки адсорбции на различных металлах это не составляет труда, так как все значения были протабулированы во множестве работ [8].

Напротив, для задачи адсорбции на деформированной поверхности, состоящей из одного металла, подобные оценки практически отсутствуют и их вычисление неизбежно сопряжено с ТФП-расчетами. Если для оценки активности небольших наночастиц (порядка 100 атомов) можно обойтись ТФП-расчетами, то уже при достижении ~200–300 атомов подобные расчеты становятся крайне времязатратными. ТФП-расчеты небольших кластеров демонстрируют большие скачки энергии адсорбции при изменении числа атомов металла и позиции адсорбции и, как показали тестовые расчеты, существенные осцилляции значений плотности состояний (DOS). Для корректного воспроизведения DOS и адсорбции в качестве модельной системы были взяты Au-пластины, моделирующие грани (100) и (111). Поверхность наночастицы образуется атомами с различными координационными числами (КЧ), поэтому для варьирования КЧ на поверхность пластины было добавлено несколько Au-адатомов. Формирование таких низкокоординированных атомов на поверхности приводит к изменению электронной структуры возможных адсорбционных центров, что в свою очередь и становится причиной увеличения их химической активности.

Подробное исследование вышеуказанных систем показало корреляцию энергии адсорбции атомарного водорода от заселенности s-, p- и d-зон атомов золота. Наиболее удобным параметром в качестве дескриптора активности была выбрана электронная плотность, вычисляемая в рамках модифицированной модели погруженного атома (МЕАМ). Предлагаемый дескриптор с равным успехом может описывать адсорбцию водорода в различные сайты адсорбции на поверхности Au. Помимо атомарного водорода, предлагаемый дескриптор позволяет оценивать адсорбцию и барьер диссоциации молекулярного водорода.

Практическая проверка дескриптора была осуществлена в исследовании активности поверхности Au наночастиц различного диаметра. Для большего сходства с экспериментальными системами в моделировании были рассмотрены плавленые наночастицы, полученные в ходе молекулярно-динамических расчетов. Согласно расчетам при уменьшении диаметра наночастиц меньше 4.2 нм активность резко возрастает, аналогичное изменение активности наблюдается в экспериментах при диаметрах < 3–6 нм. Расчеты демонстрируют еще одну интересную особенность, также регистрируемую в эксперименте, которая заключается в том, что активность Au-поверхности при 300 К будет выше, чем при 1 К из-за изменения морфологии поверхности наночастицы. Наблюдаемые тенденции в активности объясняются изменением доли низкоординированных атомов на поверхности, которые позволяют учесть дескриптор.

Полученные оценки согласуются с экспериментальными данными для окислительных и восстановительных процессов на золотых наночастицах. На

примере системы водород/золото показана возможность применения электронной плотности для оценки активности поверхности наночастицы. В дальнейшем предложенный дескриптор может быть легко распространен на другие прикладные системы, применяемые в гетерогенном катализе.

Все расчеты выполнены с использованием вычислительных ресурсов Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН (МСЦ РАН).

### Финансирование

*Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 21-73-20010).*

### Литература

1. X. Shen, Y. Pan, B. Liu et al. // *Phys. Chem. Chem. Phys.* V. 19, 12628 (2017).
2. H. Zhuang, A. J. Tkalych, E. A. Carter, Surface energy as a descriptor of catalytic activity // *J. Phys. Chem. C*, 120 (41), 23698–23706 (2016).
3. P. Giannozzi, S. Baroni, N. Bonini et al. // *J. Phys. Condens. Matter.* V. 21 395502 (2009).
4. A. H. Larsen, J. J. Mortensen, J. Blomqvist et al. // *J. Phys.: Condens. Matter.* V. 29, 273002 (2017).
5. T. Todorov, W. Smith, K. Trachenko et al. // *J. Mater. Chem.* V. 16, 1911 (2006).
6. <https://github.com/nanochemphys/ase-ovito/tree/main>.
7. J. K. Norskov // *Rep. Prog. Phys.* 53, 1253–1295 (1993).
8. A. Vojvodic, J. K. Norskov, F. Abild-Pedersen, Electronic structure effects in transition metal surface chemistry // *Top. Catal.*, 57, 25–32 (2014).

# Ориентационные эффекты при взаимодействии CO с нанесенными наночастицами меди и никеля

А. К. Гатин, Н. В. Дохликова, С. А. Озерин, С. Ю. Сарвадий, В. А. Харитонов, А. С. Веденкин, М. В. Гришин\*

Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н. Н. Семенова РАН, ул. Косыгина, 4, Москва, 119991  
\*mvgrishin68@yandex.ru

Эксперименты с использованием сканирующего туннельного микроскопа, а также данные квантово-химического моделирования показали, что результаты взаимодействия CO с окисленными наночастицами меди и никеля в значительной степени определяются ориентацией молекул газа относительно поверхности оксида. Восстановление окисленной поверхности наночастицы меди протекает успешно, если молекулы CO ориентируются к ней атомом углерода. Для восстановления окисленной поверхности наночастиц никеля требуется обратная ориентация молекул CO.

## Введение

Одной из основных проблем химии является поиск способов стимулирования химических процессов. Показано [1–3], что под воздействием электрического поля многие химические реакции могут ускоряться или замедляться. Это явление наблюдается, например, в реакции Дильса — Альдера, проходящей в туннельном контакте сканирующего туннельного микроскопа [1], а также в реакциях Мизороки и Хека [2]. Нами обнаружено, что электрическое поле может управлять диссоциативной адсорбцией молекулярного водорода на золотых наночастицах на графите [3]. Однако во многих случаях механизм воздействия электрического поля на химические процессы остается неясным.

Очевидно, что пространственная ориентация полярных молекул газофазных реагентов в электрическом поле может оказывать значительное влияние на адсорбцию и последующее взаимодействие адсорбатов с наночастицами и между собой. Влияние электрического поля на химические процессы изучалось на примере взаимодействия молекул CO с окисленными наночастицами меди и никеля, нанесенными на графит.

## Эксперимент

Эксперименты проведены на сверхвысоковакуумной установке (давление остаточных газов —  $2 \times 10^{-10}$  Торр), включающий сканирующий туннельный микроскоп (СТМ), оже-электронный спектрометр, масс-спектрометр и другое оборудование.

Для синтеза наночастиц на поверхность графита наносили водный раствор  $\text{Cu}(\text{NO}_3)_2$  или  $\text{Ni}(\text{NO}_3)_2$  с концентрацией металла  $2.5 \cdot 10^{-5}$  г/мл, сушили и прокачивали в течение 28–30 ч при  $T \approx 700$  К в условиях сверхвысокого вакуума.

Во время экспериментов в установку напускали CO при давлении  $1 \cdot 10^{-6}$  Торр и  $T = 300$  К с одновременной подачей потенциала на образец:  $\phi = -5$  В или  $+5$  В относительно заземленного острия СТМ. Между измерениями при различных потенциалах образцы окислялись кислородом воздуха.

Мониторинг состояния единичных наночастиц осуществляли методом сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии после удаления тестового газа из камеры СТМ.

## Результаты и обсуждение

На подложке-графите сформировались полусферические наночастицы диаметром 2–3 нм (Ni) и 4–8 нм (Cu). Изображение медного наноструктурированного покрытия представлено на рис. 1

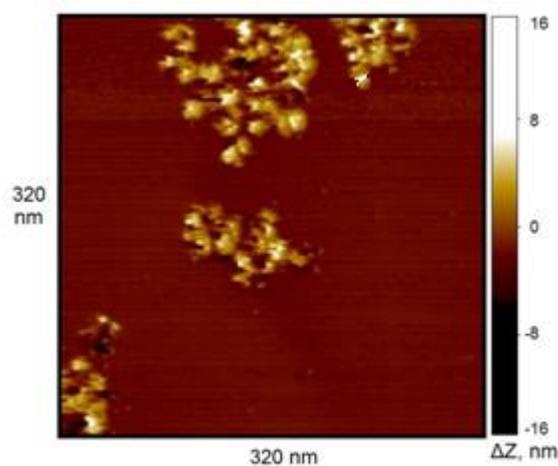


Рис. 1. Изображение скоплений наночастиц меди на поверхности графита

Результаты спектроскопических измерений в СТМ позволили установить, что поверхность наночастиц покрыта слоем оксида. Причем оксидное покрытие на меди состояло из  $\text{CuO}$ ,  $\text{Cu}_2\text{O}_3$  или  $\text{Cu}_2\text{O}$ , а оксидное покрытие на никеле — из  $\text{NiO}$ .

Поскольку молекула CO полярна, то электрическое поле внутри асимметричного конденсатора, образованного зондом СТМ и поверхностью образца, влияет на ее ориентацию. Молекула CO ориентируется к образцу либо положительно заряженным атомом углерода при  $\phi < 0$  В, либо отрицательно заряженным атомом кислорода при  $\phi > 0$  В.

Спектроскопические измерения в СТМ, проведенные после экспозиции образцов с наноструктурированными покрытиями в CO при потенциалах  $\phi = -5$  В или  $+5$  В относительно потенциала земли, выявили результаты взаимодействия CO с оксидами. Установлено, что при  $\phi = -5$  В подавляющее большинство наночастиц Cu восстанавливались, а наночастицы Ni — нет, а при  $\phi = +5$  В восстанавливались подавляющее большинство наночастиц Ni, но не восстанавливались наночастицы Cu. Результаты экспериментальных исследований суммированы в табл. 1.

Таблица 1. Результаты экспозиции в СО образцов с окисленными медными и никелевыми наночастицами при различных потенциалах

Потенциал образца, $\phi$ (В)	CuO/Cu	NiO/Ni
-5	восстановление оксида	нет восстановления оксида
+5	нет восстановления оксида	восстановление оксида

Полученные результаты находятся в кажущемся противоречии с предположением о влиянии ориентации молекул СО при взаимодействии с окисленными наночастицами Cu и Ni. Действительно, скорость восстановления оксидов меди при  $\phi = -5$  В значительно выше, при  $\phi = +5$  В. Для оксида никеля ситуация обратная. Небольшую долю восстановленных при «неправильных» потенциалах наночастиц можно объяснить тем обстоятельством, что не все молекулы СО оказались правильно ориентированы вблизи поверхности образца.

Установлено, что предпочтительным местом адсорбции СО на оксидах меди оказались отрицательно заряженные атомы кислорода  $O^{2-}$ . Молекулы СО непосредственно взаимодействовали с ними и образовывали  $CO_2$ , восстанавливая поверхность наночастиц меди. Для оксида никеля ситуация обратная: молекулы СО адсорбировались на заряженных положительно атомах никеля —  $Ni^{2+}$  [4]. В этом случае молекула СО связывается с оксидом через отрицательно заряженный атом кислорода. Только такая конфигурация способна привести к образованию химической связи между СО и кислородным атомом из состава оксида. Схематично описанные выше разли-

чия во взаимодействии СО с наночастицами меди и никеля состава представлены на рис. 2.

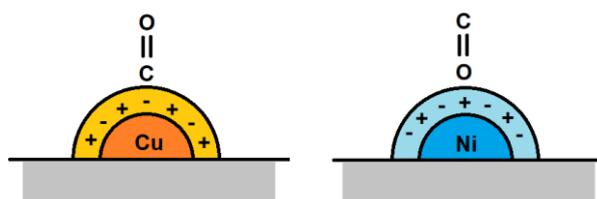


Рис. 2. Ориентация адсорбированной молекулы СО на окисленных наночастицах меди и никеля

Квантово-химическое моделирование подтвердило выводы экспериментальной части работы. Расчеты также показали, что при адсорбции молекулы СО на атоме кислорода из NiO возникает слишком прочная связь между атомами С и О, блокирующая образование  $CO_2$ . Таким образом, при восстановлении окисленных наночастиц и меди ориентация СО имеет решающее значение.

### Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 21-73-20010).

### Литература

1. C. Aragonès, N. L. Haworth, N. Darwish *et al* // *Nature*, **531**, 88 (2016).
2. L. Martín, E. Molins, A. Vallribera // *New J. Chem.*, **40**, 10208 (2016).
3. S. Y. Sarvadiy, A. K. Gatin, M. V. Grishin *et al.* // *Gold Bulletin.*, **52**, 61 (2019).
4. S. M. Vesecky, X. Xu, D. W. Goodman // *J. of Vacuum Sci. & Technol. A*, **12**, 2114 (1994).

# Взаимодействие 2D-системы Pb/ $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -В с редко- и щелочноземельными элементами

Д. В. Грузнев<sup>1,\*</sup>, А. Ю. Тупчая<sup>1</sup>, Л. В. Бондаренко<sup>1</sup>, Ю. Е. Вековшинин<sup>1</sup>,  
А. Н. Михалюк<sup>1,2</sup>, А. В. Зотов<sup>1</sup>, А. А. Саранин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, ул. Радио, д. 5, Владивосток, 690041

<sup>2</sup> Институт наукоёмких технологий и передовых материалов, ДВФУ, Владивосток, 690950

\* gruznev@iacp.dvo.ru

Приведены результаты экспериментальных и расчетных исследований двумерных соединений в системах (Pb, Mg) и (Pb, Yb) на поверхностной реконструкции Si(111) $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -В. Показаны изменения в кристаллических и электронных структурах по сравнению с системами на чистой поверхности кремния. В системе (Pb, Mg) $\sqrt{3}$ -В формируется квазиодномерная структура  $3\times 3$  с гигантским спиновым расщеплением поверхностных состояний. В зонном спектре системы (Pb, Yb) наблюдается гибридизация зон Pb с  $f$ -состояниями Yb, что характерно для систем с тяжелыми фермионами.

## Введение

Слои Pb одноатомной толщины на подложке Si(111) демонстрируют ряд интересных свойств, включая спиновое расщепление электронных состояний, необычное диффузионное поведение и др. Они являются одними из первых 2D-сверхпроводников [1]. Хорошо известно, что на все электронные и транспортные свойства данной системы сильно влияет взаимодействие с подложкой и химические связи атомов Pb с кремнием [2]. В последнее время проводятся многочисленные исследования 2D-структур Pb на других подложках, например Ge(111), Si(100), графене,  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  и др., с целью модификации свойств этих пленок. Даже декорация атомных ступеней подложки приводит к заметному влиянию на сверхпроводящие свойства системы Pb/Si(111) [3]. Ранее мы сообщали об использовании для модификации роста слоев Pb реконструкцию Si(111) $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -В, которая спонтанно формируется на поверхности сильно-легированных ( $0,001 \text{ } \Omega\cdot\text{см}$ ) бором подложек кремния при высокотемпературном отжиге ( $\sim 1000 \text{ } ^\circ\text{C}$ ) [4]. В данной работе показаны дальнейшие модификации этой системы адсорбцией Mg и Yb. Интерес к системе (Pb, Mg) обусловлен недавним теоретическим предсказанием топологической сверхпроводимости в структурах  $\text{Mg}_2\text{Pb}$  [5], а также экспериментально полученной двухслойной реконструкцией  $6\times 6$ -(Pb, Mg)/Si(111) с необычно высоким электрон-фононным взаимодействием [6]. Система (Pb, Yb), как и любые 2D сплавы с лантаноидами [7], интересна прежде всего возможностью наблюдения эффектов сильной корреляции, связанных с гибридизацией электронных состояний с  $f$  уровнем. Полученные и исследованные в данной работе 2D материалы имеют кристаллические и электронные структуры, отличные от аналогичных систем на чистой поверхности Si(111). 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 обсуждение

Формирование систем (Pb, Mg) и (Pb, Yb) на поверхности Si(111) $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -В производили в два этапа.

Первый этап включал в себя приготовление реконструкции Pb/ $\sqrt{3}$ -В, как описано в [4]. Такая поверхность представляет собой два атомных слоя Pb на Si(111) (в дальнейшем 2-МС-Pb/ $\sqrt{3}$ -В), в верхнем двойном слое которого находятся атомы В в позиции  $S_5$ , а атомы Si, входящие в состав исходной реконструкции, удалены [4]. Далее, на 2-МС-Pb/ $\sqrt{3}$ -В производилась адсорбция Mg и Yb при комнатной температуре (RT).

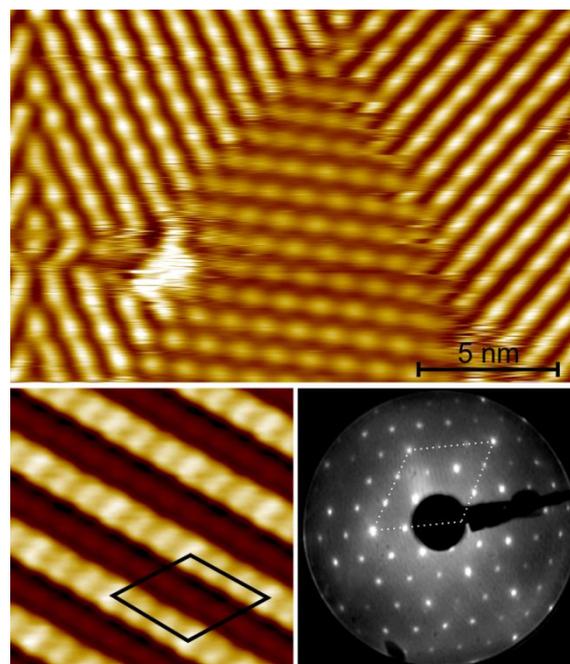
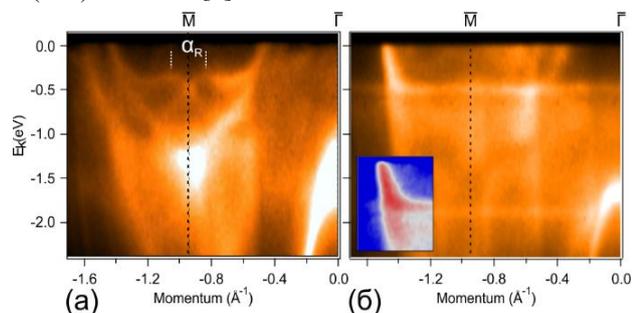


Рис. 1. 2D-система  $3\times 3$ -(Pb, Mg)/Si(111) $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -В: СТМ- и ДМЭ-изображения. На СТМ-изображении высокого разрешения выделена элементарная ячейка  $3\times 3$ . На ДМЭ-изображении белым пунктиром выделена ячейка  $1\times 1$

При адсорбции Mg на поверхность 2-МС-Pb/ $\sqrt{3}$ -В наблюдается изменение периодичности поверхности на  $3\times 3$  (картина ДМЭ на рис. 1). На СТМ-изображениях также видны хорошо упорядоченные домены  $3\times 3$ , однако при этом домены демонстрируют явное квазиодномерное упорядочение. На СТМ-изображениях высокого разрешения данная поверхность выглядит как ряды выступов с интервалом  $1a$ , при этом каждый третий выступ имеет более яркий контраст в обеих полярностях. Такая геометрия поверхности

характерна скорее для реконструкций щелочно-земельных элементов на Si(111) и отличается от системы (Pb, Mg) на «чистой» поверхности кремния, где формируется двухслойная система Pb/Mg/Si(111) [6]. На основе DFT-расчетов из первых принципов предложена модель структурного устройства поверхности (Pb, Mg)/ $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -В.

На спектрах ФЭСУР (рис. 2, а) заметно спиновое расщепление рашбавского типа в точке М со значением параметра Рашбы  $\alpha_R \sim 0.23 \text{ \AA}^{-1}$ , что сопоставимо с гигантским расщеплением в структуре Si(111)/ $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -Вi [8].



**Рис. 2.** Спектры ФЭСУР поверхностей:  
(а)  $3\times 3$ -(Pb, Mg)/Si(111)-В и  $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -(Pb, Yb)/Si(111)-В

Поверхность 2-МС-Pb/ $\sqrt{3}$ -В после адсорбции Yb при RT является полностью неупорядоченной. Отжиг при температуре порядка 400 °С приводит к формированию силицида иттербия на небольшой части поверхности, а также к образованию новой структуры (Pb, Yb) с периодичностью  $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ . Эта реконструкция имеет кардинальные отличия в кристаллической и электронной зонной структурах от  $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -(Pb, Yb), формирующейся на чистой поверхности Si(111).

На зонных спектрах (рис. 2, б) наблюдаются особенности, которые ассоциируются с тяжелофермионным поведением, а именно гибридизация зон  $p$ -электронов Pb с  $f$ -электронными состояниями Yb.

## Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 22-12-00174, <https://rscf.ru/project/22-12-00174/>. Вычисления проводились с использованием оборудования ЦКП «Дальневосточный вычислительный ресурс» ИАПУ ДВО РАН (<https://cc.dvo.ru>).

## Литература

1. T. Zhang, P. Cheng, W.-J. Li *et al.* // Nature Physics, **6**, 104 (2010).
2. J. Noffsinger, M. L. Cohen // Solid State Commun., **151**, 421 (2011).
3. D. S. Baranov, S. Vlaic, J. Baptista *et al.* // Nano Letters, **22**, 652 (2022).
4. D. V. Gruznev, L. V. Bondarenko, A. Y. Tupchaya *et al.* // Surf. Sci., **706**, 121784 (2021).
5. G. Bian, T.-R. Chang, A. Huang *et al.* // Phys. Rev. Materials, **1**, 021201 (2017).
6. A. Y. Tupchay, L. V. Bondarenko, A. A. Yakovlev *et al.* // Appl. Surf. Sci., **589**, 152951 (2022).
7. L. Fernandez, M. Blanco-Rey, R. Castrillo-Bodero *et al.* // Nanoscale, **12**, 22258 (2020).
8. K. Sakamoto, H. Kakuta, K. Sugawara *et al.* // Phys. Rev. Lett., **103**, 156801 (2009).

# Магнитно-силовая и лоренцева микроскопия многослойных структур Co/Pt

Н. С. Гусев<sup>1,\*</sup>, О. Л. Ермолаева<sup>1</sup>, Д. А. Татарский<sup>1,2</sup>, В. Л. Миронов<sup>1</sup>, С. А. Гусев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

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

\*gusevns@bk.ru

Представлены результаты исследований тонких пленок Co/Pt с перпендикулярной магнитной анизотропией методами магнитно-силовой микроскопии (МСМ) и лоренцевой просвечивающей электронной микроскопии (ЛПЭМ). Для уменьшения эффектов перемагничивания образцов в магнитно-силовом микроскопе применялись специальные зонды, также имеющие магнитное покрытие в виде тонкопленочных структур Co/Pt. Изучены эффекты взаимного влияния в системе МСМ зонд — образец в зависимости от соотношения толщин пленок и покрытий зондов. Исследована доменная структура образцов методами МСМ и ЛПЭМ.

## Введение

Магнитно-силовая и лоренцева просвечивающая электронная микроскопии являются традиционными методами исследования доменной структуры пленок Co/Pt с перпендикулярной магнитной анизотропией [1, 2]. Кроме того, использование в магнитно-силовом микроскопе зондов с повышенным магнитным моментом позволяет проводить эксперименты по локальной модификации доменной структуры таких пленок, а также по локальному перемагничиванию паттернированных наноструктур на их основе [1, 3]. Однако проведение МСМ-исследований тонких пленок Co/Pt затруднено вследствие эффектов влияния поля зонда на магнитную структуру образца. В настоящей работе для уменьшения эффектов перемагничивания образцов применялись специальные зонды, также имеющие магнитное покрытие в виде тонкопленочных структур Co/Pt [4]. Изучены эффекты взаимного влияния в системе зонд — образец в зависимости от соотношения толщин пленок и покрытий зондов. Метод ЛПЭМ при этом позволяет исследовать доменную структуру пленок Co/Pt без поля МСМ-зонда, что дает дополнительную информацию о невозмущенном распределении намагниченности и также о типе доменных стенок в образце.

## Образцы и методики

Образцы изготавливались методом магнетронного напыления на подложки Si(100) с буферными слоями Ta(2)Pt(4) и на подложки KBr с буферными слоями C(20)Ta(2)Pt(4). В скобках указаны толщины слоев в нанометрах. На подготовленные таким образом подложки осаждались многослойные структуры  $[\text{Co}(0.5)/\text{Pt}(1)]_n$ . Была изготовлена серия образцов с периодами структур  $n = 1, 2, 4, 6, 8$ .

Контроль магнитных свойств пленок осуществлялся методами оптической магнитометрии при помощи измерения магнитооптического полярного эффекта Керра (МОКЕ). Доменная структура намагниченности исследовалась с помощью магнитно-силового микроскопа «SolverPro» и просвечивающего электронного микроскопа «LIBRA 200MC». В качестве МСМ-зондов, использовались стандартные кантилеверы NSG-1, на которые наносились такие же покрытия  $[\text{Co}(0.5)/\text{Pt}(1)]_n$  в одном цикле напыления. Напыление производилось в направлении оси пирамиды канти-

левера, так что магнитный момент на кончике зонда был направлен вдоль оси пирамиды, а магнитный момент боковых поверхностей пирамиды был в среднем скомпенсирован.

## Результаты и обсуждение

На рис. 1 в качестве примера приведены кривые намагничивания для структур  $[\text{Co}/\text{Pt}]_n$  с периодами  $n = 2$  и  $n = 8$ . Тонкая пленка  $[\text{Co}/\text{Pt}]_2$  обладает выраженной перпендикулярной анизотропией и имеет прямоугольную петлю. С увеличением количества периодов в структуре нарастает МОКЕ-отклик и на петле намагничивания появляется хвост, который свидетельствует о понижении энергии доменной стенки, что связано как с нанокристаллической структурой, так и изменением взаимодействия Дзялоншинского — Морри [5].

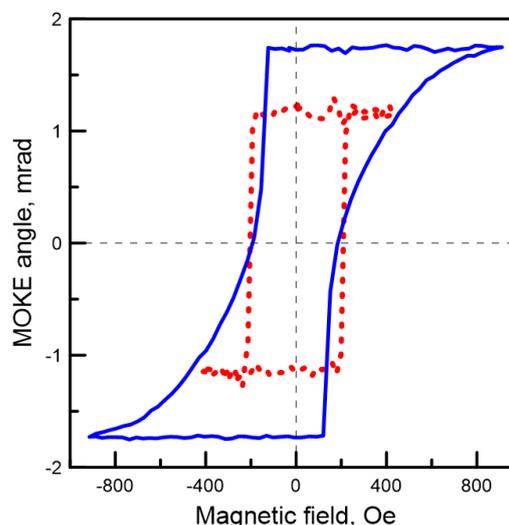
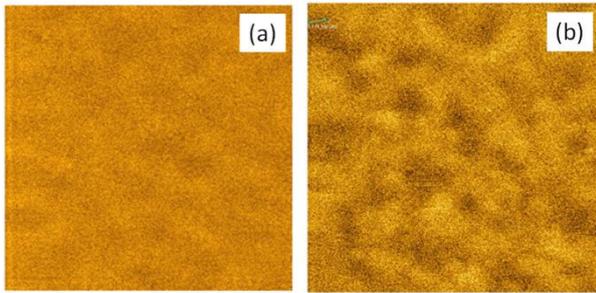


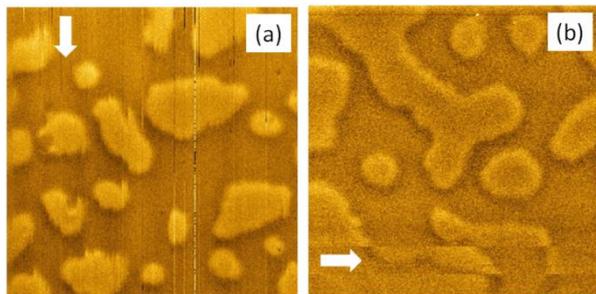
Рис. 1. Кривые намагничивания МОКЕ. Структура с периодом  $n = 2$  показана пунктирной линией, структура с периодом  $n = 8$  показана сплошной линией

Были проведены тестовые МСМ-исследования пленок Co/Pt с различным количеством слоев при помощи зондов с различной толщиной покрытия Co/Pt. Перед измерениями все пленки были размагничены. Некоторые характерные МСМ-изображения доменной структуры образцов представлены на рис. 2 и 3.

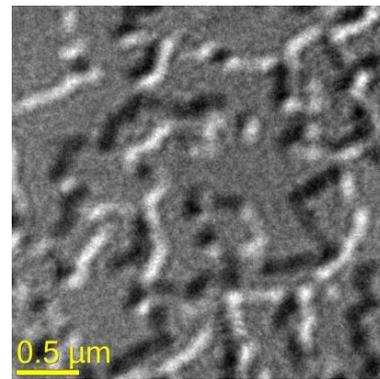


**Рис. 2.** МСМ-изображения доменной структуры пленки Co/Pt ( $n = 1$ ): *a* — изображение получено зондом с покрытием Co/Pt с  $n = 2$ ; *b* — изображение получено зондом с покрытием Co/Pt с  $n = 8$ . Размер кадров  $3 \times 3$  мкм

Измерения показали сильное изменение МСМ-контраста в зависимости от соотношения толщин покрытия зонда и толщин пленок. С увеличением толщины покрытия зонда МСМ-контраст на тонкой пленке ( $n = 1$ ) повышается (рис. 2). Однако применение зондов с толстым покрытием ( $n = 8$ ) на толстых пленках ( $n = 4, 6$ ) приводит к эффектам перемагничивания доменов пленки (рис. 3, *a*). С другой стороны, когда толщина пленки превосходит толщину покрытия зонда, наблюдаются эффекты перемагничивания зонда полями рассеяния образца (рис. 3, *b*). Оптимальными являются зонды с покрытием, имеющим такое же количество слоев, что и исследуемые пленки.



**Рис. 3.** МСМ-изображения доменной структуры пленок Co/Pt: *a* — перемагничивание пленки ( $n = 6$ ) полем зонда ( $n = 8$ ); *b* — перемагничивание зонда ( $n = 4$ ) полями рассеяния пленки ( $n = 6$ ). Артефакты измерений показаны стрелками. Размер кадров  $3 \times 3$  мкм



**Рис. 4.** ЛПЭМ-изображение доменной структуры пленки Co/Pt

Характерные размеры доменной структуры пленок Co/Pt находятся в хорошем согласии с результатами ЛПЭМ (рис. 4). Кроме того, из френелевского контраста можно сделать вывод об увеличении взаимодействия Дзялошинского — Мория с ростом толщины пленок, что сопровождается изменением доменных стенок с блоховских на неелевские.

#### Финансирование

*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).*

#### Литература

1. O. L. Ermolaeva, N. S. Gusev, E. V. Skorohodov et al. // *Materials*, **10**, 1034 (2017).
2. M. V. Dorokhin, A. V. Zdroveyshchev, M. P. Temiryazeva et al. // *J. All. Comps.*, **926**, 166956 (2022).
3. В. Л. Миронов, Р. В. Горев, О. Л. Ермолаева и др. // *ФТТ*, **61**(9), 1644 (2019).
4. И. Л. Калентьева, О. В. Вихрова, Ю. А. Данилов и др. // *ФТТ*, **63**(3), 324 (2021).
5. А. Н. Богданов, Д. А. Яблонский // *ЖЭТФ*, **95**, 178 (1989).

# Изучение ферроэлектрических доменных структур в сверхрешетках двумерных систем методами АСМ

Л. О. Елесин<sup>1,2</sup>, А. Л. Шилов<sup>1,2</sup>, В. В. Дрёмов<sup>1,2,\*</sup>, А. Д. Демин<sup>1,2</sup>, М. А. Кащенко<sup>1,2,\*\*</sup>

<sup>1</sup> Лаборатория физики программируемых функциональных материалов, Центр изучения мозга и сознания, Москва

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт (НИУ), Институтский пер., д. 9, Долгопрудный, 141701

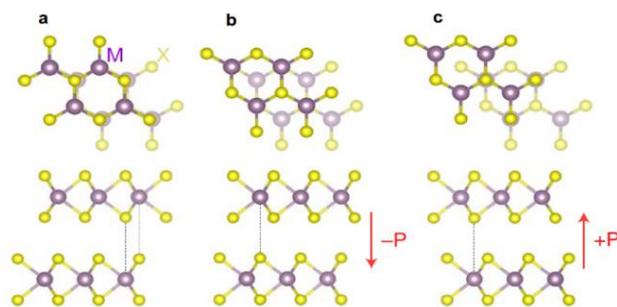
\* dremovs54@gmail.com, \*\* kacmisha@gmail.com

В докладе продемонстрирована возможность использования различных методик атомно-силовой микроскопии для обнаружения ферроэлектрической доменной структуры на границе между скрещенными под малым углом двумерными пленками кристалла (твист) гексагонального нитрида бора (hBN) или монослоев дихалькогенидов переходных металлов (TMD). Предложены методики управления ферроэлектрическими доменными структурами, возникающими при скрещивании двумерных материалов. Показана возможность наблюдения доменных областей, экранированных графеном.

## Введение

В естественно выращенных кристаллах hBN и TMD на примере селенида вольфрама WSe<sub>2</sub> поляризация устраняется за счет образования центрально симметричной Ван-дер-Ваальсовой структуры, энергия которой ниже, чем в других метастабильных конфигурациях стопки. Важным аспектом в производстве гетероструктур является управление углом укладки слоев кристаллов относительно друг друга, управление которым позволяет нарушать исходную симметрию получаемых структур. Таким образом можно получить другую электронную зонную структуру в пограничных слоях и новые электронные свойства.

Для рассматриваемых кристаллов существует две доминирующие ориентации укладки кристаллов: параллельная (под углом 0°) и антипараллельная (под углом 180°). При антипараллельном размещении получается гексагональная укладка (H-stacked, рис. 1, *a*) и устанавливается глобальная объемная инверсионная симметрия. При параллельном размещении же реализуется ромбоэдрическая укладка (R-stacked, рис. 1, *b*, *c*), и в контактирующих слоях нарушается ортогональная зеркальная симметрия.



**Рис. 1.** Кристаллическая структура дихалькогенида, где М — металл, а Х — халькоген (для гексагонального нитрида бора структура аналогична с заменой М и Х на В и N соответственно): *a* — антипараллельная укладка, нулевой ортогональный дипольный момент; *b*, *c* — параллельная укладка, ненулевой ортогональный дипольный момент

Из-за гибридизации занятых состояний одного слоя со свободными состояниями другого слоя образуется электрический дипольный момент вне плоскости. Трансляционная симметрия пограничных слоев приводит к возможности переключения ортогональной поляризации сдвиговым движением в плоскости

между слоями. Такое свойство приводит к межфазному ферроэлектричеству. Уже проводились наблюдения аналогичных структур, проявляющих ферроэлектрические свойства при параллельной укладке с использованием dc-EFM [1], PFM [2, 3] а также KPFM [4].

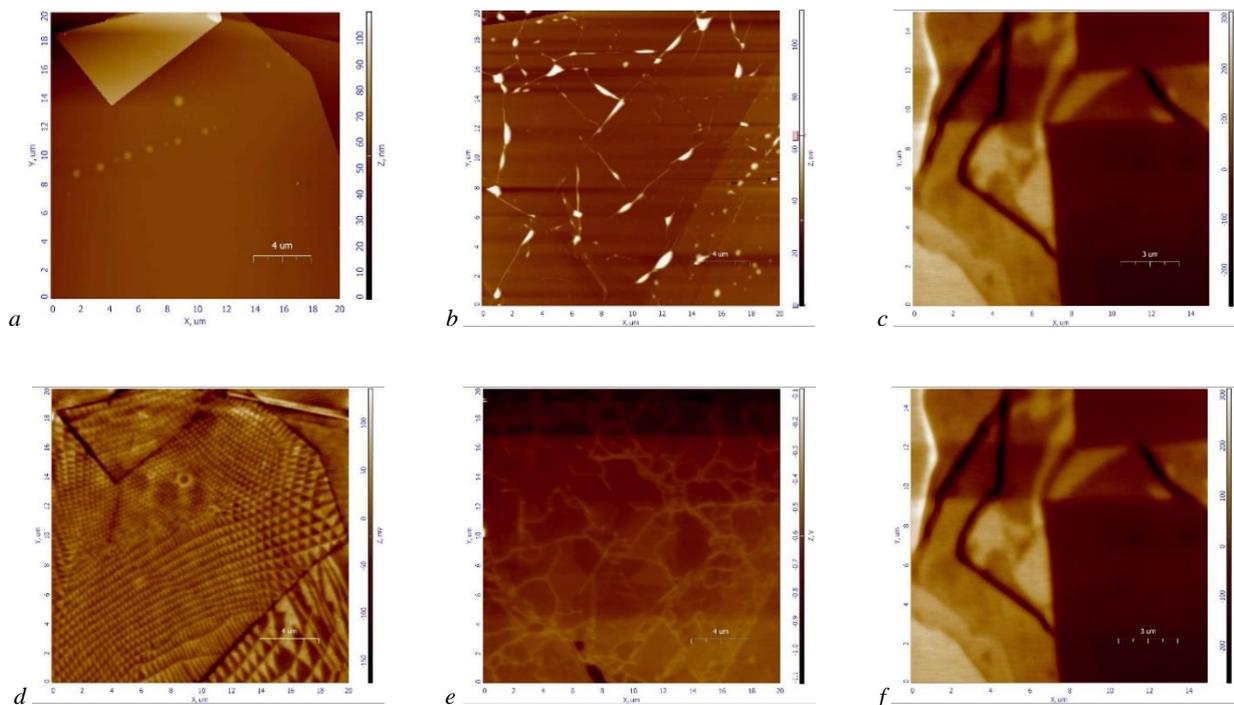
В работе [4] также рассмотрена динамика переключения этих доменов на примере hBN-стопка. Нами были усовершенствованы методы получения образцов, а также проведены несколько новых видов наблюдений.

## Методика эксперимента

Тонкие пластинки hBN и графен получены методами механической эксфолиации на кремниевые подложки. Монослои WSe<sub>2</sub> получены методом механической эксфолиации на двойной слой PDMS, расположенный на предметном стекле. Идентификацию образцов монослоев производили методами оптического контраста. Толщину пластинок hBN определяли методами АСМ. Пластинки последовательно собирали в гетероструктуру с использованием PDMS на предметном стекле, покрытым пленкой полимера (PC) Poly(Bisphenol A carbonate). Топография полученных структур проводилась методами АСМ (AFM), а карты работ выхода методом зонда Кельвина (KPFM) [5].

## Результаты и обсуждение

Представлены топография и карты работ выхода полученных структур на кремниевых подложках (рис. 2, *a*, *b*, *c*). Приведенные карты работ выхода (рис. 2, *d*, *e*, *f*), а также несколько других экспериментов [2, 3, 4] подтверждают нарушение симметрии на границе пластинок, приводящее к ортогональной поляризации. Представленные в некоторых работах методы управления движением доменными стенками и переключением доменов дают потенциал для ультратонких энергонезависимых устройств хранения информации и многих других применений. Кроме того, ключевым является наблюдение эффекта как при низких гелиевых температурах (4.2 К), так и при комнатных температурах [3]. Также подтвердилась возможность наблюдения доменов при экранировке графеном (см. рис. 2).



**Рис. 2.** Топография твистов hBN (a), WSe<sub>2</sub> (b) и hBN под графеном (c). Карты работ выхода, сделанные методом Кельвин проб для твистов hBN (d), WSe<sub>2</sub> (e) и hBN под графеном (f). Цвет отражает работу выхода в точке

### Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 22-72-00084).

### Литература

1. Woods, C.R., Ares, P., Nevison-Andrews, H. *et al.* Charge-polarized interfacial superlattices in marginally twisted hexagonal boron nitride // *Nat. Commun.*, 12, 347 (2021).
2. Yasuda, K., Wang, X., Watanabe, K. *et al.* Stacking-engineered ferroelectricity in bilayer boron nitride // *Science*, 372, 1458–1462 (2021).
3. Wang, X., Yasuda, K., Zhang, Y. *et al.* Interfacial ferroelectricity in rhombohedral-stacked bilayer transition metal dichalcogenides // *Nat. Nanotechnol.*, 17, 367–371 (2022).
4. M. Vizner Stern, Y. Waschitz, W. Cao *et al.* Interfacial ferroelectricity by van der Waals sliding // *Science*, 372, 1462–1466 (2021).
5. B. Voigtländer // *Atomic Force Microscopy* (2019).

# Сопряженные фазовые переходы диамагнетик – парамагнетик и диэлектрик – полупроводник в многокомпонентных аморфных средах с хаосом состава

М. Ю. Долomatов<sup>1,2,\*</sup>, Р. З. Бахтизин<sup>1</sup>, М. М. Долomatова<sup>1,2</sup>, С. А. Шуткова<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Уфимский университет науки и технологии, ул. Заки Валиди, 32, Уфа, 450076

<sup>2</sup>Уфимский государственный нефтяной технический университет, ул. Космонавтов, 1, Уфа, 450064

<sup>3</sup>Башкирский государственный аграрный университет, ул. 50-летия Октября, 34, Уфа, 450001

\*mdolomatov@bk.ru

Из многочисленных исследований известно, что спиновое стекло образуется ниже температуры стеклования (размягчения) из сред с ближним структурным порядком, содержащих магнитные примеси с концентрацией от 0,1 до 10 процентов. В последние годы в физике конденсированного состояния интенсивно исследуются фазовые переходы (ФП) в фрустрированных спиновых стеклах (ФСС). В этих магнетиках минимальная энергия взаимодействующих спинов, достижимая при антипараллельной ориентации спинов невозможна, вследствие препятствий со стороны аморфной среды и специфических взаимодействий [1]. К неупорядочным многокомпонентным средам с хаосом химического состава относятся углеводородные системы типа концентратов смол и асфальтенов, природные и техногенные битумы и им подобные системы. Известна коллоидная природа таких систем, в которых по данным ЭПР- и ЯМР-спектроскопии парамагнитные высокомолекулярные соединения сосредоточены в наноразмерных мицеллах дисперсной фазы, а низкомолекулярные диамагнетики в дисперсной среде [2]. Большинство подобных систем находятся в стеклообразном состоянии, что, по нашему мнению, позволяет отнести их к многокомпонентным органическим парамагнитным стеклам (МОПС) [3, 4]. Например, концентраты нефтяных асфальтенов имеют высокие температуры стеклования от 20 °С до 200 °С. Нами проведены исследования физических особенностей МОПС. В соответствии с термодинамикой многокомпонентных систем с хаосом химического состава [5] имеем распределение состава по свободным энергиям образования близкое к нормальному распределению:

$$P = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp \left[ -\frac{\Delta F - \bar{\Delta F}}{\sqrt{2\sigma}} \right]^2, \quad (1)$$

где  $P$  — вероятность присутствия в аморфной матрице молекул с определенной свободной энергией образования,  $\Delta F$  — свободная энергия образования  $i$ -го соединения,  $\bar{\Delta F}$  — средняя свободная энергия образования всех молекулярных соединений,  $\sigma^2$  — соответствующая дисперсия нормального распределения.

Отсюда следует, что среднее макроскопическое свойство  $\bar{Z}$  среды выражается через распределение (1):

$$\bar{Z} = \int Z(n) P(F) dn. \quad (2)$$

В МПСС вклад в свободную энергию вносят обменные спиновые взаимодействия. Поэтому в приближении решетки Изинга справедливо выражение

$$\Delta F_s = \Delta F_{0s} - 2 \sum J_{ik} (\mathbf{S}_k \mathbf{S}_i), \quad (3)$$

где  $\Delta F_s$  — усредненное по возможным спиновым состояниям значение свободной энергии;  $\Delta F_{0s}$  — свободная энергия без учета обменного взаимодействия;  $J_{ik}$  — обменный интеграл;  $\mathbf{S}_k, \mathbf{S}_i$  — векторы спинов электронов модули, которых равны спиновым квантовым числам.

С учетом (1) и (3) получим

$$P_s = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp \left[ -\frac{\Delta F_{0s} - 2 \sum J_{ik} (\mathbf{S}_k \mathbf{S}_i) - \Delta F_s}{\sqrt{2\sigma}} \right]^2. \quad (4)$$

Таким образом, МОПС имеют большее разнообразие свойств и относятся к сильно фрустрированным спиновым системам, так как согласно (4) количество спиновых состояний в аморфной среде существенно увеличивается.

Методом ЭПР установлено, что с ростом температуры в интервале 25–200 °С концентрация парамагнитных центров (ПМЦ) в битуминозных веществах изменяется на порядок [6, 7], а относительный рост удельной электрической проводимости увеличивается на 5–6 порядков от  $10^{-11}$  до  $10^{-5}$  Ом<sup>-1</sup>·м<sup>-1</sup> [3, 6, 7]

Обнаруженный резкий скачок удельной электропроводности свидетельствует о ФП «диэлектрик – полупроводник», который сопряжен с ростом количества фазы парамагнетиков (ФП переход диамагнетик – парамагнетик). Кроме того, эти ФП также сопровождаются кинетическим ФП стекло – жидкость, ростом тангенса диэлектрических потерь и существованием максимума температурной зависимости диэлектрической проницаемости. В качестве примера ФП в МОПС рассмотрим эксперименты с нефтяным асфальтом.

Данные ЭПР свидетельствуют (табл. 1), что при нагреве образца асфальта происходит рост количества ПМЦ: от  $6,6 \cdot 10^{18}$  спин/г при 30 °С до  $10,6 \cdot 10^{18}$  спин/г при 160 °С при одновременном снижении электрического сопротивления в миллион раз.

Таблица 1. Температурная зависимость концентрации ПМЦ и удельной проводимости асфальта

Температура, °С	Концентрация ПМЦ, $10^{18}$ спин/г	Электрическая проводимость, Ом <sup>-1</sup> ·м <sup>-1</sup>
30	6,6	$1,22 \cdot 10^{-11}$
40	7,7	$3,80 \cdot 10^{-11}$
60	7,8	$3,72 \cdot 10^{-10}$
70	8,1	$1,18 \cdot 10^{-9}$
90	9,3	$1,16 \cdot 10^{-8}$
120	10,3	$3,55 \cdot 10^{-7}$
160	10,6	$3,43 \cdot 10^{-5}$

Энергия активации вязкого течения образца асфальта в одном и том же интервале до 200 °С состав-

ляет 0,25 эВ, а энергия активации электропроводности 2,23 эВ. Это означает независимость релаксационных процессов переноса импульса и заряда, несмотря на то что с ростом температуры падает электрическое сопротивление и вязкость. Отсюда следует, что электропроводность имеет различную релаксационную природу. Время релаксации переноса импульса существенно меньше времени переноса заряда и вероятно имеет электронную природу. В соответствии с представлениями [1] рост температуры и уменьшение вязкости способствует накоплению носителей спина свободных радикалов в результате обратимого гомолитического распада слабых углерод-углеродных связей в молекулах асфальтенов

Известно, что в битуминозных веществах отсутствует дальний порядок, но существует ближний порядок структурной организации. Это обстоятельство связано с тем, что полициклические соединения основных структурообразующих компонентов МОПС обладают открытой электронной оболочкой и имеют повышенную склонность к обменно-межмолекулярному взаимодействию. Надмолекулярная структура МОПС на примере асфальтенов основных компонентов асфальта исследована методом АСМ при разрешении  $500 \times 500 \times 3$  нм (рис. 1).

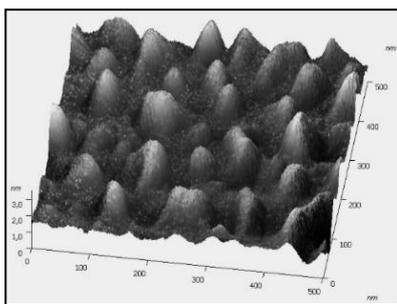


Рис. 1. Ближний порядок в МОПС по данным АСМ

Установлено, что энергия активации электропроводности образцов лежит в диапазоне 0,92–2,11 эВ, что подтверждает их полупроводниковую природу и перескоковый механизм переноса заряда, характерный для материалов с неупорядоченной структурой.

Расчеты, модельных фрагментов нанокластеров асфальтенов методом DFT [8] свидетельствуют о экситонном характере проводимости. Расчетами и экспериментом подтверждена обусловленность сопряженных ФП диамагнетик — парамагнетик и диэлектрик — полупроводник генерацией спинов свободных радикалов, которые образуются в результате гомолитического распада слабых углеродных связей в нанокластерах асфальтенов. Подобное изменение электрофизических свойств МОПС свидетельствует о возможности их применения в качестве терморезистивных материалов с широким диапазоном электропроводящих свойств.

## Литература

1. Н. Т. Диеп. Frustrated spin system // World Scientific (2013).
2. Ф. Г. Унгер, Л. Н. Андреева. Фундаментальные аспекты химии нефти. Природа смол и асфальтенов. Новосибирск : Наука, 2009, 192 с.
3. А. М. Petrov, М. Yu. Dolomatov, R. Z. Bakhtizin, O. L. Ryzhikov, I. R. Khairudinov // Inorganic materials: applied research. 2016, № 7. p. 453–457.
4. М. Ю. Доломатов, Р. З. Бахтизин, Т. И. Шарипов. Физические основы наноэлектроники. М. : Юрайт, 2022. 160 с.
5. М. Ю. Доломатов. Фрагменты теории реального вещества. М. : Химия, 2005. 207 с.
6. М. Ю. Доломатов, С. А. Шуткова, А. Г. Кавыев и др. // Электротехнические и информационные комплексы и системы. 2013. № 3. С. 109–114.
7. М. Yu. Dolomatov, А. А. Rodionov, А. М. Petrov, М. R. Gafurov, А. А. Rodionov, S. B. Orlinskii, Т. В. Biktagirov, S. O. Makarchikov // Magnetic Resonance in Solids. 2016, № 1. p. 1–7.
8. М. Ю. Доломатов, С. А. Шуткова, Р. З. Бахтизин, К. Ф. Латыпов и др. Структура молекул асфальтенов и нанокластеров на их основе // Нефтехимия. 2020. Т. 60, № 1. С. 1–7.

# Разработка метода АСМ-литографии на изолированных двумерных материалах и гетероструктурах

А. Л. Шилов<sup>1,2</sup>, Л. О. Елесин<sup>1,2</sup>, Д. А. Казарян<sup>1</sup>, А. К. Гребенко<sup>5</sup>, П. А. Малышкин<sup>3</sup>, Д. С. Яковлев<sup>4</sup>, М. А. Кашенко<sup>1,2</sup>, В. В. Дремов<sup>1,2,4,\*</sup>

<sup>1</sup> Московский физико-технический институт (НИУ), 141701, Долгопрудный, Россия

<sup>2</sup> ООО Центр изучения мозга и сознания, 121205, Москва, Россия

<sup>3</sup> Artech Carbon OU, 10111, Таллин, Эстония

<sup>4</sup> РКЦ, 143025, Сколково, Москва, Россия

<sup>5</sup> National University of Singapore, 119077, Сингапур

\* dremons54@gmail.com

В докладе показана возможность использования АСМ-литографии для формирования структур из двумерных пленок кристалла гексагонального нитрида бора, графена и монослоев дихалькогенидов, продемонстрированы результаты применения методики для проектирования квантовых устройств из составленных гетероструктур. Исследовано влияние показателя влажности на функциональность метода АСМ-литографии. Произведен качественный анализ роли материала зонда кантилевера.

## Введение

АСМ-литография широко используется при изготовлении различных устройств с области нанотехнологий. В начале развития методов литографии с помощью атомно-силового микроскопа использовались проводящие структуры, к которым подключался управляющий электрод. При помощи локализованного напряжения, возникающего между зондом и образцом, происходит электрохимическая реакция и возникает процесс травления или окисления проводящего материала. Данная методика имеет существенные недостатки: низкое качество литографии, сложная предварительная подготовка образца, обусловленная созданием микроскопических электродов, и ограниченный вид материалов, которые поддаются травлению/окислению.

В дальнейшем в работе [1] была предложена методика безэлектродной АСМ-литографии, которая основывается на приложении переменного электрического напряжения только на зонд. Было показано, что качество структур из графена, получающихся методом безэлектродной нанолитографии, значительно превосходит качество структур, полученных двухэлектродным способом.

В данной работе мы продолжили развитие метода безэлектродной АСМ-литографии и показали, что имеется возможность резать гетероструктуры, состоящие из нескольких слоев различных материалов, в том числе содержащих полупроводники и диэлектрики.

## Экспериментальная работа

Мы повторили результаты статьи [1] по разрезанию графена на кремниевой подложке в условиях высокой влажности.

В наших экспериментах для контроля влажности используется камера с встроенным гигрометром, в которой находится АСМ (NEXT II компании NT-MDT). Важно, что непосредственно перед процессом литографии контролируется проводимость и острота зонда кантилевера.

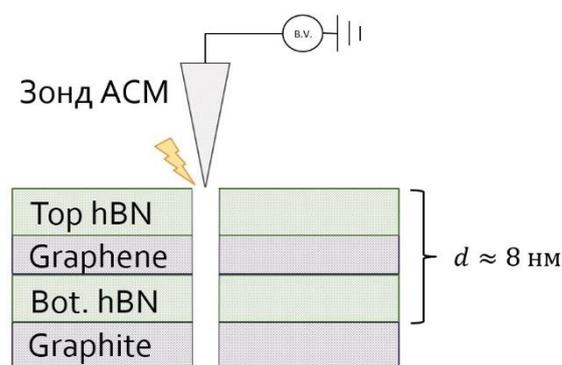


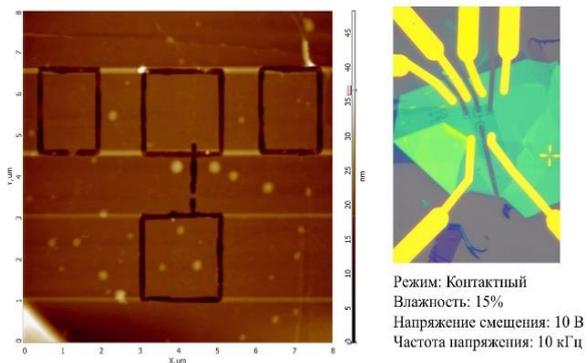
Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Далее мы сфокусировались на возможности работать с нитридом бора. Нам удалось разрезать графен, находящийся как на кристалле нитрида бора, так и под тонким слоем (до 10 нм) hBN. Чтобы из-за тепловых эффектов структура линий реза не теряла свою форму, была увеличена скорость движения зонда при литографии до 10 мкм/с.

Развивая методику безэлектродной АСМ-литографии, мы реализовали литографию на многослойных гетероструктурах, состоящих из графитового основания и инкапсулированного между слоями нитрида бора графена. Процесс стабильно происходил даже при низких влажностях. Глубина реза, как правило, была настолько велика, что структура вытравливалась вплоть до кремниевой подложки. Также было показано, что этой методикой можно делать литографию на структуре, содержащей инкапсулированные слои дихалькогенидов.

## Результаты и обсуждение

В результате нашей работы, мы показали, что, используя технику безэлектродной АСМ-литографии, можно вырезать различные структуры не только на монослоях графена, но и на сложных гетероструктурах, содержащих проводники, полупроводники



**Рис. 2.** Пример создания квантовой наноструктуры при помощи метода безэлектродной АСМ-литографии

и диэлектрики, при том условии, что они находятся на графите или другом проводящем основании. Это открывает новые возможности для создания квантовых наноструктур различной конфигурации.

### Финансирование

ООО «Центр изучения мозга и сознания»,  
 вн. тер. г. муниципальный округ Можайский, тер.  
 Сколково инновационного центра, Москва.

### Литература

1. Hongyuan Li, Zhe Ying, Bosai Lyu *et al.* // Nano Lett., 2018, 18, 12, 8011–8015.

# Применение различных типов зондов в АСМ-манипуляторе

А. А. Жуков

Институт физики твердого тела РАН, ул. Ак. Осипяна, 2, Черноголовка, 142432  
azhukov@issp.ac.ru

Продемонстрировано применение стандартных металлических зондов, изготовленных из вольфрама и PtIr. Данные зонды оказались удобными как при измерении локальной проводимости (PtIr), так и для манипулирования нановискерами или каплями жидкости (микрофлюидика), лежащими на подложке ( $\text{SiO}_2$ ). Показана возможность перемещения нановискера потоком жидкости, формируемом зондом АСМ. Была измерена сила адгезии нановискера InAs к подложке  $\text{SiO}_2$ . Кроме того, показано применение стеклянных капилляров с микронным и субмикронным диаметром на конце капилляра. Продемонстрирована возможность применения данных зондов как в микрофлюидике (формирование и перемещение капель различного объема, начиная от десятков аттолитров), так и для манипуляции лежащими на подложке объектами существенно отличающимися по характерными линейным размерам, начиная от нановискеров с характерным диаметром 100 нм и длиной 4-5 мкм, и заканчивая двумерными пластинами нитрида бора (hBN) с размерами в десятки микрометров.

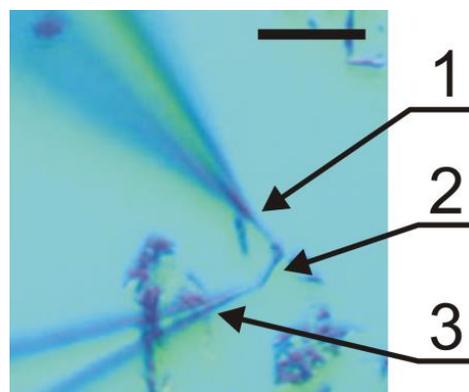
## Введение

В настоящее время все большее внимание уделяется манипулированию микро- и нано-объектами на микронном и субмикронном масштабе. При этом контроль за результатом манипулирования осуществляется при помощи различных микроскопов таких как стандартных оптических, сканирующих электронных или атомно-силовых (АСМ). В последнем случае при помощи АСМ, как правило, осуществляется и само манипулирование. Следует, однако, отметить, что стандартные АСМ часто не имеют оптического доступа с применением короткофокусного оптического микроскопа, что существенно уменьшает удобство пользования АСМ. В данном докладе представлены результаты применения двухзондового АСМ-манипулятора с различными типами зондов для манипулирования нановискерами, каплями жидкости и двумерными пластинами нитрида бора (hBN) с размерами от единиц до десятков микрометров.

## Методика эксперимента

В представленных сериях экспериментов работа была выполнена с применением двухзондового АСМ-манипулятора собственной конструкции [1]. Данный манипулятор представляет собой два АСМ с собственными системами обратной связи. АСМ работают в динамическом полноконтактном режиме, когда зонд АСМ, изготовленный из металла (W или PtIr) или из стекла (стандартный стеклянный капилляр с минимальным внешним диаметром 1–2 мкм или субмикронным диаметром), всегда прижат к поверхности, при этом сила прижима контролируется, измеряется амплитуда осцилляции кварцевого резонатора, к которому приклеен зонд. Было показано, что данный режим позволяет не только производить манипуляции с различными объектами на поверхности подложки  $\text{SiO}_2$ , но также позволяет проводить измерение топографии исследуемого образца аналогично стандартному АСМ. Отдельно следует отметить, что используемый манипулятор работает в связке с короткофокусным (3 мм) оптическим микроскопом, что позволяет контролировать результат манипуляций в реальном времени.

Пример оптического изображения двух вольфрамовых зондов и пучка нановискеров InAs, лежащего между ними, представлен на рис. 1.



**Рис. 1.** Оптическое изображение двух зондов из вольфрама (обозначены на рисунке цифрами 1 и 3) и пучка InAs-нановискеров между ними (2), лежащих на подложке  $\text{SiO}_2$ . Расстояние между зондами составляет 5 мкм, постоянная сила прижима зондов к поверхности поддерживается системами обратной связи АСМ. Длина прямоугольника соответствует 10 мкм

Металлические зонды из вольфрама или PtIr изготавливались методом электрохимического травления.

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 изготовления микрокапилляров из заготовок использовался пуллер для микрокапилляров Флеминга — Брауна (модель P-95, Sutter Instruments). Микрокапилляры необходимых диаметра и длины кончика вытягивались в несколько этапов. Для каждого этапа подбирались температура, скорость вытягивания и давление. Диаметр кончика контролировался под микроскопом микрокузницы (Narishige). Далее, с помощью микрокузницы проводилась окончательная полировка кончика микрокапилляра. Характерный внешний диаметр капилляра на конце для капилляров большого диаметра составлял 2 мкм [2] и 100–150 нм для капилляров малого диаметра.

## Результаты и обсуждение

Показана возможность перемещения нановискера потоком жидкости, формируемом зондом АСМ. Была измерена сила адгезии нановискера InAs к подложке SiO<sub>2</sub>. Продемонстрирована возможность локального измерения проводимости.

Было продемонстрировано, что так же, как и в случае использования металлических зондов, применение капилляров большого диаметра позволяет осуществлять манипулирование каплями жидкости на поверхности подложки. При этом было показано, что возможно манипулирование каплями без касания зондом поверхности подложки, т. е. без глубокого погружения зонда в каплю. Продемонстрировано, что АСМ с капилляром в качестве зонда работает именно в полноконтактном динамическом режиме. В случае применения капилляров большого диаметра характерный размер капель, выставляемых на поверхность, составляет сотни фемтолитров, в то время как применение капилляров малого диаметра позволяет уменьшить объем капель до десятков аттолитров. Применение капилляров малого диаметра позволяет осуществлять манипуляции с нановискерами точно так же, как и в случае применения металлических зондов.

Применение капилляров малого диаметра позволило также поводить манипуляции с квазидвумерными пластинами hBN. Показана возможность расщепления данных пластин, т. е. пластину толщиной 10.8 нм можно расщепить на две толщиной 5.4 нм.

Показано, что пластина, аккуратно положенная на подложку, остается мобильной на протяжении нескольких дней. Это, видимо, связано с наличием тонкого слоя воды на поверхности SiO<sub>2</sub> при нормальных условиях и относительной влажности бо-

лее 20%. Дополнительный прижим пластины зондом лишает ее мобильности.

Все манипулирования с пластинами hBN осуществлялись без применения дополнительного функционализирования капилляров, т. е. зонд был относительно чистым. Следует особенно отметить, что манипулирование пластинами hBN не может быть осуществлено в случае применения стандартных металлических зондов в связи с их недостаточной жесткостью даже в случае зондов, изготовленных из вольфрамовой проволоки.

## Заключение

Представлены результаты применения зондов различной формы, изготовленных как из металла, так и из стекла в двухзондовом АСМ-манипуляторе. Подтверждено, что даже в случае применения капилляров с минимальным диаметром на конце порядка 2 мкм АСМ-манипулятора работают в полноконтактном динамическом режиме. Показано успешное применение стеклянных капилляров в качестве зондов для перемещения микрокапель жидкости, нановискеров и пластин hBN по поверхности подложки из оксида кремния.

## Финансирование

*Работа выполнена в рамках проекта РНФ 23-22-00141. <https://rscf.ru/project/23-22-00141/>.*

## Литература

1. A. A. Zhukov, V. S. Stoliarov, O. V. Kononenko // Rev. Scient. Instrum. V. 88, 063701 (2017).
2. A. A. Zhukov // Instruments and Experimental Techniques. V. 62, 416–420 (2019).

# Атомные пленки Ga на Si(111): иллюзорное формирование галленена и локализация вместо сверхпроводимости

А. В. Зотов<sup>1,\*</sup>, Л. В. Бондаренко<sup>1</sup>, А. Ю. Тупчая<sup>1</sup>, Ю. Е. Вековшинин<sup>1,2</sup>, Д. В. Грузнев<sup>1</sup>, А. Н. Михалюк<sup>1,2</sup>, Н. В. Денисов<sup>1</sup>, А. В. Матецкий<sup>1</sup>, Д. А. Олянич<sup>1</sup>, Т. В. Утас<sup>1</sup>, В. С. Жданов<sup>1,2</sup>, А. А. Саранин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток, 690041

<sup>2</sup> Институт наукоёмких технологий и передовых материалов, Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, 690950

\* zotov@iacp.dvo.ru

Благодаря недавно полученным результатам представлялось, что атомные слои Ga, выращенные на поверхности Si(111), могут представлять собой перспективные системы для реализации сверхпроводящих свойств и для формирования галленена (аналога графена, образованного атомами Ga). Эти результаты послужили для нас мотивацией провести комплексное исследование системы Ga/Si(111), используя набор экспериментальных методов, включающий дифракцию медленных электронов (ДМЭ), сканирующую туннельную микроскопию (СТМ), фотоэлектронную спектроскопию с угловым разрешением (ФЭСУР) и *in situ* транспортные измерения в комбинации с расчетами на основе теории функционала электронной плотности.

Наноструктуры, содержащие атомные слои Ga, привлекают в настоящее время значительное внимание благодаря перспективе обнаружения у них уникальных свойств. В частности, было теоретически предсказано, что галленен (аналог графена, образованный атомами Ga) должен быть сверхпроводником [1]. В ряде экспериментов было показано, что пленки Ga толщиной в два или три атомных слоя на некоторых подложках (например, GaN(0001) [2] и SiC(111) [3]) действительно обладают сверхпроводящими свойствами, причем критическая температура перехода в них выше, чем в объемном Ga. В работе [4] сообщалось, что, используя реконструкцию Si(111) $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -Ga в качестве затравочного слоя, можно добиться послойного роста пленки Ga с образованием галленена на ее поверхности.

В настоящей работе [5] мы провели исследование структурных, электронных и транспортных свойств пленок Ga, выращенных на поверхности Si(111) $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -Ga, используя комплекс экспериментальных методов и теоретические расчеты. Полученные нами результаты подтвердили данные работы [4] в плане послойного роста пленок Ga, в частности в том, что первый атомный слой Ga содержит  $\sim 1.8$  монослоя (МС) галлия ( $1.0 \text{ МС} = 7.8 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ) и имеет периодичность  $4 \times \sqrt{13}$ . Что касается второго атомного слоя Ga, который согласно работе [4] должен представлять собой галленен, по данным наших ДМЭ- и СТМ-измерений, имеет периодичность  $\sqrt{7} \times \sqrt{7}$ , а его сотовая графеноподобная структура, наблюдаемая при комнатной температуре, обусловлена усреднени-

ем быстрой миграции адатомов Ga по поверхности и исчезает при охлаждении до азотных температур.

Данные ФЭСУР и транспортных измерений при низких температурах показали, что пленка Ga демонстрирует электронную локализацию андерсонского типа из-за структурного разупорядочения, которое делает пленку изолятором. Это радикально отличается от поведения пленок Ga, выращенных на подложках GaN(0001) и SiC(111), которые обладают сверхпроводящими свойствами [2, 3]. Это различие явно показывает, что сверхпроводящие свойства пленок Ga с толщиной атомного масштаба в значительной степени зависят от подложки, на которой они выращены, что должно приниматься во внимание при оценке перспективности их использования в приборных структурах.

*Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 22-12-00174, <https://rscf.ru/project/22-12-00174/>.*

## Литература

1. M. Petrov *et al.* // 2D Materials, **8**, 035056 (2021).
2. H. M. Zhang *et al.* // Phys. Rev. Lett., **114**, 107003 (2015).
3. N. Briggs *et al.* // Nature Materials, **19**, 637 (2020).
4. M. L. Tao *et al.* // 2D Materials, **5**, 035009 (2018).
5. L. V. Bondarenko *et al.* // Mol. Syst. Des. Eng. (in press, 2023).

# Исследование пространственно-ограниченных полимеров методом спектроскопии комбинационного рассеяния света

А. В. Казанцева\*, С. С. Харинцев

Институт физики, КФУ, ул. Кремлёвская, 16А, Казань, 420008  
\*nastyakazantseva13@gmail.com

В данной работе благодаря спектроскопии гигантского комбинационного рассеяния света была задетектирована неоднородность полимерной одномерной наноструктуры. Экспериментально обнаружено влияние размерного эффекта на термохимические свойства образца.

## Введение

Двухфотонная полимеризация (ДФП) прямой лазерной записи является методом, позволяющим создавать трехмерные микроструктуры различного архитектурного дизайна с поразительной точностью [1]. В данной работе исследовались степень конверсии ДФП-структур и их термохимические свойства. ДФП-образцы были изготовлены благодаря коммерческой системе Photonic Professional GT, позволяющей контролировать такие параметры синтеза, как скорость записи и мощность лазерного пучка. Таким образом, при различном наборе начальных параметров системы был создан массив полимерных структур, отличающихся друг от друга высотой и долей заподимеризованности (рис. 1). Морфологию созданных образцов изучили с помощью атомно-силовой микроскопии. На рис. 1 представлена морфология одного из образцов, две полимерные дорожки на олигомерной подложке.

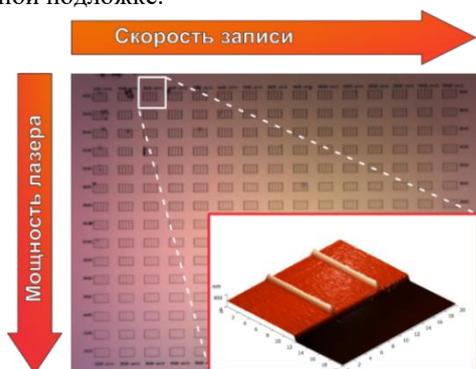


Рис. 1. Массив ДФП-микроструктур; АСМ-изображение дорожек под углом

Свойства подобных одномерных полимерных объектов отличаются от макрообъектов. Дело в том, что при уменьшении структур в нескольких плоскостях до размера молекулярной глобулы происходит увеличение соотношения поверхности к объему (рис. 2).

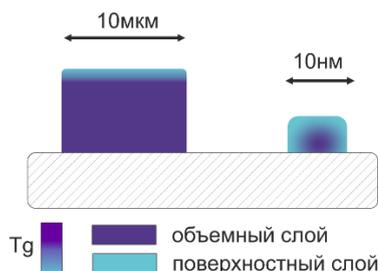


Рис. 2. Схема влияния соотношения поверхности к объему объекта на температуру стеклования ( $T_g$ )

Данный эффект хорошо изучен на 1D пространственно-ограниченных полимерных объектах. Например, в работе [2] была установлена зависимость температуры стеклования полимерной пленки от ее толщины методом термометрии комбинационного рассеяния света (КР), рис. 3. Видно, что температура стеклования, температура перехода тела из твердого состояния в жидкое при нагреве начинает уменьшаться с некоторого значения толщины полимерной пленки.

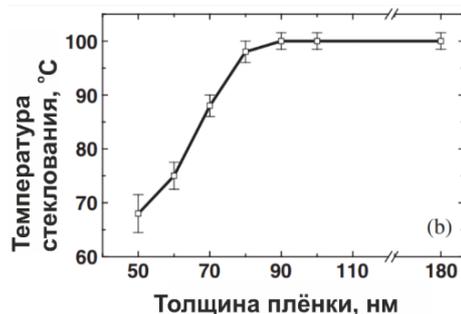


Рис. 3. График зависимости температуры стеклования полимерной пленки от ее толщины [2]

В связи с этим при синтезе наноструктур необходимо использовать высокосшитые полимеры, обладающие температурой стеклования в районе  $500\text{ }^\circ\text{C}$  и выше. Это позволит добиться рабочих температур для полимерных функциональных узлов сенсоров выше комнатной температуры. На рис. 4 приведена схема зависимости формы структуры от ее термохимических параметров.

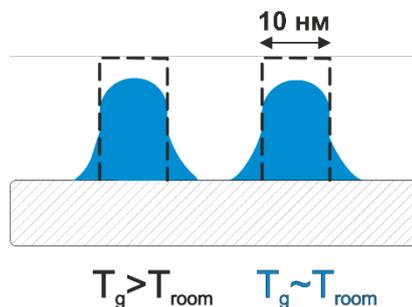


Рис. 4. Схема зависимости формы структуры от ее термохимических параметров

В данной работе для синтеза 2D пространственно-ограниченных полимерных структур использовался материал, который в объемном состоянии имеет температуру стеклования  $465,5\text{ }^\circ\text{C}$ . Его термогравиметрический анализ приведен на рис. 5.

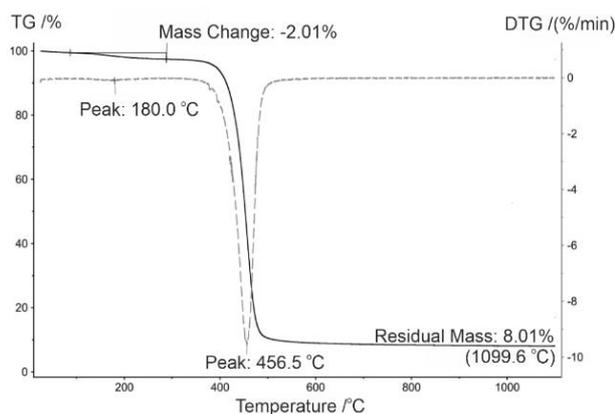


Рис. 5. Термогравиметрический анализ высокосшитого акрилового полимера

### Методы исследования

Впервые именно нашей командой был представлен способ исследования ДФП-микроструктур с помощью спектроскопии гигантского комбинационного рассеяния света (ГКР) [3]. Нами продемонстрировано преимущество метода ГКР по сравнению с спектроскопией КР. Спектры комбинационного рассеяния света и отображения были получены с помощью многоцелевого аналитического прибора NTEGRA SPECTRA™ в вертикальной конфигурации. Спектры комбинационного рассеяния света в диапазоне 200–2000  $\text{см}^{-1}$  регистрировались со спектральным разрешением 1,3  $\text{см}^{-1}$  с использованием решетки 600  $\text{мм}^{-1}$ . Массив полимерных наноструктур был помещен на нагревательную ступень, работающую в диапазоне 20–150  $^{\circ}\text{C}$ .

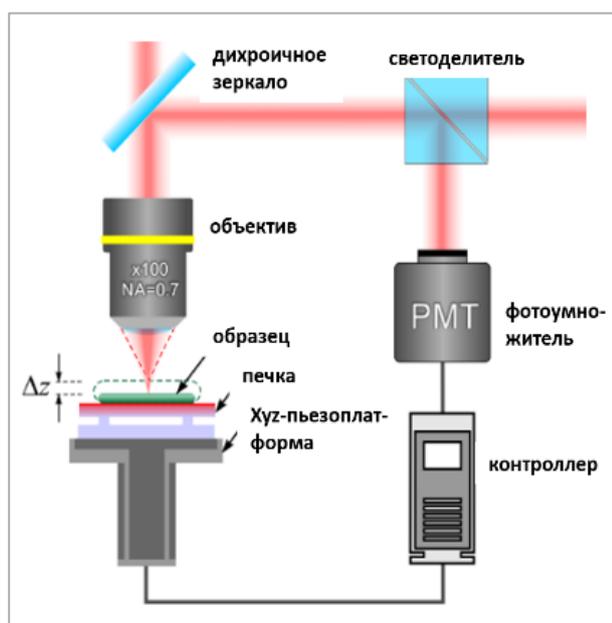


Рис. 6. Схема экспериментальной установки; карта КР полимера в зависимости от температуры образца

Поскольку образец расширялся при нагревании, возникла необходимость контролировать фокусировку лазерного луча с помощью системы обратной связи, рис. 6. Система обратной связи состоит из хуэ-пьезостата, контроллера, фотоумножителя, светодетеля

и поддерживает постоянным диаметр фокусного пятна во время нагрева образца.

### Результаты и обсуждение

АСМ-изображение нанодорожки, а также спектры КР, ГКР приведены на рис. 7 а, б и в соответственно. Спектры собраны в двух точках, находящихся на поперечном сечении полимерной дорожки, на расстоянии 100 нм друг от друга. Расстояние между этими двумя точками меньше пространственного разрешения оптической системы, используемой в данном исследовании ( $\lambda_{\text{ex}} = 532 \text{ нм}$ ,  $\text{NA} = 0,7$ ). Следовательно, различие в концентрации двойных углеродных связей ( $1640 \text{ см}^{-1}$ ) точек 1 и 2 не может быть обнаружено КР-спектроскопией, рис. 7, б. В то время как ГКР-спектроскопия — КР усиленное с помощью зонда вблизи поверхности образца — позволяет зафиксировать различие в доли заполимеризованности, рис. 7, в. В результате процесса фотохимической полимеризации двойные углеродные связи участвуют в построении полимерной цепи. Следовательно, чем меньше  $\text{C} = \text{C}$  в объеме ( $1640 \text{ см}^{-1}$ ), тем больше молекул ушло на образование полимерной цепи, то есть больше степень конверсии образца. Таким образом, методом ГКР удалось обнаружить пространственную неоднородность наноструктуры на субволновом масштабе.

Для демонстрации влияния размерного эффекта на термохимические свойства полимерной нанодорожки применяли термометрию комбинационного рассеяния света. Механически нагревая образец, снимали спектр в одной точке поперечного сечения наностержня. Интенсивность пика, соответствующая волновому числу  $1640 \text{ см}^{-1}$ , коррелирует с количеством двойных углеродных связей ( $\text{C} = \text{C}$ ) в облучаемом объеме, а  $1730 \text{ см}^{-1}$  — с количеством карбонильных групп  $\text{C} = \text{O}$ . Температура стеклования отслеживалась по скачку интенсивности спектров КР. Скачок интенсивности в полимерном микрообразце наблюдался в диапазоне 90–104  $^{\circ}\text{C}$ . Следовательно, деструктуризация полимерной нанодорожки (рис. 8) происходит при температуре в 4 раза меньшей, чем деструктуризация макрообразца (см. рис. 5). Эта разница температур ярко демонстрирует влияние размерных эффектов на температуру стеклования нанообразца.

### Заключение

В данной работе методом ГКР зафиксирована неоднородность полимерной нанодорожки, методом термометрии комбинационного рассеяния света получена локальная температура стеклования полимерной 2D ограниченной в пространстве структуры. Выяснено, что температура стеклования нанообразца в 4 раза меньше, чем температура стеклования макрообразца. Данные эксперимента указывают на влияние размерного эффекта на физико-химические свойства структуры. Результаты данной работы прокладывают путь к лучшему пониманию процессов фотополимеризации на наномасштабе.

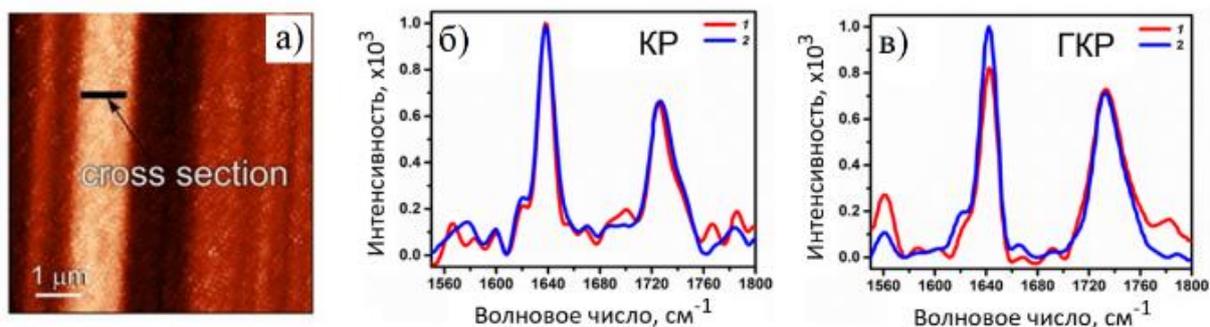


Рис. 7. АСМ-изображение (а), спектры КР (б) и спектры ГКР (в) нанодорожки

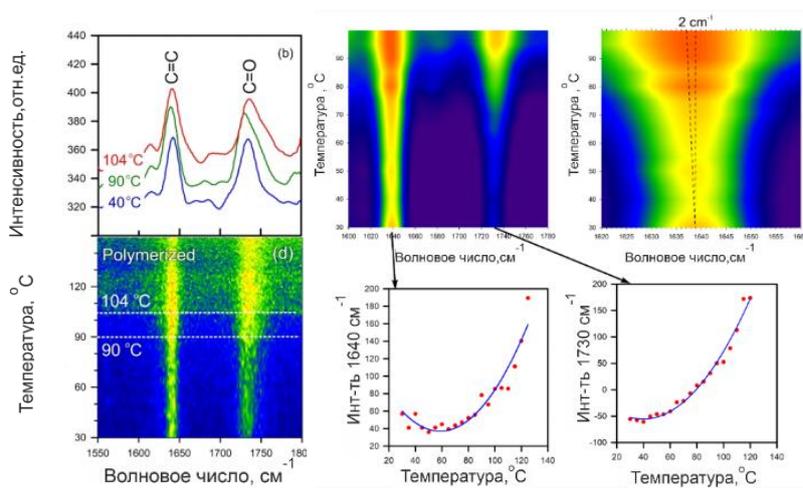


Рис. 8. Карты КР полимера в зависимости от температуры образца; зависимость интенсивности пика, соответствующего волновому числу  $1640\text{ см}^{-1}$ , от температуры; зависимость интенсивности пика, соответствующего волновому числу  $1730\text{ см}^{-1}$ , от температуры

### Финансирование

Исследование степени конверсии полимерных образцов методом ГКР выполнено при поддержке программы стратегического академического лидерства Казанского федерального университета (ПРИОРИТЕТ-2030). Изучение локальной температуры стеклования микрообъекта методом термометрии КР финансировалось с помощью субсидии, выделенной Казанскому федеральному университету по государ-

ственному заданию в сфере научной деятельности (ФЗСМ-2022-0021).

### Литература

1. S. Maruo, J. T. Fourkas // *Laser Photonics Rev.*, **8** (2008).
2. H. Liem et al. // *J. Phys.: Condens. Matter.*, **16** (2004).
3. A. V. Kazantseva et al. // *J. of Phys.: Photonics*, **3**, 024001 (2021).

# Формирование острия апертурных кантилеверов для сканирующей ближнепольной оптической микроскопии методом ионно-стимулированного осаждения

А. С. Коломийцев\*, А. В. Котосонова

Южный федеральный университет, ул. Шевченко, 2, Таганрог, 347922  
\* askolomiytsev@sfedu.ru

В работе представлена новая технология формирования апертурных кантилеверов для сканирующей ближнепольной оптической микроскопии на основе метода локального осаждения углерода фокусированным ионным пучком. Показана возможность изготовления зондов с диаметром выходной апертуры от 50 до 600 нм, углом конусности от 10° до 110° и их успешного применения для исследований в режимах АСМ и СБОМ.

## Введение

Сканирующая зондовая микроскопия занимает особое место при исследовании свойств наноструктурированных материалов и объектов микро- и нанoeлектроники благодаря относительной простоте, универсальности и возможности исследования широкого спектра параметров структур. Среди многообразия методик зондовой микроскопии особое место занимает сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия (СБОМ) [1]. СБОМ позволяет получать информацию о структуре и свойствах исследуемой поверхности в режиме оптической микроскопии ближнего поля, когда расстояние между апертурой и поверхностью образца существенно меньше длины волны излучения.

В случае, когда в качестве зонда СБОМ применяется кантилевер с острием, содержащим наноразмерную апертуру, возможной становится совмещение методик атомно-силовой и сканирующей ближнепольной оптической микроскопии в едином измерительном цикле [2]. Важным условием для реализации данного подхода является разработка специализированных кантилеверов с острием, содержащим наноразмерную апертуру (рис. 1).

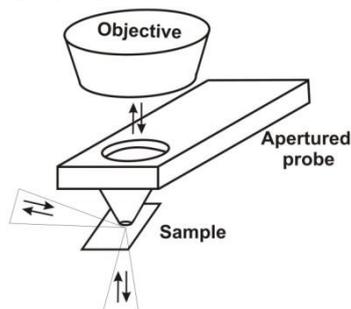


Рис. 1. Принципиальная схема СБОМ на основе апертурного кантилевера

Целью данной работы является отработка технологических режимов метода локального ионно-стимулированного осаждения углерода методом фокусированных ионных пучков на поверхности балок стандартных безострижных кантилеверов для формирования апертурных СБОМ-зондов.

## Методика эксперимента

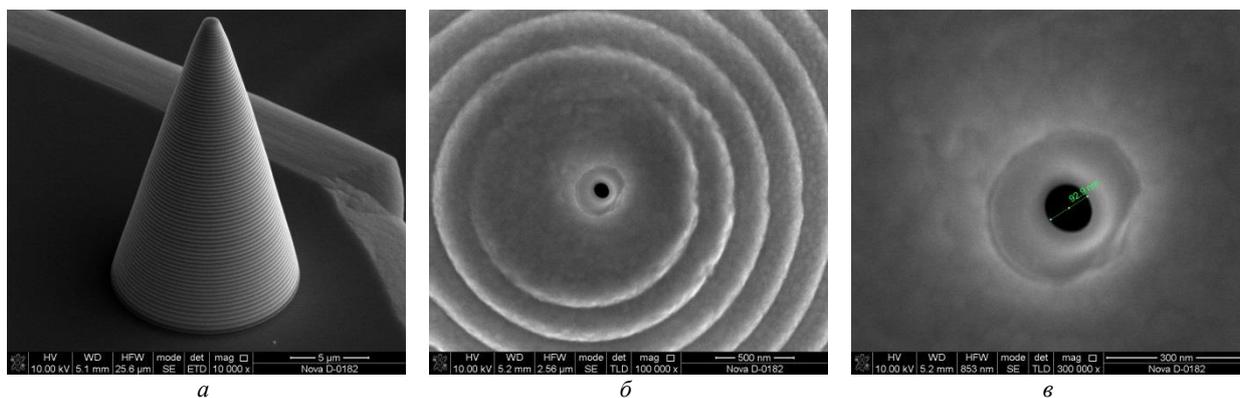
В работе разработана оригинальная технология, позволяющая совмещать стандартные технологиче-

ские процессы изготовления микромеханических структур и методы локального наноразмерного структурирования. Технология изготовления апертурных СБОМ-кантилеверов включает несколько этапов, при которых на балке кантилевера методом локального ионно-лучевого травления фокусированным ионным пучком формируется сквозное отверстие диаметром около 10 мкм, которое является входной апертурой для оптического излучения микроскопа. На следующем этапе методом локального ионно-стимулированного осаждения углерода шаг за шагом, по специально разработанным растровым графическим шаблонам, формируется полое коническое острие. После формирования конического острия методом ионно-лучевого травления формируется выходная апертура для оптического излучения диаметром от 50 до 500 нм (рис. 2). Для снижения вероятности паразитного пропускания оптического излучения боковыми стенками конуса острие покрывается тонкой пленкой золота или алюминия, что также повышает механическую устойчивость зонда.

Ключевой особенностью зондов такого типа является возможность работы одновременно как в режиме АСМ (с разрешением достаточным для базовой навигации по поверхности), так и в режиме СБОМ. В рамках данной работы производились исследования точности отображения рельефа поверхности апертурными СБОМ-зондами в режиме полуконтактной атомно-силовой микроскопии. В ходе исследования исследовалась поверхность тестовой решетки TGZ2 (период решетки — 3 мкм, высота выступов решетки — 100 нм) исследовалась СБОМ зондами с углом острия 30°, 70° и 100°, а также стандартным АСМ-кантилевером NSG11. По результатам исследований производилась оценка точности отображения рельефа поверхности СБОМ зондами.

## Результаты и обсуждение

В ходе экспериментальной части работы были изготовлены и протестированы апертурные зонды с углом острия 30°, 70° и 100° и диаметром выходной апертуры от 85 до 12 нм. Результаты АСМ-тестирования зондов показали, что измеренные значения периода решетки составляют 3,01 мкм, 3,08 мкм и 3,01 мкм соответственно (2,97 мкм при использовании NSG11), высоты решетки — 123 нм, 137 нм и 149 нм (108 нм при использовании NSG11).



**Рис. 2.** РЭМ-изображения острия апертурного кантилевера СБОМ с углом при вершине  $30^\circ$  и диаметром аперттуры 92,9 нм

Результаты показывают, что апертурные СБОМ-зонды могут успешно применяться для оценки латеральных размеров структур на поверхности твердого тела, что позволяет решать задачи позиционирования и навигации зонда при исследовании сложных поверхностей в режиме микроскопии ближнего поля. Измерение высоты структур с использованием таких зондов возможно, однако необходимо принимать во внимания достаточно большую погрешность измерений.

Таким образом, отработана технология формирования острия апертурных СБОМ-кантилеверов с высотой острия от 500 нм до 30 мкм, диаметром выходной аперттуры от 50 до 600 нм, углом конусности от  $10^\circ$  до  $110^\circ$ , как без покрытия, так и с металлическим покрытием толщиной 50 нм. Тестирование разработанных зондов показало возможность достижения

высокого оптического разрешения на тестовых структурах при достаточном для навигации и позиционирования зонда разрешении в режиме атомно-силовой микроскопии.

### Финансирование

*Исследование выполнено при помощи гранта Российского научного фонда №22-29-01239 в Южном федеральном университете.*

### Литература

1. L. Novotny, B. Hecht. Principles of Nano-Optics // Cambridge University Press, Cambridge (2006).
2. A. S. Kolomiitsev, A. L. Gromov, O. I. Il'in *et al.* // Ultramicroscopy, 234, 113481 (2022).

# Исследование горизонтальных периодических неоднородностей нанометрового масштаба на поверхности ультратонких пленок методом РФЭС

Д. С. Лукьянцев\*, А. В. Лубенченко, Д. А. Иванов, О. И. Лубенченко

ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Лефортово, ул. Красноказарменная, д. 14, стр. 1, Москва, 111250

\* LukyantsevDS@mpei.ru

В настоящей работе предложена методика расчета рентгеновского фотоэлектронного спектра от многослойной ультратонкой пленки, в которой поверхностный слой представлен в виде периодических горизонтальных неоднородностей нанометрового масштаба или островкового наноструктурного покрытия. Смоделированы рентгеновские фотоэлектронные спектры от неоднородных поверхностных слоев пленок для различных характерных параметров периодических наноструктур на поверхности при различных углах вылета фотоэлектронов с учетом эффекта затенения поверхности. Выделены основные характерные параметры островкового покрытия, определяющие вид рентгеновского фотоэлектронного спектра. Показано, что для достоверного определения этих параметров необходимо проводить исследование пленки методом РФЭС с угловым разрешением с использованием как минимум трех различных углов вылета фотоэлектронов с поверхности образца. По разработанной методике выполнено исследование различных окисленных ультратонких пленок ниобия на кремниевой подложке, поверхность которых модифицирована ионами аргона.

В настоящее время метод рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) активно используется для проведения химического элементного, количественного, а также послойного фазового анализа ультратонких пленок. Последний основан на модели однородных плоскопараллельных поверхностных слоев мишени [1]. Применение данной модели при исследовании достаточно гладкой поверхности дает хорошие результаты [2]. Однако реальная поверхность образца неоднородна и может состоять из различных по форме и размеру наноструктур.

При исследовании неровной пленки методом РФЭС с угловым разрешением под разными углами зондирования присутствие неоднородностей нанометрового масштаба на поверхности приводит к появлению эффектов ее затенения, которые заключаются в поочередном прохождении потока фотоэлектрона сквозь материал поверхности и область вакуума [3]. Эффекты затенения поверхности с различными характеристиками для разных углов зондирования влияют на вид рентгеновского фотоэлектронного спектра [4]. Игнорирование эффектов затенения при послойном фазовом анализе поверхности образца приведет к неточным результатам. Поэтому для проведения более корректного анализа поверхности пленок с явными горизонтальными неоднородностями необходимо учитывать вид поверхности, характерные параметры поверхностных наноструктур и эффекты затенения поверхности.

В настоящей работе предложена методика расчета рентгеновского фотоэлектронного спектра от многослойной многокомпонентной ультратонкой пленки, в которой поверхностный слой представлен в виде горизонтальных неоднородностей нанометрового масштаба или островкового наноструктурированного покрытия.

## Метод расчета

Функцию фотоэлектронной эмиссии можно описать интегральной сверткой функций рождения фотоэлектронов в веществе и их прохождения сквозь слои.

Функция прохождения фотоэлектронов сквозь слой определяется материалом и длиной траектории его движения, которая зависит от вида и толщины слоя, а также от направления их движения. При моделировании используется приближение прямо-вперед (Straight-Line Approximation). Плотность потока фотоэлектронов в слое вещества ослабевает по экспоненциальному закону с учетом модельного дифференциального сечения неупругого рассеяния. Учитываются различия потерь энергии фотоэлектронов в объеме и на поверхности слоя [5].

Модель мишени на рис. 1 представлена в виде многослойных многокомпонентных слоев. Первый нижний слой — полубесконечный из чистого металла. Второй слой — плоскопараллельный из оксида металла толщиной  $d_2$ . Третий поверхностный слой содержит периодические неоднородности нанометрового масштаба и состоит из оксида металла. Неоднородности верхнего слоя имеют форму одинаковых прямоугольных параллелепипедов высотой  $d$  и горизонтальным размером  $l_0$ , находящихся на расстоянии  $l_1$ .

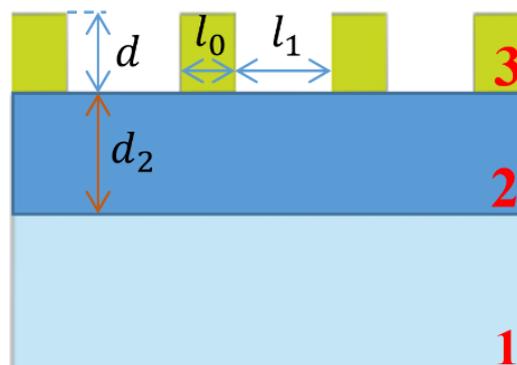


Рис. 1. Многослойная многокомпонентная модель мишени

На рис. 2 представлены траектории движения фотоэлектронов в мишени при различных углах вылета и областей их рождения.

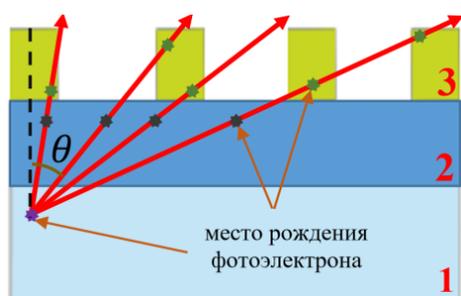


Рис. 2. Траектории движения фотоэлектронов в мишени при различных углах вылета  $\theta$  и областей их рождения

### Результаты и обсуждение

Получены аналитические выражения функций пропускания фотоэлектронов сквозь наноструктурированный слой с разными параметрами неоднородности для различных углов. Функция фотоэлектронной эмиссии от неоднородной многослойной мишени определена суммой всех функций рождения и прохождения фотоэлектронов сквозь слои. Смоделированный рентгеновский фотоэлектронный спектр от неоднородной многослойной мишени для различных углов показан на рис. 3. Выделены основные характерные параметры островкового покрытия (средние толщина и размер островка, а также среднее расстояние между островками), определяющие вид рентгеновского фотоэлектронного спектра. Показано, что для достоверного определения этих параметров необходимо проводить исследование пленки методом РФЭС с угловым разрешением с использованием как минимум трех различных углов вылета фотоэлектронов с поверхности образца. Смоделированы рентгеновские фотоэлектронные спектры от неоднородных поверхностных слоев пленок для различных характерных параметров периодических наноструктур на поверхности при различных углах вылета фотоэлектронов с учетом эффекта затенения поверхности.

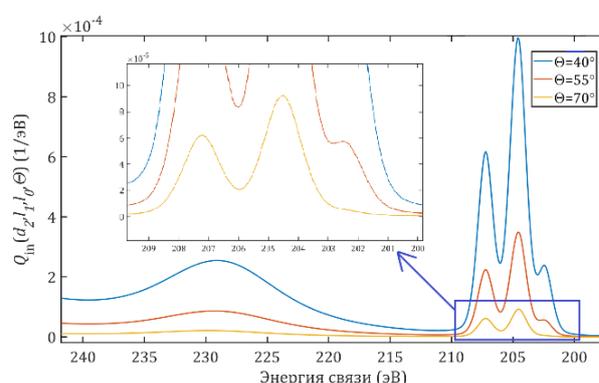


Рис. 3. Рентгеновский фотоэлектронный спектр линии Nb 3d в области энергии связи от 195 до 243 эВ от многослойной мишени: слой 1 состоит из Nb; слои 2 и 3 — Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub>. В окне – увеличенная часть в области от 200 до 209 эВ

По разработанной методике выполнено исследование различных окисленных ультратонких пленок ниобия на кремниевой подложке, поверхность которых модифицирована ионами аргона. Для этих пленок получен послойный химический и фазовый состав и определены основные средние характеристики горизонтально-неоднородного поверхностного слоя.

### Литература

1. A. V. Lubenchenko et al. // J. Phys.: Conf. Ser., 1370, 012048 (2019).
2. D. S. Lukiantsev et al. // 2021 3rd I. Y. Conf. on REEPE, p. 1–4, (2021).
3. A. I. Martin-Concepcion et al. // Surf. Interface Anal., 36, 788 (2004).
4. Varsányi G. et al. // Per. Pol. Chem. Eng., 31, № 1–2, 3–17 (1987).
5. Lubenchenko A. V. et al. // Appl. Surf. Sc., 427, 711–721 (2018).

# Магнитно-резонансная силовая спектроскопия взаимодействующих магнитных вихрей

В. Л. Миронов<sup>1,\*</sup>, Е. В. Скороходов<sup>1</sup>, Д. А. Татарский<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

<sup>2</sup> Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, 603950

\* mironov@ipmras.ru

Методы магнитно-резонансной силовой спектроскопии применены для исследования резонансных свойств системы обменно-связанных магнитных вихрей в перекрывающихся ферромагнитных дисках. Изучены резонансы, обусловленные различными модами гиротропных колебаний магнитных вихрей, в зависимости от степени их взаимодействия. Показано, что с помощью локального поля магнитного зонда можно селективно управлять собственными частотами отдельных вихрей.

## Введение

Магнитно-резонансная силовая микроскопия является перспективным методом исследования резонансных свойств колебаний намагниченности ферромагнитных наноструктур. В частности, нами данная методика была применена для изучения низкочастотного резонанса магнитного вихря в ферромагнитном диске, обусловленного гиротропным движением кора вихря вокруг состояния равновесия [1]. В последнее время интерес к данному типу колебаний значительно возрос в связи с разработкой вихревых спин-трасферных наноосцилляторов. В настоящей работе основное внимание уделяется исследованиям ферромагнитного резонанса обменно-связанных вихрей в перекрывающихся дисках, что обусловлено перспективами применения таких систем для фазовой синхронизации массивов вихревых наноосцилляторов [2].

## Образцы и методики

Массив перекрывающихся дисков диаметром 1 мкм (рис. 1) изготавливался методами электронной литографии и ионного травления из пленок пермаллоя  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  (толщиной 40 нм), выращенных методом магнетронного осаждения на стеклянных пластинах и мембранах нитрида кремния.

Магнитные состояния двойных дисков исследовались с помощью магнитно-силового микроскопа (MCM) «Solver Pro» (NT-MDT Spectrum Instruments, Зеленоград). В качестве MCM-контраста регистрировался сдвиг фазы колебаний магнитного кантилевера под действием градиента силы со стороны полей рассеяния образца.

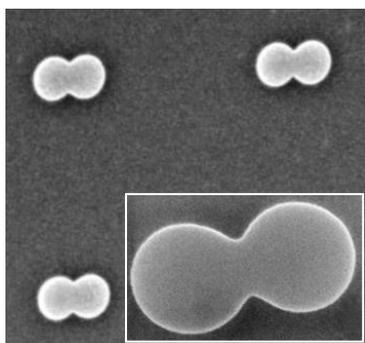


Рис. 1. РЭМ-изображение участка массива перекрывающихся дисков. Диаметр диска — 1 мкм. Перекрывание дисков 20%

Также магнитные состояния дисков исследовались методом лоренцевой просвечивающей электронной микроскопии (ЛПЭМ) на микроскопе «LIBRA 200MC» (Carl Zeiss, Йена). Лоренцевские изображения регистрировались методом Френеля (метод дефокусировки).

Резонансные свойства магнитных вихрей исследовались с помощью магнитно-резонансного силового микроскопа (MPCM), созданного в ИФМ РАН на базе вакуумного зондового микроскопа «Solver HV» (NT-MDT Spectrum Instruments, Зеленоград) [3].

Численное моделирование динамики намагниченности образца под воздействием высокочастотного магнитного поля проводилось посредством решения уравнения Ландау — Лифшица — Гильберта с помощью программного пакета MuMax3.

## Результаты

В системе двух перекрывающихся дисков реализуются два основных вихревых состояния намагниченности: состояние VV (рис. 2, а), когда вихри закручены в разные стороны, и состояние VAV (рис. 2, б), когда вихри закручены в одну сторону и между ними образуется антивихрь. Возможность получения обоих типов распределения намагниченности подтверждена методом ЛПЭМ. Частоты гиротропных колебаний вихрей в этих состояниях лежат в мегагерцовой области.

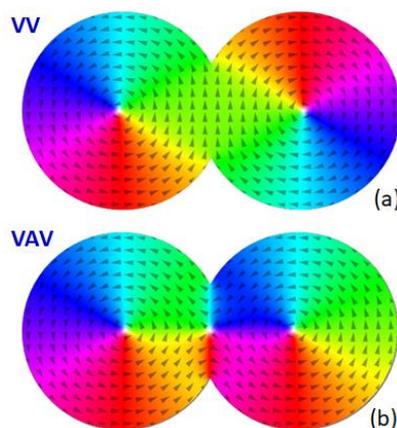
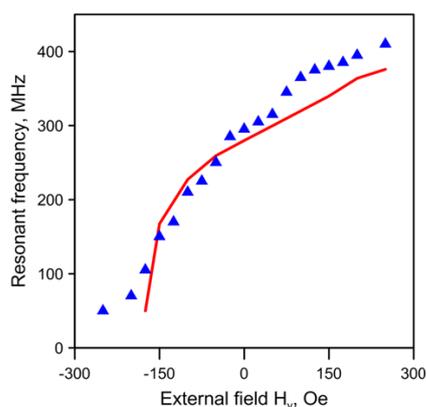


Рис. 2. Модельные распределения намагниченности в состоянии VV (а) и в состоянии VAV (б)

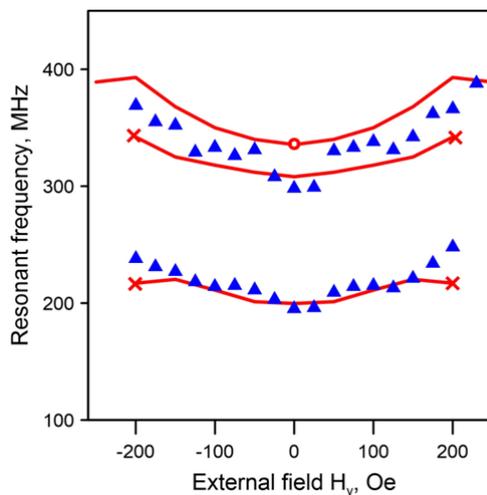
Нами проведены MPCM-исследования зависимости резонансных частот от внешнего магнитного поля, приложенного в плоскости образцов в направ-

лении, перпендикулярном линии, соединяющей центры дисков (рис. 3 и 4). Приложение внешнего поля приводит к смещению вихрей, что обуславливает несимметричную полевую зависимость в случае VV-состояния и симметричные зависимости трех резонансных частот в случае VAV-состояния. Экспериментальные результаты подтверждаются результатами микромагнитного моделирования. Также нами исследовано изменение резонансной частоты гиротропной моды в системе, состоящей из двух дисков, в зависимости от расстояния между центрами дисков. Это позволило провести прямую оценку энергии взаимодействия двух магнитных вихрей.

В докладе обсуждаются особенности регистрации MPCM-отклика от магнитных вихрей, совершающих гиротропное движение. Также обсуждаются возможности селективного управления частотами отдельных вихрей посредством воздействия локального магнитного поля зонда MPCM.



**Рис. 3.** Полевые зависимости резонансной частоты гиротропной моды состояния VV. Эксперимент — треугольники, моделирование — сплошная линия



**Рис. 4.** Полевые зависимости резонансной частоты гиротропной моды состояния VAV. Эксперимент — треугольники, моделирование — сплошная линия

### Финансирование

*Работа выполняется при поддержке Российского научного фонда (проект № 21-12-00271).*

### Литература

1. В. Л. Миронов, Е. В. Скороходов, Д. А. Татарский и др. // ЖТФ, **90**(11) 1821 (2020).
2. В. Л. Миронов, Д. А. Татарский, А. А. Фраерман // ФТТ, **64**(9) 1328 (2022).
3. Е. В. Скороходов, М. В. Сапожников и др. // ПТЭ, № 5, 140 (2018).
4. Д. А. Татарский, Е. В. Скороходов, В. Л. Миронов и др. // ФТТ, **64**(9) 1333 (2022).

# Влияние ортофосфорной кислоты на агрегацию молекул производного порфина А<sub>3</sub>В-типа в плавающих слоях и пленках Ленгмюра — Шеффера

В. Н. Миронюк<sup>1,\*</sup>, А. Ж. К. Аль-Альвани<sup>1</sup>, В. И. Кочубей<sup>1</sup>, А. И. Смирнова<sup>1,2</sup>,  
Н. В. Усольцева<sup>1,2</sup>, Е. Г. Глуховской<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012

<sup>2</sup> Ивановский государственный университет, ул. Ермака, 39, Иваново, 153025

\* bestblogger@yandex.ru

Представлены результаты исследования моделей бинарных систем, состоящих из молекул 5-(4-гидроксифенил)-10,15,20-трис(4-гексадецилоксифенил)порфина и ортофосфорной кислоты H<sub>3</sub>PO<sub>4</sub>, полученные методами DFT и sTD-DFT. Экспериментальным путем подтверждено влияние кислотности водной субфазы на свойства и агрегационные процессы этого производного порфина А<sub>3</sub>В-типа в плавающих слоях и спектральные характеристики пленок на твердых подложках.

## Введение

Метод Ленгмюра, в котором граница раздела фаз газ — жидкость играет роль своеобразного 2D-шаблона, позволяет получать высокоупорядоченные плавающие слои и затем переносить их на твердые подложки. Производные порфина являются одними из перспективных соединений для получения таких молекулярных ансамблей и создания малодефектных самоорганизующихся тонкопленочных материалов [1].

При растворении молекул порфиринов часто проявляется агрегация — объединение соседних молекул в агрегаты J- или H-типов. В этой связи управление агрегацией молекул при формировании плавающих слоев Ленгмюра на поверхности раздела фаз газ — жидкость и получение слоев с заданной упаковкой молекул является очень актуальной задачей.

Известно, что при вариации pH среды изменяется электронная плотность макроцикла молекулы порфина и ее кислотно-основные свойства. При этом может происходить образование протонированных, дипротонированных и депротонированных форм этих молекул [2]. Такие изменения внутри молекулы приводят к батохромному и гипсохромному сдвигам полос поглощения относительно нейтральной формы порфина. Сопровождающее эти процессы изменение проводимости пленок порфиринов может составлять несколько порядков [2].

Целью работы является исследование влияния ортофосфорной кислоты (H<sub>3</sub>PO<sub>4</sub>) на свойства единичных молекул, плавающих слоев и многослойных пленок асимметрично замещенного порфина А<sub>3</sub>В-типа — 5-(4-гидроксифенил)-10,15,20-трис(4-гексадецилоксифенил)порфина (ПП) [3,4].

## Методы

Квантово-химическое моделирование проводили в программном пакете Orca-4.2.1 [5] с применением теории функционала плотности (DFT) и функционала/базиса B3LYP/6-31G\*. Были получены модели единичной молекулы ПП, а также ее комплекса с молекулой H<sub>3</sub>PO<sub>4</sub>.

Теоретические электронные спектры поглощения (ЭСП) рассчитывали методом sTD-DFT (B3LYP/6-311G\*\*) в приближении RIJCOSX в газовой фазе.

Плавающие слои ПП формировали на поверхности двух субфаз: дистиллированной воды и водного раствора ортофосфорной кислоты H<sub>3</sub>PO<sub>4</sub> (pH = 1.5). Температура субфазы при формировании слоев поддерживалась равной 25 °С. Изотермы сжатия плавающих слоев ПП получали на установке KSV Nima LB Trough KN2002 с датчиком KSV Nima SPOT.

Для проведения спектральных исследований плавающие слои ПП переносили на стеклянные подложки методом Ленгмюра — Шеффера при поверхностном давлении 8 мН/м. Электронные спектры поглощения (ЭСП) регистрировали с помощью спектрофотометра LS 55 Perkin Elmer (США) в диапазоне 200–900 нм.

## Результаты

Оптимизированная молекула ПП имеет геометрические параметры макроцикла (валентные углы и межъядерные расстояния пиррольного фрагмента), близкие к полученным ранее для тетрафенилпорфина, исследованного методом РСА [6].

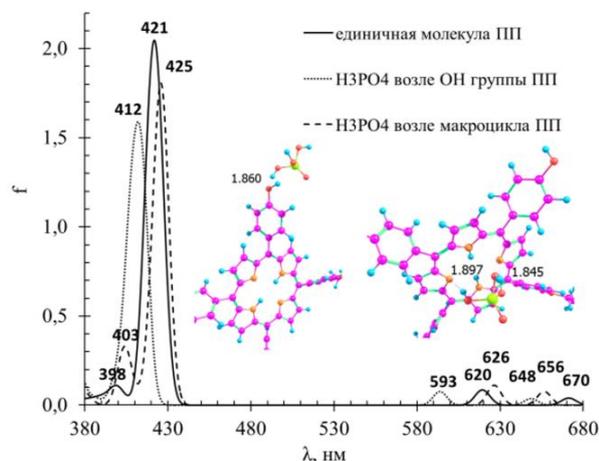
В случае помещения молекулы H<sub>3</sub>PO<sub>4</sub> в области центральной части макроцикла ПП образуются водородные связи с двумя атомами N (1.897 и 1.845 Å), что говорит о дипротонировании макроцикла ПП. При этом направление и значение дипольного момента единичной молекулы ПП сильно изменяется с направления вдоль ОН группы (1.29 D) на направление перпендикулярное плоскости макроцикла в сторону H<sub>3</sub>PO<sub>4</sub> (6.8 D).

Полученный теоретический результат хорошо коррелирует с экспериментальными данными — увеличением скачка поверхностного потенциала более чем в 5 раз при добавлении в субфазу ортофосфорной кислоты H<sub>3</sub>PO<sub>4</sub>.

При расположении молекулы H<sub>3</sub>PO<sub>4</sub> возле ОН-группы ПП, между атомами О молекулы H<sub>3</sub>PO<sub>4</sub> и Н макроцикла ПП образуется водородная связь длиной 1.86 Å; дипольный момент увеличивается до 2.36 D, при этом он ориентирован в плоскости макроцикла и направлен в сторону одного из заместителей — ОС<sub>16</sub>H<sub>33</sub>.

На рассчитанном спектре поглощения единичной молекулы ПП (рис. 1), полоса Core смещена на 18 нм в коротковолновую область, а Q-полосы — в длинно-

волновую область на 70 и 24 нм по сравнению с соответствующими полосами в спектрах пленок ПП на твердых подложках. Последнее может быть вызвано процессами агрегации молекул ПП в пленках. Отсутствие двух Q-полос объясняется невозможностью моделирования электронно-колебательных переходов в расчетах sTD-DFT [7].



**Рис. 1.** Спектры поглощения ПП, рассчитанные методом sTD-DFT (B3LYP/6-311G\*\*) в приближении RIJCOSX

Моделирование спектров поглощения показало, что присутствие  $\text{H}_3\text{PO}_4$  в области центральной части макроцикла единичной молекулы ПП приводит к bathochromному сдвигу полосы Sore, а расположение  $\text{H}_3\text{PO}_4$  около OH-группы — к гипсохромному.

Экспериментально показано, что добавление  $\text{H}_3\text{PO}_4$  в субфазу (изменение pH от 5.2 до 1.5) приводит к существенным изменениям механических

свойств плавающих слоев ПП: площадь плавающего слоя на изотермах сжатия увеличивается на 23.5%, модуль сжатия плавающего слоя уменьшается в 2.5 раза, давление коллапса снижается почти в 1.5 раза.

Исследование ЭСП пленок ПП перенесенных на твердые подложки показало, что добавление в субфазу  $\text{H}_3\text{PO}_4$  приводит к практически полному исчезновению Q-полос в спектрах пленок. При этом появляются дополнительная интенсивная полоса при 478 нм и менее интенсивная, но более широкая полоса при 745 нм, что может свидетельствовать о дипротонировании макроцикла ПП и вероятном образовании агрегатов J- и H-типа [2].

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 21-73-20057) и Саратовского государственного университета.

## Литература

1. K. Ariga // *Chem. Rev.* **122**, 6, 6459–6513 (2022).
2. И. В. Клименко и др. // *Химическая физика*, **39**, 5, 43–50 (2020).
3. V. N. Mironyuk et al. // *J. Phys. Conf. Ser.*, **2086**, 1, 012195 (2021).
4. A. J. Al-Alwani et al. // *Soft Mater.*, **20**, 3, 310–321 (2022).
5. F. Neese // *WIREs Comput. Mol. Sci.*, **8**, 1 (2018).
6. S. J. Silvers et al. // *JACS*, **89**, 13, 3331 (1967).
7. А. И. Смирнова и др. // *Liq. Cryst. and their Appl.*, **21**, 1, 50–60 (2021).

# Возникновение сильных электронных корреляций и делокализация заряда в эпитаксиальном C<sub>60</sub> фуллереновом слое, сформированном на атомном сэндвиче Ti/NiSi<sub>2</sub>/Si(111)

А. Н. Михалюк<sup>1,2,\*</sup>, В. В. Мараров<sup>2</sup>, Л. В. Бондаренко<sup>2</sup>, А. Ю. Тупчая<sup>2</sup>, Т. В. Утас<sup>2</sup>, Д. В. Грузнев<sup>2</sup>, С. В. Еремеев<sup>3</sup>, А. В. Зотов<sup>2</sup>, А. А. Саранин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт наукоёмких технологий и передовых материалов ДВФУ, п. Аякс, 10, о. Русский, Владивосток, 690950

<sup>2</sup> Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, ул. Радио, 5, Владивосток, 690041

<sup>3</sup> Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Академический пр., 2/4, Томск, 634055

\* mih-alexey@yandex.ru

Экспериментальные наблюдения наряду с расчетами на основе теории функционала плотности выявили, что в эпитаксиальном слое C<sub>60</sub> фуллеренов, адсорбированных на полупроводниковой подложке, интеркалированной слоем никеля, и покрытой слоем металла (таллия), возникает эффект сильной делокализации заряда нижней незанятой молекулярной орбитали (LUMO). Эксперимент и теоретические расчеты показывают, что особый характер взаимодействия между молекулами и подложкой реализован посредством слоя δ-NiSi<sub>2</sub>, встроенного в кристалл кремния, а также посредством декорирования интерфейса моноатомным металлическим слоем таллия, что в целом приводит к появлению в релятивистском спектре C<sub>60</sub> электронной зоны почти свободного электрона с эффективной массой  $m^*$  равной 1.19  $m_e$ . В работе исследовано, что электронный допинг молекулярной системы увеличивает перенос заряда из моря свободных электронов в C<sub>60</sub> LUMO, а также приводит к смещению уровня Ферми в область плоских молекулярных зон, имеющих высокую плотность электронных состояний. Синтезированный двумерный материал благодаря своим перспективным свойствам может быть использован в устройствах электроники, основанных на молекулярно-полупроводниковых гибридах.

## Введение

Интеграция молекул фуллеренов в монослойные пленки предельно малой толщины способна привести к появлению ряда важных эффектов в материалах, таких как сверхпроводимость, топология, спиновый и квантовый транспорт.

Было показано, что адсорбция молекул фуллеренов C<sub>60</sub> на полупроводниковые подложки, покрытые слоем металла, приводит к формированию молекулярных суперструктур с разветвленной системой упорядочения, электронные свойства которых имеют перспективы применения в устройствах спинтроники [1, 2].

В данной работе предпринят шаг по модификации молекулярно-гибридной системы с целью стабилизировать структуру и обеспечить необходимый уровень переноса заряда в системе для насыщения молекулярных электронных орбиталей и вывода системы в режим высоких электронных корреляций. С этой целью в подложку Si(111) покрытую слоем таллия, был интегрирован слой силицида никеля [3] и были изучены ее электронные свойства при помощи методов ФЭСУР и расчетов из первых принципов.

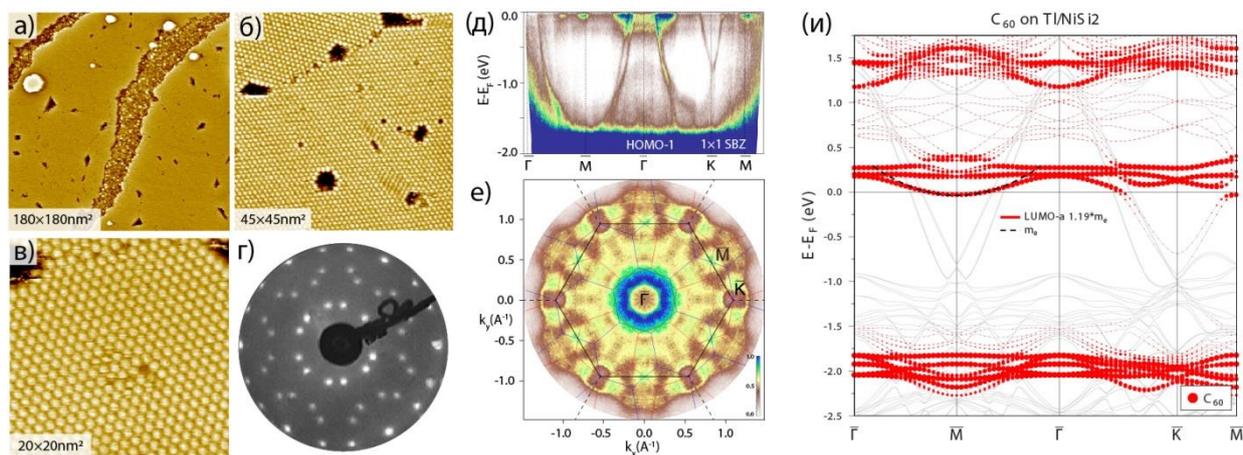
## Результаты

Экспериментальные наблюдения при помощи сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) показали, что C<sub>60</sub> фуллереновый слой, адсорбированный на атомном сэндвиче Ti/NiSi<sub>2</sub>/Si(111), имеет высокоупорядоченную гексагональную плотную упаковку

(рис. 1, *a–z*). Наблюдения фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением в сочетании с расчетами теории функционала плотности выявили появление каскада плоских полос, индуцированных адслоем C<sub>60</sub> фуллеренов в зонной структуре, создающих острые пики электронной плотности вблизи уровня Ферми, что служит признаком сильных электронных корреляций (рис. 1, *d, e*).

Последующие первопринципные расчеты показали, что фуллереновый слой индуцирует электронную зону почти свободного электрона в релятивистском спектре системы (рис. 1, *u*), а также что допирование адслоя фуллеренов дополнительными атомами Ti или щелочными металлами, адсорбированными внутри молекулярного ансамбля, увеличивает заряд, переносимый из моря свободных электронов в нижнюю незанятую молекулярную орбиталь фуллеренов.

В работе описываются особенности взаимодействия молекул с подложкой, устанавливается наличие высокой делокализации электронной плотности на фуллереновом слое и анализируется характер переноса заряда в исходных и легированных структурах. Наличие двух независимо проводящих подрешеток в двумерной системе, определяемых металлическим слоем NiSi<sub>2</sub> и адслоем фуллеренов (в исходном и допированном состоянии), определяет данную систему перспективным объектом для изучения явлений электрического транспорта и открывает перспективы применения двумерного материала в электронных устройствах на молекулярной основе.



**Рис. 1.** Набор СТМ-изображений, иллюстрирующих морфологию системы C60/Ti/NiSi<sub>2</sub>/Si(111) (a–e). Картина дифракции медленных электронов, содержащая яркие рефлексы, отражающие  $\sqrt{7}\times\sqrt{7}$  периодичность поверхности (d). Данные фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением и поверхности ферми соответственно, свидетельствующие о наличии слабодисперсных электронных зон вблизи уровня Ферми (e). Релятивистский электронный спектр системы, полученный в результате расчетов из первых принципов с проекцией фуллереновых состояний (красные шары), демонстрирующей вклад фуллереновых зон в плотность электронных состояний в окрестности уровня Ферми (i)

### Финансирование

Работа была поддержана грантом РФФ № 19-12-00101, <https://rscf.ru/project/19-12-00101>.

Результаты получены с использованием оборудования ЦКП «Дальневосточный вычислительный ресурс» ИАПУ ДВО РАН (<https://cc.dvo.ru>).

### Литература

1. A. V. Zotov, D. A. Olyanich, V. V. Mararov *et al.* // J. Chem. Phys., **149**, 034702 (2018).
2. A. N. Mihalyuk, T. V. Utas, S. V. Eremeev, *et al.* // J. Chem. Phys., **154**, 104703 (2021).
3. V. V. Mararov, T. V. Utas, L. V. Bondarenko *et al.* // Surf. Sci., **715**, 121934 (2022).

# Создание методом сканирующей зондовой литографии никелевых микрочастиц с конфигурационной анизотропией

А. С. Морозова\*, Д. А. Бизяев, А. А. Бухараев, Н. И. Нургазизов, А. П. Чукланов

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

\*morozova\_anna\_s@mail.ru

Продемонстрирована возможность формирования микрочастиц с конфигурационной анизотропией, имеющих латеральные размеры микронного и субмикронного диапазона, на основе масок, созданных в полимерной пленке полиметилметакрилата с помощью СЗМ. Показано, что при использовании установленных емкостных датчиков перемещения пьезосканера можно получать маски с хорошей повторяемостью формы путем многократного сканирования одной и той же области образца с небольшим давлением на полимер, что позволяет сохранять остроту зонда долгое время.

## Введение

Одним из методов создания микро- и наноструктур является литография. При традиционном подходе слой полимера на поверхности подложки модифицируется при помощи какого-нибудь излучения (светового, ультрафиолетового или рентгеновского), из-за чего изменяется скорость химического травления облученных участков, что позволяет сформировать маску, через которую потом происходит осаждение нужного материала на поверхность [1]. В последнее время для создания масок также часто используют сканирующие зондовые микроскопы (СЗМ) [2]. При этом с помощью СЗМ-зонда можно как создавать маску в полимере, так и непосредственно вырезать готовую структуру из пленки, осажденной на поверхность. При этом одной из актуальных проблем СЗМ-литографии является сохранение остроты зонда на протяжении всего времени создания необходимой структуры или маски для ее напыления. Очевидно, что для создания маски в полимере нужны существенно меньшие давления, по сравнению с изготовлением микроструктур из металлических пленок, а снижение силы давления СЗМ-зонда на поверхность существенно увеличивает его время жизни. Поэтому для изготовления микрочастиц в данной работе сначала готовилась маска, а затем при помощи метода lift-off формировались ферромагнитные микрочастицы. Данная процедура подробно описана в [3].

## Формирование и исследование полученных микрочастиц

Для создания масок и дальнейшего исследования микрочастиц использовался СЗМ Ntegra. Маски формировались в тонкой пленке (~100 нм) полиметилметакрилата (ПММА), которая наносилась на поверхность оптически полированной подложки при помощи метода spin coating. Для изготовления масок использовались кантиливеры D300 (SCDprobes) с зондом в виде алмазного пирамидального монокристалла.

Для формирования масок использовались два режима зондовой литографии. Первый — импульсный растровый режим. В таком режиме зонд СЗМ перемещается последовательно по всем точкам скана. В каждой точке сначала осуществляется отвод зонда от поверхности, потом небольшая задержка необходимая для стабилизации зонда, а затем его вдавлива-

ние в полимер с заданной силой на определенное время. Там, где необходимо удалить полимер (по шаблону, заранее созданному в графическом редакторе) сила вдавливания больше, чем в остальных участках. В таком режиме износ зонда минимален, поскольку на зонд оказывается только вертикальное воздействие и при взаимодействии с подложкой он не перемещается вдоль ее поверхности. К недостаткам режима следуют отнести большое время формирования маски.

Во втором режиме — векторной литографии — зонд СЗМ перемещается не по всем точкам скана, а по траектории, которая формируется на основе заранее созданного шаблона. При этом сила взаимодействия задается постоянной и достаточно малой, такой, что приводит к небольшому погружению СЗМ-зонда в полимер. При этом маска создается за несколько проходов по одной и той же траектории. Каждый проход постепенно уменьшает толщину полимера в нужном месте. Необходимое количество проходов при этом определяется по контрольным измерениям получаемой маски в полуконтактном режиме, а повторяемость траектории перемещения зонда согласно шаблону обеспечивается емкостными датчиками перемещения пьезосканера. Ранее для

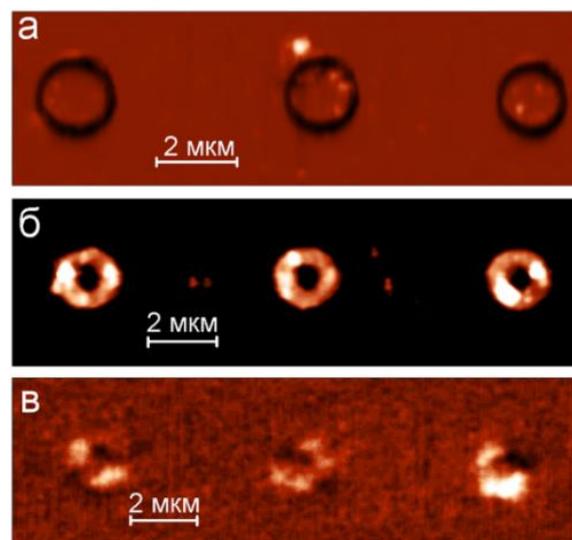
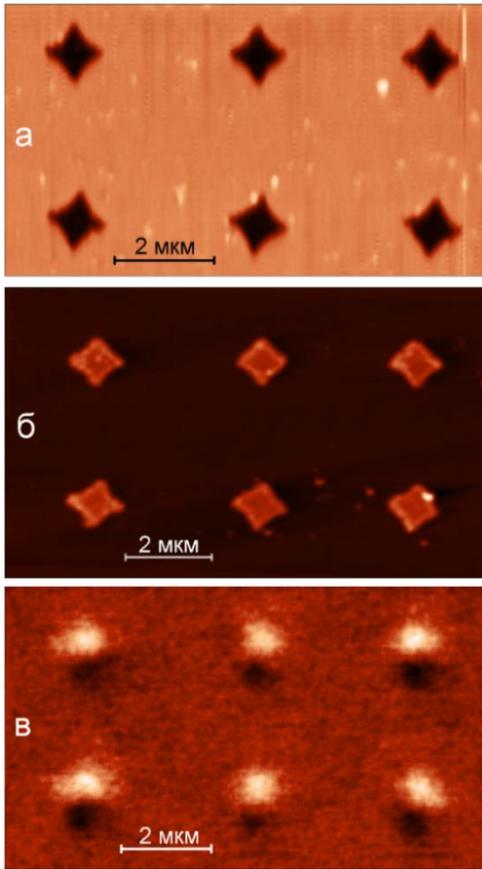


Рис. 1. АСМ-изображение маски из ПММА для формирования микрочастиц в виде кольца (а). АСМ-изображение полученных при помощи данной маски Ni микрочастиц (б) и соответствующее МСМ-изображение этих микрочастиц (в)



**Рис. 2.** АСМ-изображение маски из ПММА для формирования микрочастиц в виде квадрата с вогнутыми сторонами (а). АСМ-изображение полученных при помощи данной маски Ni микрочастиц (б) и соответствующее МСМ-изображение этих микрочастиц (в)

проведения литографии нами использовались СЗМ без емкостных датчиков, что приводило к плохой повторяемости траектории движения. Соответственно, приходилось формировать всю маску за один проход [3], что требовало большого давления зонда на поверхность и приводило к его быстрому износу.

Описанными выше методами были сформированы маски для создания микрочастиц в виде кольца, квадратных микрочастиц с различной степенью вогнутости сторон. АСМ-изображения масок приведены на рис. 1, а, 2, а. АСМ-изображения микрочастиц, сформированных из Ni при помощи таких масок, приведены на рис. 1, б и 2, б соответственно. На рис. 1, в, 2, в, представлены МСМ-изображения полученных микрочастиц, что позволяет сделать вывод о возможности успешного применения зондовой литографии для изготовления планарных микрочастиц с латеральными размерами микронного и субмикронного диапазона.

### Заключение

Было показано, что описанные выше режимы можно успешно использовать для формирования планарных микрочастиц с конфигурационной анизотропией. На примере микрочастиц Ni в виде колец, квадратов с разной степенью вогнутости стенок было показано, что они обладают заранее заданными размерами и формой. Проведенные исследования показали, что используемые режимы позволяют сохранить остроту СЗМ-зонда достаточно долгое время.

### Финансирование

*Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект № 23-29-00085).*

### Литература

1. К. А. Валиев // Физика субмикронной литографии. М. : Наука, 1990. 528 с.
2. R. Garcia, A. W. Knoll, E. Riedo // Nature Nanotechnology, **9**, 577 (2014).
3. Д. А. Бизяев, А. А. Бухараев, С. А. Зиганшина и др. // Микроэлектроника, 2015, т. 44, № 6, с. 437.

# Самосборка короткоцепных олигопептидов с образованием микро- и нанообъектов и их свойства по данным СЗМ

А. С. Морозова<sup>1,\*</sup>, С. А. Зиганшина<sup>1</sup>, Е. О. Кудрявцева<sup>1,2</sup>, А. А. Бухараев<sup>1</sup>, М. А. Зиганшин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского ФИЦ «Казанский научный центр РАН», Казань

<sup>2</sup> Химический институт им. А. М. Бутлерова Казанского федерального университета, Казань

\* morozova\_anna\_s@mail.ru

Методами сканирующей зондовой микроскопии исследована самосборка ряда короткоцепных олигопептидов на основе глицина в пленке, после насыщения парами органических соединений и воды.

## Введение

Биосовместимые материалы на основе короткоцепных олигопептидов являются популярными объектами исследования. Особенностью олигопептидов является их способность к самосборке и самоорганизации с образованием разнообразных структур.

В связи с интересом исследователей к наноструктурам и кристаллам на основе олигопептидов активно развиваются методы их получения. В настоящее время интерес вызывает способ формирования кристаллов и наноструктур на поверхности аморфных пленок, нанесенных на различные подложки, под действием паров органических соединений.

В работе впервые проведено комплексное исследование влияния паров воды и органических соединений, а также природы подложек на морфологию поверхности тонких пленок олигопептидов.

## Методика эксперимента

В качестве объекта исследования были использованы глицил-глицин (GlyGly) (Chem-Impex International, #00165) и глицил-глицил-глицин (GlyGlyGly) (Chem-Impex International, #04555), органические растворители марки «для ГХ» с чистотой  $\geq 99,9\%$ .

В качестве подложек были использованы атомарно-гладкие, отличающиеся по своим свойствам поверхности: гидрофобный высокоориентированный пиролитический графит (ВОПГ) и гидрофильная слюда. Также были использованы пластины монокристаллического кремния, отличающиеся по своим свойствам: гидрофобные и гидрофильные.

## Результаты и обсуждение

Были получены АСМ-изображения пленок ди- и триглицина на поверхности ВОПГ и слюды. На этих подложках самопроизвольно образуются аморфные пленки. На кремниевых пластинах аморфные пленки GlyGly и GlyGlyGly получали с помощью специальной методики [1]. Далее аморфные пленки насыщали парами органических соединений.

При насыщении парами этанола пленок ди- и трипептида, нанесенных на гидрофильный или гидрофобный кремний, происходит их самосборка с образованием кристаллических структур [2]. При насыщении пленки GlyGly, нанесенной на разные подложки, парами слабого протонноакцептора (ацето-

нитрил) наблюдается формирование совершенно разных по форме структур. На гидрофильном кремнии образуются узкие, вытянутые ворсоподобные кристаллические структуры, в то время как на гидрофобном кремнии формируются крупные кристаллические структуры.

Пары ацетонитрила на морфологию пленки трипептида на гидрофильном кремнии практически не оказывают влияния. Значительный эффект ацетонитрила наблюдается после насыщения его парами пленки GlyGlyGly, нанесенной на гидрофобный кремний, на поверхности образуются хорошо очерченные кристаллы.

Методом атомно-силовой спектроскопии (АСС) были получены силовые кривые, на основании которых рассчитана сила адгезии  $F_{\text{адг}}$  полученных микро- и наноструктур к зонду. Для аморфных пленок GlyGly и GlyGlyGly вне зависимости от типа подложки она составляет 100–120 нН. На гидрофобной подложке по данным АСМ наблюдается формирование кристаллов GlyGlyGly, и величина силы адгезии уменьшается – до 50 нН.

Установлено, что слюда, в отличие от ВОПГ и кремния, препятствует образованию структур на поверхности аморфной пленки GlyGly и GlyGlyGly при взаимодействии с парами слабого протонноакцептора ацетонитрила и растворителей, неспособных к формированию водородных связей. Следует отметить, что действие паров, не способных к образованию водородных связей, таких как бензол, тетрахлорметан, дихлорметан и хлороформ на поверхности кремниевых подложек, было не стабильно. Поэтому это явление было изучено более тщательно.

После насыщения аморфной пленки дипептида на поверхности гидрофильного кремния в течение 24 часов в присутствии осушителя было обнаружено, что хлоропроизводные не оказывают влияния на начальную пленку, отсутствует кристаллизация [3].

Далее в систему пленка — органическое соединение было добавлено 10 мкл воды на объем системы в 50 мл. Было обнаружено, что уже после 10 минут насыщения парами органических соединений, таких как тетрахлорметан и бензол и воды, начинается происходить кристаллизация. В случае увеличения времени насыщения во всех исследуемых системах происходила кристаллизация аморфных пленок.

По данным рентгеновского монокристалльного анализа в кристаллическом состоянии дипептид находится в цвиттер-ионной форме. Было предположено, что в аморфном состоянии дипептид находится в молекулярной форме. Поэтому для того, чтобы перейти в молекулярную форму, в цвиттер-ионную нужен ионизирующий растворитель, каким и является вода. Для доказательства этого предположения использовалась спектроскопия комбинационного рассеяния света (КРС) и квантово-химические расчеты.

Были получены спектры комбинационного рассеяния света (КРС) для аморфных пленок диглицина, для раствора дипептида в тетрахлорметане и для пленки, после насыщения смесью паров воды и тетрахлорметана. Спектры КРС показали, что в аморфном состоянии и в растворе дипептид находится в молекулярной форме, в кристаллической фазе дипептид находится в цвиттер-ионной форме [3].

С помощью квантово-химических расчетов была рассчитана энергия 1 молекулы дипептида в молекулярной форме и энергия 1 молекулы дипептида в цвиттер-ионной форме. Выигрыш в энергии составил почти 600 кДж/моль. Именно эта энергия и является движущей силой процесса самосборки.

## Выводы

Установлено, что в результате воздействия паров сильного протонодонора этанола и протонакцептора пиридина на поверхности пленок ди- и трипептида происходит формирование различных микро- и наноструктур вне зависимости от типа используемой подложки.

При воздействии паров слабого протонакцептора ацетонитрила на тонкие пленки изученных олигопеп-

тидов существенное влияние на результат самосборки оказывает количество аминокислотных остатков в молекулах олигопептидов, а также степень гидрофобности используемой подложки.

Методом АСС установлено, что адгезионные взаимодействия на поверхности аморфной пленки и кристаллических наноструктур различны, что позволяет проводить картирование поверхности с целью установления границ аморфных и кристаллических областей. Установлен механизм самосборки дипептида GlyGly в присутствии паров воды и органических соединений.

Нами показано, что насыщение пленок аморфных дипептидов парами органических соединений является более простым, эффективным, быстрым и дешевым методом выращивания кристаллов GlyGly.

Полученные результаты будут полезны при разработке технологий создания органических наноструктур на основе олигопептидов.

*АСМ-измерения выполнены на оборудовании Solver P47 Pro ЦКП-САЦ ФИЦ Казанского научного центра РАН.*

## Литература

1. A. S. Morozova, S. A. Ziganshina, A. A. Bukharaev, *et al.* // *Journal of Surface Investigation*, 3, 499–506 (2020).
2. A. S. Morozova, S. A. Ziganshina, M. A. Ziganshin, *et al.* // *Russ. J. Gen. Chem.*, 92, 1271–1279 (2022).
3. A. S. Morozova, S. A. Ziganshina, E. O. Kudryavtseva *et al.* // *Colloids and Surfaces A*. Vol. 649, 129541 (2022).

# Встраивание фосфора в кремний при адсорбции $\text{PBr}_3$ на $\text{Si}(100)$

В. М. Шевлюга<sup>1</sup>, Ю. А. Воронцова<sup>1,2</sup>, Т. В. Павлова<sup>1,2,\*</sup>

<sup>1</sup> Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991

<sup>2</sup> Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Покровский бульвар, 11, Москва, 109028

\* pavlova@kapella.gpi.ru

Методами сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и теории функционала плотности изучена адсорбция  $\text{PBr}_3$  на поверхность  $\text{Si}(100)-2\times 1$  при низкой степени покрытия. При комнатной температуре адсорбированная молекула полностью диссоциирует до отдельных атомов Р и Вг. Расчеты подтверждают, что молекула  $\text{PBr}_3$  диссоциирует с низкими активационными барьерами до наиболее выгодной конфигурации. После прогрева поверхности  $\text{Si}(100)$  с  $\text{PBr}_3$  до 400 °С, фосфор внедряется в кремний с выбрасыванием атомов кремния на поверхность. Полученные результаты могут быть использованы для внедрения в кремний отдельных атомов фосфора путем адсорбции молекулы  $\text{PBr}_3$ . Данный метод внедрения фосфора совместим с использованием галогенов в качестве резиста при СТМ-литографии.

## Введение

В настоящее время для создания квантовых приборов на одиночных атомах фосфора в кремнии в качестве источника Р используется фосфин [1]. Для внедрения Р в кремний с почти-атомной точностью используется СТМ-литография по резисту из монослоя водорода на поверхности  $\text{Si}(100)$ .

Монослой галогенов был предложен в качестве альтернативы резисту из монослоя водорода [2]. Реактивность монослоя водорода и галогенов различная, в частности, монослой из галогенов более устойчив к нежелательному внедрению примесей [3] и, следовательно, является более хорошим резистом. Для внедрения фосфора в поверхность  $\text{Si}(100)$  с использованием резиста из галогенов лучше подходят галогенсодержащие молекулы, например  $\text{PBr}_3$ .

В настоящей работе изучено взаимодействие  $\text{PBr}_3$  с поверхностью  $\text{Si}(100)$  с использованием STM и DFT. Рассмотрена адсорбция  $\text{PBr}_3$  на  $\text{Si}(100)$  при комнатной температуре, и для последующего внедрения фосфора в кремний проведен прогрев образца с адсорбированным  $\text{PBr}_3$ .

## Методика эксперимента

Мы использовали образцы  $\text{Si}(100)$ , легированные бором (р тип, 1 Ом·см). Для очистки поверхности образцы прогревались в течение суток при температуре 870 К, после чего проводился флеш-нагрев до 1470 К пропусканием тока через образец. Адсорбция  $\text{PBr}_3$  на  $\text{Si}(100)$  проводилась в течение двух минут при давлении  $3\cdot 10^{-10}$  Торр при комнатной температуре образца, через 30 минут после выключения флеш-нагрева. Манипуляции на поверхности  $\text{Si}(100)$  проводились в LT-STM GPI CRYO (SigmaScan Ltd.) при температуре 77 К и давлении  $10^{-11}$  Торр. Использовались Pt-Rh, Pt-Ir и W иглы.

## Метод расчета

Спин-поляризованные расчеты выполнены на основе теории функционала плотности (DFT), реализованной в программном пакете VASP [4, 5]. Использовались обобщенное градиентное приближение (GGA) и обменно-корреляционный функционал PBE. Поверхность  $\text{Si}(100)-2\times 1-\text{Cl}$  моделировалась периодически повторяющимися ячейками  $6\times 6$ , состоящими из

восьми атомных слоев кремния, нижние три из которых были зафиксированы. Атомы хлора располагались на верхней стороне пластины, а на нижнюю сторону пластины помещались атомы водорода, чтобы насытить оборванные связи кремния. Пластины были разделены вакуумным промежутком в 14 Å. Активационные барьеры рассчитаны методом NEB, реализованным в VASP.

## Результаты и обсуждение

После адсорбции  $\text{PBr}_3$  на  $\text{Si}(100)$  при комнатной температуре на СТМ-изображении незаполненных состояний наиболее часто встречались объекты, состоящие из четырех светлых пятен, расположенных по углам трапеции. На поверхности также присутствовали дефекты, которые наблюдались и до адсорбции, в основном С-дефекты.

Для определения положения светлых пятен относительно положения верхнего слоя атомов кремния, мы наложили решетку на СТМ-изображение наиболее часто встречающегося объекта. Оказалось, что три атома находятся над атомами кремния, а один атом находится между атомами кремния соседних димеров, над атомом Si второго слоя (конфигурация end-bridge). Три атома, расположенные над атомами кремния являются атомами Вг, поскольку бром на поверхности  $\text{Si}(100)$  занимает положение над атомами Si, а в мостиковом положении атомы Вг не удается наблюдать из-за быстрой диффузии [6]. В конфигурации end-bridge находится атом Р, поскольку это самая выгодная конфигурация для атома фосфора на поверхности  $\text{Si}(100)-2\times 1$ . Рассчитанное СТМ-изображение согласуется с экспериментальным. Таким образом, при адсорбции  $\text{PBr}_3$  при комнатной температуре в большинстве случаев молекула полностью диссоциирует.

Для понимания возможного пути реакции мы провели расчеты адсорбции и диссоциации  $\text{PBr}_3$  на поверхности  $\text{Si}(100)-2\times 1$ . Результат адсорбции сильно зависит от ориентации молекулы, в частности, молекула адсорбируется, только если атом фосфора находится ближе к поверхности, чем атомы брома. Мы рассмотрели два канала адсорбции, на электрофильный и нуклеофильный атомы кремния. В качестве конечного состояния полностью диссоциированной молекулы мы взяли конфигурацию, отвечающую

наиболее часто встречающемуся объекту. Скорость перехода между начальным и конечным состояниями оценивалась по формуле Аррениуса, в которой частота попыток определялась по формуле Вайнярда. Скорость диссоциации при максимальном барьере на пути диссоциации составляет  $0.1 \text{ с}^{-1}$ , т. е. диссоциация  $\text{PBr}_3$  на поверхности  $\text{Si}(100)\text{-}2\times 1$  происходит примерно за 10 с. Несмотря на то что мы посчитали не все возможные пути реакции, существование пути диссоциации с достаточно низкими барьерами подтверждает, что  $\text{PBr}_3$  может диссоциировать до отдельных атомов при комнатной температуре.

Мы нагрели до  $400 \text{ }^\circ\text{C}$  образец с  $\text{PBr}_3$ , адсорбированным на поверхность при комнатной температуре. После прогрева на поверхности появились островки кремния. Выброшенные атомы Si из верхнего слоя поверхности свидетельствуют о внедрении фосфора в кремний в качестве примеси замещения, как было показано в работах по адсорбции  $\text{PH}_3$ .

Таким образом, мы экспериментально установили, что адсорбция  $\text{PBr}_3$  на поверхность  $\text{Si}(100)$  при комнатной температуре преимущественно диссоциативная, до отдельных атомов. Расчет одного из возможных путей диссоциации подтверждает, что активационные барьеры при диссоциации  $\text{PBr}_3$  на  $\text{Si}(100)$  достаточно низкие. В наиболее часто встречающихся объектах после диссоциации бром находится над атомом кремния, а фосфор в положении end-bridge. Оказалось, что в большинстве случаев диссоциация молекулы идет на трех димерах, как и в случае фосфина. Следовательно, для внедрения фосфора через маску посредством адсорбции  $\text{PBr}_3$  будет достаточно создать окно в маске в три димера. После прогрева

образца до  $400 \text{ }^\circ\text{C}$ , атом фосфора внедряется в кремний. Таким образом, молекула  $\text{PBr}_3$  может рассматриваться как альтернатива фосфину для легирования кремния с почти-атомной точностью при использовании монослоя галогенов в качестве маски на поверхности  $\text{Si}(100)$ .

### Благодарности

*Работа выполнена с использованием вычислительных ресурсов Межведомственного суперкомпьютерного центра Российской академии наук (МСПЦ РАН).*

### Финансирование

*Работа поддержана грантом РФФИ (грант № 21-12-00299).*

### Литература

1. Y. He, S. K. Gorman, D. Keith *et al.* // Nature, **571**, 371 (2019).
2. T. V. Pavlova, G. M. Zhidomirov, K. N. Eltsov // J. Phys. Chem. C, **122**, 1741 (2018).
3. T. V. Pavlova, K. N. Eltsov // J. Phys.: Condens. Matter., **33**, 384001 (2021).
4. G. Kresse, J. Furthmüller // Phys. Rev. B, **54**, 11169 (1996).
5. G. Kresse, D. Joubert // Phys. Rev. B, **59**, 1758 (1999).
6. T. V. Pavlova, V. M. Shevlyuga // J. Chem. Phys., **157**, 124705 (2022).

# Формирование доменной структуры на [100]-срезе кристаллов PMN-PT, индуцированное облучением сфокусированным ионным пучком

Е. А. Пашнина\*, Д. С. Чезганов, А. С. Слаутина, А. П. Турыгин, А. Д. Ушаков, В. Я. Шур

Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина, ул. Куйбышева, 48, Екатеринбург, 620000

\* elena.pashnina@urfu.ru

Проведено исследование формирования доменной структуры в результате облучения сфокусированным ионным пучком [100]-среза кристаллов магнониобата-титаната свинца PMN-PT. Проведен анализ зависимости морфологии доменной структуры от параметров облучения. Исследовано взаимодействие доменов при изменении расстояния между ними. Полученные результаты рассмотрены в рамках кинетического подхода.

## Введение

Кристаллы многоосного релаксорного сегнетоэлектрика магнониобата-титаната свинца  $\text{Pb}(\text{Mn}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3\text{-PbTiO}_3$  (PMN-PT) являются в настоящее время объектами интенсивных исследований, благодаря одним из самых больших пьезоэлектрических коэффициентов и высоким значениям нелинейно-оптических коэффициентов [1]. Реализация фазового квазисинхронизма для эффективного преобразования частоты излучения путем создания регулярных доменных структур (РДС) требует разработки методов доменной инженерии. Переключение поляризации кристаллов в конфигурации неполярного среза позволяет изучить стадию прямого прорастания домена, что крайне важно для формирования доменной структуры (ДС) с нанометровой воспроизводимостью положения доменных стенок. Ранее на примере ниобата лития было показано, что облучение сфокусированным ионным пучком является перспективным методом создания РДС [2, 3].

## Методика эксперимента

Для исследования были выбраны кристаллы [100]-среза  $0.61\text{Pb}(\text{Mn}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3\text{-}0.39\text{PbTiO}_3$  (PMN-PT) в тетрагональной фазе. Для изучения влияния искусственного диэлектрического слоя на облучаемую поверхность наносился искусственный диэлектрический слой (фоторезист), а противоположная поверхность покрывалась сплошным медным электродом. Облучение производилось с помощью рабочей станции Auriga Crossbeam (Carl Zeiss NTS),

интегрированной с литографической системой. Домены визуализировались при помощи сканирующей микроскопии пьезоэлектрического отклика.

## Результаты и обсуждение

В результате точечного облучения ионным пучком пластин PMN-PT происходило формирование клиновидных доменов, растущих вдоль [00-1]-направления (рис. 1, а). При облучении свободной поверхности образуется домен, часть которого расположена под поверхностью, тогда как при облучении образца с диэлектрическим слоем формировались домены полностью расположенные на поверхности (рис. 1, а). Такое различие формы доменов обусловлено тем, что при облучении свободной поверхности заряд располагается в объеме, вследствие распыления ионным пучком, а при облучении поверхности с резистом заряд локализован в слое резиста.

Подповерхностная клиновидная часть нестабильна и полностью исчезает спустя месяц, то есть наблюдается самопроизвольное обратное переключение под действием неполностью скомпенсированного деполаризующего поля.

Установлено, что пороговая доза для формирования доменов составляет 1 пКл. Показано, что увеличение дозы приводит к нелинейному увеличению длины и ширины основания доменов. Нелинейный характер зависимости объяснен пространственным распределением электрического поля, рассчитанного в рамках модели точечного заряда (рис. 1, б).

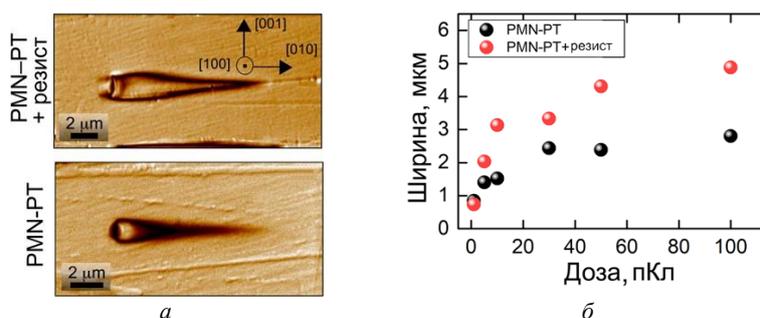


Рис. 2. СМПО-изображения клиновидных доменов, сформировавшихся в результате точечного облучения пластин, покрытых слоем резиста и со свободной поверхностью (а) и график зависимости ширины основания домена от дозы (б)

Уменьшение расстояния между доменами в одномерном массиве приводит к увеличению длины центральных доменов, что объясняется вкладом в переключающее поле поля всех инжектированных зарядов. Ширина центральных доменов максимальна при расстояниях между точками облучения 10 мкм как в образцах со слоем резиста, так и со свободной поверхностью.

Полученные результаты представляют интерес для разработки методов доменной инженерии, в частности, для создания преобразователей частоты лазерного излучения на основе на основе нелинейно-оптических кристаллов с РДС.

## Финансирование

*Работа выполнена с использованием оборудования УЦКП «Современные нанотехнологии» УрФУ (рег. № 2968), при поддержке Минобрнауки РФ (проекты 075-15-2021-677 и 075-15-2021-1387).*

## Литература

1. E. Sun, W. Cao // *Progr. Mater. Sci.* **65**, 124 (2014).
2. D. S. Chezganov, E. O. Vlasov, E. A. Pashnina, A. P. Turygin, A. S. Nuraeva, V. Ya. Shur // *Ferroelectrics*, **559**, 66 (2020).
3. V. Ya. Shur, D. S. Chezganov, A. R. Akhmatkhanov, D. K. Kuznetsov // *Appl. Phys. Lett.*, **106**, 232902 (2015).

# Влияние электронного и ионного облучения на люминесценцию гексагонального нитрида бора

Ю. В. Петров<sup>1,\*</sup>, О. Ф. Вывенко<sup>1</sup>, О. А. Гогина<sup>1</sup>, К. Bolotin<sup>2</sup>, S. Kovalchuk<sup>2</sup>, К. Watanabe<sup>3</sup>, Т. Taniguchi<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия

<sup>2</sup> Free University of Berlin, Kaiserswerther Str., 16-18, Berlin, 114195

<sup>3</sup> National Institute for Materials Science, Tsukuba, Ibaraki, 305-0047

\* y.petrov@spbu.ru

Люминесцентные свойства гексагонального нитрида бора и способы локального управления такими свойствами в последние годы вызывают повышенный интерес в связи с возможностью получения источников одиночных фотонов на основе данного материала. В качестве способов управления люминесцентными свойствами рассматривается облучение сфокусированными ионными и электронными пучками. В данной работе исследовано влияние локального облучения сфокусированным пучком ионов гелия и электронным пучком на катодолюминесценцию гексагонального нитрида бора. Показано, что последовательное воздействие ионами гелия и электронами приводит к усилению полосы люминесценции с энергией около 2 эВ.

## Введение

Гексагональный нитрид бора (hBN) рассматривается в настоящее время как один из перспективных материалов для создания однофотонных источников, применяемых в квантовой криптографии [1, 2]. В качестве таких источников предлагается использовать центры люминесценции в hBN с положением максимумов полос около 4 эВ [1] и около 2 эВ [2]. Наибольший интерес в этом отношении представляют центры, характеризующиеся полосой люминесценции 2 эВ [2]. К настоящему времени уже опубликовано несколько работ, посвященных воздействию нейтронного, электронного, ионного и лазерного облучения на данную полосу люминесценции [2]. Особый интерес представляет облучение сфокусированными пучками ионов или электронов, позволяющее создать дефекты локально. В работе [3] было показано, что локальное облучение сфокусированным пучком ионов гелия подавляет люминесценцию и делает возможным наблюдение отдельных точечных источников.

Ранее нами было показано, что облучение пучком ионов гелия приводило как к уменьшению интенсивности полос катодолюминесценции (КЛ) 4 и 5,8 эВ, так и к возрастанию интенсивности полосы 2 эВ в интервале относительно небольших доз [4]. Настоящая работа посвящена более детальному изучению влияния облучения ионами гелия и электронами на катодолюминесценцию hBN.

## Методика эксперимента

В работе исследовались тонкие кристаллы hBN, полученные методом отслаивания от монокристалла и перенесенные на подложку нитрида кремния на кремнии. Исследование методом катодолюминесценции проводилось в диапазоне длин волн 200–700 нм на сканирующем электронном микроскопе (СЭМ) Zeiss SUPRA 40VP с системой регистрации Gatan Mono CL3+. Облучение образца сфокусированным пучком ионов гелия проводилось с помощью гелиевого ионного микроскопа Zeiss Orion Plus. Квадратные области со стороной 7 мкм были облучены с дозой  $10^{14}$  см<sup>-2</sup> и энергией 30 кэВ.

## Результаты и обсуждение

Спектры КЛ, полученные с образца, не облученного ионами гелия, и с одного из облученных участков, приведены на рис. 1. В спектрах необлученного hBN, помимо полосы межзонного излучения 215 нм (5,8 эВ), наблюдаются характерные полосы с максимумами около 320 нм (3,9 эВ) и 640 нм (1,9 эВ). В результате облучения ионами гелия интенсивность всех полос КЛ уменьшается примерно на два порядка. В процессе регистрации спектров КЛ было замечено изменение интенсивности полосы 1,9 эВ со временем, интенсивность полос 3,9 эВ и 5,8 эВ оставалась неизменной.

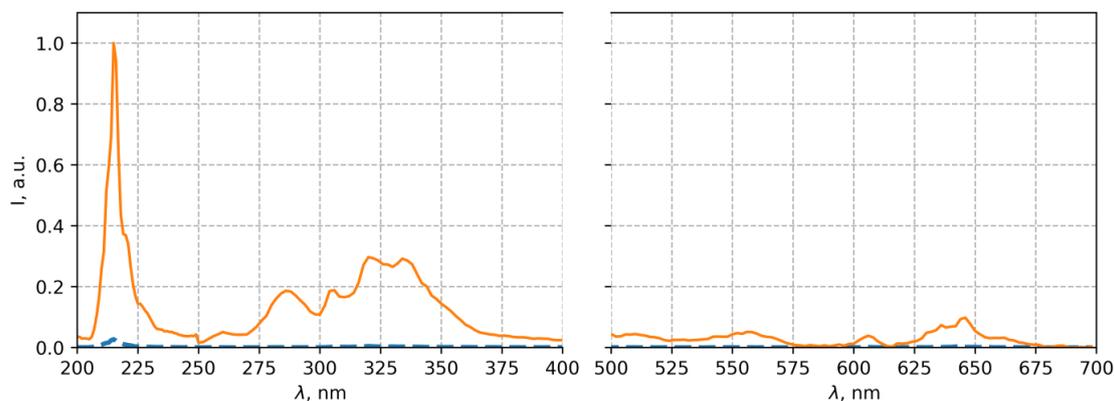
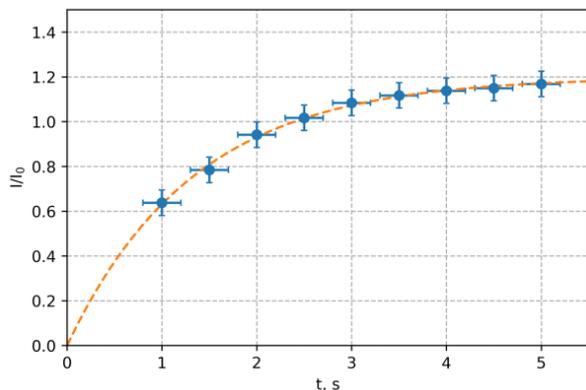


Рис. 1. Спектр КЛ необлученной ионами области (сплошная линия) и спектр КЛ области, облученной с дозой  $10^{14}$  см<sup>-2</sup> (пунктирная линия)

Зависимость интенсивности полосы 1,9 эВ от времени при плотности потока облучения электронами  $6,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  представлена на рис. 2. Интенсивность полосы КЛ 1,9 эВ возрастает со временем облучения электронами с постоянной времени 1,4 с и при больших временах превышает интенсивность той же полосы в необлученном ионами образце. Таким образом, можно утверждать, что комбинация ионного и последующего электронного облучения позволяет увеличить интенсивность полосы КЛ 1,9 эВ.



**Рис. 2.** Зависимость интенсивности полосы 1,9 эВ в облученной ионами гелия области от времени облучения электронами, нормированная на интенсивность в необлученной области

Уменьшение интенсивности полос КЛ свидетельствует об образовании в результате облучения ионами гелия центров рекомбинации, которые приводят к уменьшению времени жизни и концентрации неравновесных носителей заряда. Увеличение интенсивности полосы 1,9 эВ можно объяснить только значительным увеличением концентрации соответствующих дефектов, которая оказывается достаточной для

компенсации уменьшения концентрации неравновесных носителей заряда. Наиболее подходящим кандидатом на роль центра люминесценции 1,9 эВ является комплекс, состоящий из вакансии азота и антиструктурного дефекта — азота, находящегося на месте бора ( $V_N-N_B$ ) [3].

Таким образом, можно предположить, что дефекты, образующиеся в процессе облучения ионами, играют роль центров безызлучательной рекомбинации. Рекомбинация неравновесных носителей заряда в процессе последующего облучения электронами стимулирует образование других дефектов (например,  $V_N-N_B$ ), являющихся центрами люминесценции, с энергией перехода около 1,9 эВ.

### Благодарности

Работа выполнена с использованием оборудования Междисциплинарного ресурсного центра по направлению «Нанотехнологии» Научного парка СПбГУ.

### Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 23-22-00067, <https://rscf.ru/project/23-22-00067/>.

### Литература

1. R. Bourrellier, S. Meuret, A. Tararan, *et al.* // *Nano Lett.*, **16**, 4317 (2016).
2. S. Castelletto, F. A. Inam, S. Sato *et al.* // *Beilstein J. Nanotechnol.*, **11**, 740 (2020).
3. G. Grosso, H. Moon, B. Lienhard, *et al.* // *Nature Comm.*, **8**, 705 (2017).
4. Ю. В. Петров, О. А. Гогина, О. Ф. Вывенко, *et al.* // *ЖТФ*, **92**(8), 1166 (2022).

# Исследование резистивного переключения в легированных азотом углеродных нанотрубках

М. Р. Польшянова<sup>1,\*</sup>, О. И. Соболева<sup>1,2</sup>, О. И. Ильин<sup>1,2</sup>, М. В. Ильина<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Южный федеральный университет, Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения, ул. Шевченко, 2, Таганрог, 347922

<sup>2</sup> Южный федеральный университет, Лаборатория технологии функциональных наноматериалов, ул. Шевченко, 2, Таганрог, 347922

\*polyvianova@sfedu.ru

В работе представлены результаты исследования резистивного переключения в легированных азотом углеродных нанотрубках (УНТ), выращенных при температурах от 450 до 575 °С. Установлено нелинейное изменение отношения сопротивлений в высоко- и низкоомных состояниях (HRS/LRS) с увеличением температуры роста, связанное с уменьшением количества дефектов замещения углерода азотом. Полученные результаты могут быть использованы при разработке мемристоров на основе УНТ, легированных азотом.

## Введение

Перспективным направлением в области создания энергонезависимой памяти является разработка мемристоров, способных менять свое сопротивление в зависимости от величины протекающего заряда. Первые мемристоры были реализованы на оксидах металлов (TiO<sub>2</sub>, HfO<sub>2</sub>, ZnO и др.) и продолжают активно исследоваться до сих пор [1, 2]. Однако поиск альтернативных функциональных материалов с целью повышения стабильности и воспроизводимости параметров переключения мемристоров остается актуальной задачей. В частности, исследуются мемристоры на основе углеродных наноструктур (оксида графена, аморфного углерода и углеродных нанотрубок), что вызвано высокими значениями их масштабируемости, скорости переключения и времени удержания заряда.

Наши исследования направлены на разработку мемристоров на основе легированных азотом углеродных нанотрубок (N-УНТ), демонстрирующих возможность многоуровневого резистивного переключения [3, 4]. Целью данной работы было исследование температуры роста на резистивное переключение N-УНТ.

## Методика исследования

В качестве исследуемых образцов выступали массивы вертикально ориентированных N-УНТ, выращенных методом плазмохимического осаждения из газовой фазы в потоках аммиака и ацетилена при температурах от 450 до 575 °С. В качестве нижнего контакта выступала пленка молибдена толщиной 100 нм.

Изображения растровой электронной микроскопии (РЭМ) образцов, выращенных при крайних значениях температуры, представлены на рис. 1.

Исследования выполнялись методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) с использованием зонда с проводящим покрытием TiN. В процессе измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) зонд был заземлен, а на нижний электрод подавалось напряжение амплитудой от ±1 В до ±10 В. При этом N-УНТ испытывали деформацию изгиба, вызванную прижимом зонда АСМ к вершине нанотрубки с силой около 1 мкН.

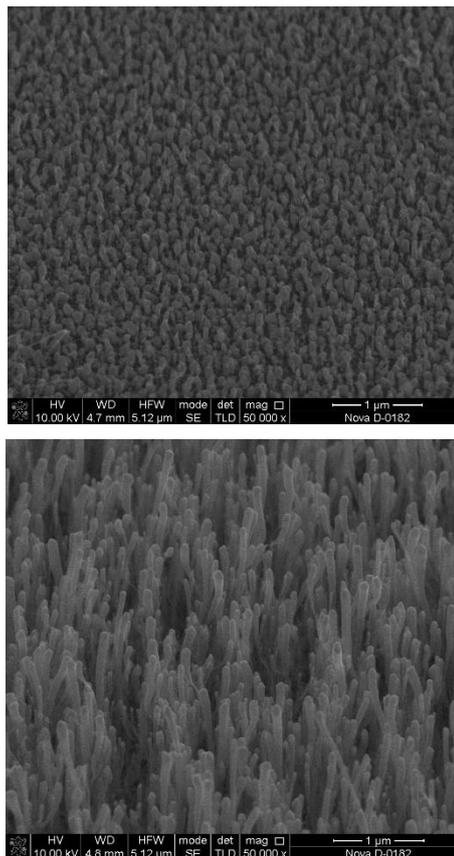
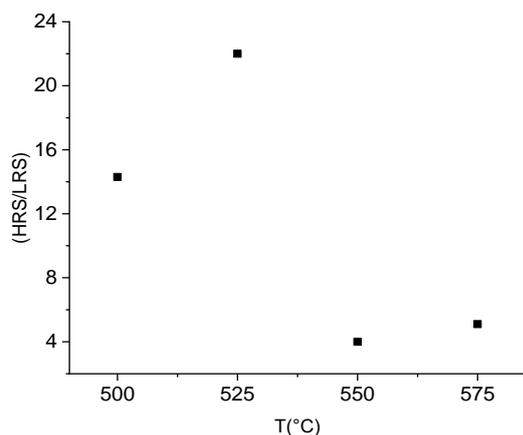


Рис. 1. РЭМ-изображения исследуемых массивов УНТ, легированных азотом, выращенных при температуре 475 °С (верхний рисунок) и 575 °С (нижний)

## Результаты и обсуждение

Как известно, температура роста является одним из основных параметров, определяющих геометрические параметры и дефектность N-УНТ [5]. Так, при температурах 450–475 °С углеродные нанотрубки не формировались, что связано с недостаточной скоростью диффузии атомов углерода. При увеличении температуры роста от 500 до 575 °С наблюдался рост N-УНТ, диаметр и длина которых увеличивались от 34 до 72 нм и от 1,1 до 3,2 мкм соответственно. Данные закономерности вызваны тем, что с повышением температуры роста увеличивается диаметр формирующихся каталитических центров в результате



**Рис. 2.** Зависимость отношения сопротивлений N-УНТ в высоко- и низкоомном состояниях (HRS/LRS) от температуры роста

увеличения скорости их миграции по поверхности подложки.

Результаты измерения ВАХ показали, что все N-УНТ демонстрируют стабильное резистивное переключение при приложении напряжения  $\pm 6$  В. При этом отношение сопротивлений в высоко- и низкоомном состояниях (HRS/LRS) при напряжении чтения 1 В составляло 14, 22, 5 и 4 для температур 500, 525, 550 и 575 °С соответственно (рис. 2). Уменьшение отношения HRS/LRS с ростом температуры, вероятно, обусловлено уменьшением дефектности N-УНТ [5], в частности уменьшением количества бамбукообразных «перемычек», являющихся источником пьезоэлектричества в N-УНТ. Как нами было установлено ранее [4], именно формирование и последующее перераспределение пьезоэлектрического потенциала в бамбукообразных «перемычках» является причиной резистивного переключения N-УНТ. При этом

уменьшение отношения HRS/LRS для N-УНТ, выращенных при 500 °С, по сравнению с N-УНТ, выращенных при 525 °С, может быть вызвано уменьшением аспектного отношения длины нанотрубки к ее диаметру.

### Заключение

Таким образом, показано, что величина резистивного переключения N-УНТ существенно зависит от температуры роста, что обусловлено влиянием дефектности N-УНТ на их пьезоэлектрические свойства. Установленная закономерность согласуется с ранее предложенным механизмом резистивного переключения в деформированных N-УНТ и может быть использована при разработке мемристоров с многоуровневым переключением.

*Исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ № 22-79-10163, <https://rscf.ru/project/22-79-10163/> в Южном федеральном университете.*

### Литература

1. H. Wang, L. Hu, W. Han // *J. Alloys Compd*, 854, 157200 (2021).
2. S. Lee, J.-B. Park, M.-J. Lee et al. // *AIP Adv*, 6, 125010 (2016).
3. М. В. Ильина, О. И. Ильин, О. И. Осотова, С. А. Хубежов, О. А. Агеев // *Российские нанотехнологии*, 16, № 6, 857–864 (2021).
4. М. В. П'ина, О. И. П'ин, О. И. Осотова, В. А. Smirnov, О. А. Агеев // *Diamond and Related Materials*, 123, 108858 (2022).
5. М. В. П'ина, О. И. П'ин, N. N. Rudyk, О. И. Осотова, А. А. Fedotov, О. А. Агеев // *Nanomaterials*, 1(11), 2912 (2021).

# Водородная интеркаляция одностенных углеродных нанотрубок с помощью индукционно-связанной водород-аргонной плазмы

Е. И. Преображенский<sup>1,\*</sup>, А. В. Водопьянов<sup>1,2</sup>, А. В. Нежданов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950

<sup>2</sup> Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022

\* evgenyur@ipfran.ru

В данной работе был исследован процесс водородной интеркаляции одностенных углеродных нанотрубок с помощью плазмы. Были изучены изменения комбинационных спектров рассеяния образцов в зависимости от времени интеркаляции, мощности разряда и материала подложки. Было продемонстрировано, что водородная интеркаляция проходит лучше, когда образец расположен на металлической подложке, чем на диэлектрической. Кроме того, воздействие водородсодержащей плазмы на одностенных углеродных нанотрубках было изучено с помощью оптической и электронной микроскопии.

## Введение

В последние десятилетия в современном мире проявляется большой интерес к двумерным углеродным материалам. Такие вещества являются отличными проводниками электричества и тепла, обладают большой удельной поверхностью и коэффициентом прочности, что можно использовать для создания различных устройств, например, сенсоров или транзисторов. Такими материалами, в частности, являются углеродные нанотрубки, которые в первом приближении можно рассматривать как свернутый графен. Они обладают всеми вышеописанными свойствами, а также для них существует возможность гидрогенизации, т. е. образованию связей с водородом. Углеродные нанотрубки, так же как и графен, можно поместить в специальные условия с целью провести их гидрогенизацию, например, при помощи плазменной разряда. Гидрогенизированные углеродные нанотрубки могут найти применение в качестве хранилища водорода, поскольку при отжиге водород отсоединяется от углеродной решетки. Также углеродные нанотрубки могут использоваться в электронике, поскольку запрещенной зоной в такой структуре можно управлять, задавая параметры гидрогенизации. Целью данной работы является исследование гидрогенизации углеродных нанотрубок при различных параметрах аргон-водородной плазмы низкого давления.

## Экспериментальная установка

В ходе работы были проведены эксперименты по гидрогенизации одностенных углеродных нанотрубок (SWCNT), нанесенных на разные подложки. Водород-аргонная плазма загоралась в кварцевой трубке, размещенной внутри индуктора с частотой 13.56 МГц и с мощностью от 50 до 200 Вт. Давление составляло 55 мТорр. Потоки газов: 26 sccm H<sub>2</sub> и 127 sccm Ar. ВЧ индукционный разряд является безэлектродным, т. е. «чистым», поэтому ожидается, что образец не взаимодействует с примесями.

Образцы нанотрубок, нанесенные на подложку, находятся на расстоянии 30 см от центра разряда. С использованием метода двойного зонда была измерена концентрация и температура электронов в месте расположения образца при мощности разряда 50 Вт и

давлении 50 мТорр:  $T_e \approx 6$  эВ и  $N_e \approx 5 \cdot 10^7$  см<sup>-3</sup>. При данных параметрах установки плазма не разрушает образец и процессы гидрогенизации происходят за время, при котором можно наблюдать за экспериментом. Для «фиксации» на подложке из стекла или нержавеющей стали нанотрубки размешивались со спиртом и наносились на обезжиренную поверхность, а затем высушивались.

В качестве основного метода диагностики образцов использовалась комбинационная спектроскопия рассеяния. Оценивалось соотношение интенсивностей пиков D (1350 см<sup>-1</sup>) и G (1580 см<sup>-1</sup>). Также наблюдалось изменение пика D+D' (3000 см<sup>-1</sup>), который соответствует присоединению водорода.

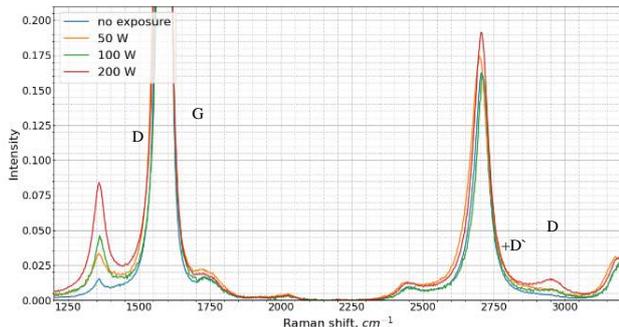
В данной работе также используются косвенные диагностические методы. Первый метод — наблюдаемое в оптический микроскоп уменьшение блеска после плазменной обработки. Это можно связать с уменьшением проводящих качеств углеродных нанотрубок. Второй — сохранение структуры после интеркаляции, наблюдаемое в электронном микроскопе.

## Результаты эксперимента

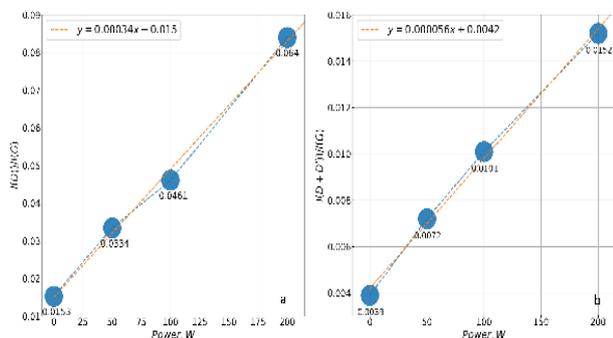
В ходе экспериментов оказалось, что материал подложки влияет на гидрогенизацию нанотрубок. При малых временах экспозиции величина отношения интенсивностей пиков D и G в случае металлической подложки увеличивается в отличие от диэлектрической при росте мощности. Это можно связать с тем фактом, что гидрогенизация происходит преимущественно за счет ионов, и заряд стекает с образца через подложку.

Была также проведена серия экспериментов по изучению влияния мощности разряда на гидрогенизацию одностенных углеродных нанотрубок на подложке из нержавеющей стали. Давление 55 мТорр, время обработки 30 мин. Мощность от 50 до 200 Вт. Комбинационный спектр рассеяния образцов представлен на рис. 1, отношение интенсивностей пиков D к G и D+D' к G представлено на рис. 2, *a* и *b* соответственно. По результатам данного метода выяснено, что отношение интенсивностей пиков растет линейно от мощности, т. е. величина гидрогенизации растет с увеличением мощности разряда. Это можно связать с тем фактом, что при данных параметрах

плазмы концентрация носителей заряда пропорциональна мощности. Это приводит к линейному увеличению величины гидрогенизации, которая выражается в увеличении интенсивности линии D, связанной с наличием водорода в решетке.



**Рис. 1.** Комбинационный спектр рассеяния одностенных углеродных нанотрубок после плазменной экспозиции при разных мощностях разряда



**Рис. 2.** Отношение интенсивности пиков комбинационных пиков рассеяния D к G (слева) и D+D' к G (справа) при различных мощностях разряда

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 21-72-00076.

## Литература

1. M. Wojtaszek et al. A road to hydrogenating graphene by a reactive ion etching plasma // *Journal of Applied Physics* 110, 063715 (2011).
2. A. Vodopyanov, E. Preobrazhensky, A. Nezhdanov, M. Zorina, A. Mashin, R. Yakimova, & D. Gogova A new plasma-based approach to hydrogen intercalation of graphene // *Superlattices and Microstructures*, 160, 107066 (2021).
3. I. Shteplyuk et al. Raman probing of hydrogen-intercalated graphene on Si-face 4H-SiC // *Materials Science in Semiconductor Processing*. 96, (2019).
4. M. Brzhezinskaya, E. A. Belenkov, V. A. Greshnyakov, G. E. Yalovega, & I. O. Bashkin New aspects in the study of carbon-hydrogen interaction in hydrogenated carbon nanotubes for energy storage applications // *Journal of Alloys and Compounds*, 792, 713–720 (2019).
5. Vasilios Georgakilas et al. Functionalization of Graphene: Covalent and Non-Covalent Approaches, Derivatives and Applications // *Chem. Rev.*, 112, 11, 6156–6214 (2012).
6. M. Brzhezinskaya, V. Shmatko, G. Yalovega, A. Krestinin, I. Bashkin, & E. Bogoslavskaja Electronic structure of hydrogenated carbon nanotubes studied by core level spectroscopy // *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena*, 196, 99–103 (2014).
7. E. I. Preobrazhensky, I. V. Oladyshkin, & M. D. Tokman. Optical properties of graphane in infrared range // *Physica Scripta*, 97(11), 115803 (2022).
8. D. C. Ellias et al. Control of Graphene's Properties by Reversible Hydrogenation: Evidence for Graphane // *Nair Science*, 323,610 (2009).

# Применение просвечивающей растровой электронной микроскопии для исследования функциональных наноструктур

**К. Е. Приходько**

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», ул. Ак. Курчатова, 1, Москва, 123182  
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Каширское шоссе, 31, Москва, 115409  
prihodko\_ke@nrcki.ru

Показано, что использование зондового метода вырезки ламелей с применением сфокусированного ионного пучка позволяет получить данные о параметрах микроstructures функционального устройства микронных размеров и менее. Применение аналитических методов зондовой просвечивающей растровой электронной микроскопии позволяет получить точные данные о геометрических параметрах наноразмерных функциональных устройств, фазовом и элементном составе функциональных элементов, а также о концентрации свободных электронов на уровне Ферми в материале нанозлемента с локальностью, определяемой диаметром электронного зонда.

## Введение

Развитие современных технологий неразрывно связано с разработкой новых функциональных элементов, многие из которых являются наноразмерными, что определяет их уникальные свойства. Примером могут служить массивы наноразмерных магнитных элементов — паттернированные среды для сверхплотной записи информации; фотонные кристаллы на основе упорядоченных массивов квантовых точек; наноразмерные элементы полупроводниковой электроники и разрабатываемые новые наноразмерные элементы криогенной электроники; оптические однофотонные детекторы на основе сверхпроводящих нанопроводников; элементы с применением джозефсоновских переходов; биологические датчики отдельных молекул и многие другие.

Отличительной особенностью таких структур является диапазон размеров элементов, а также топология расположения элементов, определяющая функциональные характеристики устройств. Важной характеристикой элементов является их атомный состав, геометрические размеры, а также кристаллическая структура. Создание функциональных устройств невозможно без контроля соответствия данных параметров созданных элементов.

Универсальным экспериментальным методом исследования микроstructures и атомного состава материалов является просвечивающая электронная микроскопия. Поскольку требуется получение аналитической информации от наноразмерных элементов микроstructures, необходимо использовать метод просвечивающей растровой электронной микроскопии (STEM), позволяющий обеспечить локальность анализа, соответствующую диаметру электронного зонда (~0.14 нм) и обладающую всеми аналитическими возможностями методик просвечивающей микроскопии.

Для вырезки образца (тонкой ламели) непосредственно из изучаемого наноразмерного элемента микроstructures необходимо использовать методику сфокусированного ионного пучка (FIB).

В работе рассмотрены особенности подготовки образцов поперечных срезов для изучения микроstructures нанозлемента методом FIB. Продемонстрировано изучение микроstructures и состава

нанозлемента методами STEM и ТЕМ наиболее эффективной методикой анализа спектров энергетических потерь электронов (EELS) и анализа картин прямого атомного разрешения (HRTEM) на примере изучения наноразмерных сверхпроводящих элементов криогенных устройств. Показана возможность локального изучения характеристик элементов методом анализа спектров потерь энергии электронов в области потерь энергии электронов на возбуждение плазмонных колебаний.

## Методика эксперимента

В качестве объекта исследования были выбраны наноразмерные индуктивные элементы на основе сверхпроводящих нанопроводов, используемых в криогенных электронных схемах [1]. Для создания такого функционального элемента используется кинетическая индуктивность сверхпроводящего провода, которая зависит от ширины нанопровода и прямо пропорциональна его длине. Длинный сверхпроводящий нанопровод создавался методом электронной литографии и последующего плазмохимического травления из сплошной пленки NbN толщиной 4 нм на подложке из окисленного кремния.

Микроstructure функционального индуктивного элемента, размер которого составлял  $10 \times 10$  мкм, изучалась на образце поперечного среза, изготовленного методом сфокусированного ионного пучка (FIB)— ламель вырезалась по центру структуры перпендикулярно нанопроводам на рис. 1, а. Исследования микроstructures проводились на просвечивающем электронном микроскопе «Titan 300-ST» при энергии электронов 200 кэВ с использованием спектрометра энергетических потерь электронов «GIF-2003».

## Результаты и обсуждение

На рис. 1, б показаны темнопольные изображения микроstructures, полученные в режиме трансмиссионного сканирования (STEM). Сверху виден слой защитной платины, нанесенной в процессе вырезки ламели методом FIB. Отчетливо проявляется z-контраст, яркие области обогащены тяжелыми элементами, которые в данном случае соответствуют атомам ниобия. По аналогичному изображению при большем увеличении была определена средняя ши-

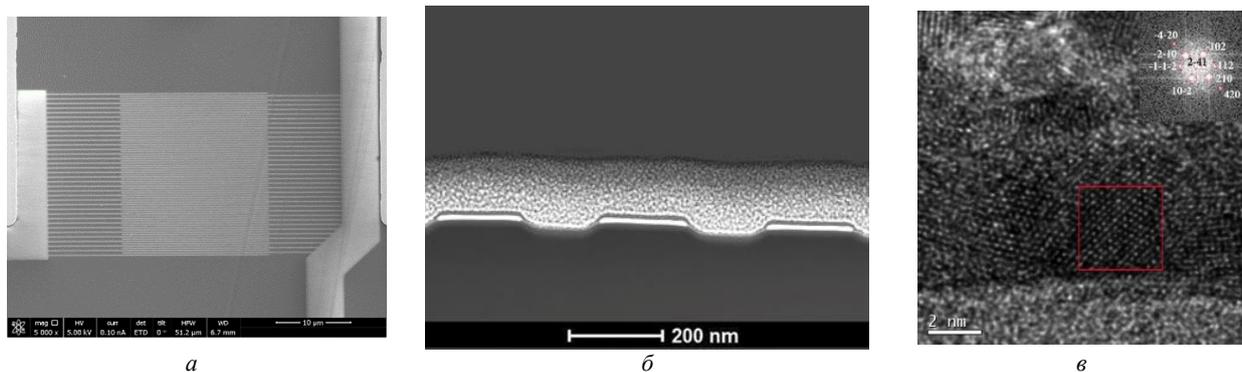


Рис. 1. Индуктивный элемент (а), STEM-изображение поперечного среза (б) и ТЕМ-изображение наноструктуры (в)

рина нанопровода ( $142 \pm 6$  нм), а также период структуры ( $212 \pm 8$  нм) и характерный разброс этих параметров по большому числу сечений нанопровода, поскольку ламель содержит сечения всех нанопроводов, входящих в элемент индуктивности. Таким образом, STEM-изображения позволяют точно измерить геометрические параметры элемента индуктивности, определяющие его характеристики.

Изображения материала нанопровода с прямым атомным разрешением (рис. 1, в) позволили определить фазовый состав зерен материала нанопровода. Использование преобразования Фурье от выбранной области, показанной на рис. 1, в, выявили элементы симметрии структуры материала нанопровода, идентифицированные к кубической сингонии Fm-3m с параметром кристаллической решетки 0.439 нм, что соответствует кубической фазе NbN.

Аналитические методики растровой электронной микроскопии с применением анализа спектров энер-

гетических потерь электронов [2, 3] позволили определить следующие параметры микроstructures с локальностью, определяемой диаметром электронного зонда (0.14 нм): атомные концентрации Nb (50 ат.%) и N (50 ат.%), а также концентрацию свободных электронов на уровне Ферми в материале нанопровода ( $3.5 \cdot 10^{29} \text{ м}^{-3}$ ) на основании анализа спектров потерь энергии в области возбуждения плазмонных колебаний.

#### Литература

1. Б. А. Гурович, К. Е. Приходько, Б. В. Гончаров и др. // ФТТ, **64**, 1390 (2022).
2. К. Е. Приходько, М. М. Дементьева, Б. А. Гурович // Кристаллография, **63**, 261 (2018).
3. К. Е. Приходько, М. М. Дементьева // Кристаллография, **66**, 619 (2021).

# Резистивные свойства контакта Шоттки по данным микроволновой Z-V-спектрометрии

А. Н. Резник\*, Н. В. Востоков

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
\* reznik@ipmras.ru

Методом микроволновой вольт-импедансной спектроскопии исследована полупроводниковая структура в виде легированной пленки n-GaAs, выращенная на проводящей подложке p+-GaAs. С латеральным разрешением 15–30 мкм определены основные электрофизические характеристики полупроводниковой пленки. В диапазоне частот 0.1–20 ГГц обнаружено избыточное сопротивление, интерпретированное как сопротивление перезарядки глубоких состояний (ловушек) двух типов с характерным временем  $10^{-9}$ ,  $4.2 \cdot 10^{-11}$  с.

## Введение

Микроволновая вольт-импедансная (Z-V) спектроскопия — это разработанный и апробированный нами метод определения электрофизических характеристик полупроводниковых материалов и структур с микронным латеральным разрешением [1, 2]. В данной работе Z-V-метод использован для характеристики достаточно сложной полупроводниковой структуры. Обнаружены и изучены нетривиальные резистивные свойства исследованного образца.

## Методика измерений и исследованный образец

Полупроводниковая структура представляла собой легированные серой пленку n-GaAs и подслоя p+-GaAs толщиной  $d_{1,2} = 1, 1.5$  мкм соответственно. Структура была выращена на проводящей подложке GaAs с электропроводностью  $\sigma_s = 500$  (Ом·см)<sup>-1</sup>, измеренной методом Ван-дер-Пау. Поверх структуры была сформирована система концентрических барьерных контактов (антенная система). В микроволновых измерениях мы использовали две антенны A1, A2 с диаметром центрального контакта,  $a = 14$  и  $27$  мкм. Масштаб  $a$  определяет латеральную разрешающую способность Z-V-метода.

Измерялся спектр комплексного коэффициента отражения  $\Gamma(f, U)$  структуры в диапазоне частот  $f = 0.01$ – $67$  ГГц, для чего использовалась коммерческая зондовая станция Cascade Microtech (СМ). Зонд СМ подключался к векторному анализатору цепей (ВАЦ) Agilent E8361 А и приводился в контакт поочередно с одной из антенн структуры. Между контактными площадками антенны дополнительно подавалось постоянное напряжение  $U = 0, 1, 2 \dots 10$  В.

Из измерений спектра  $\Gamma(f, U)$  определялся спектр комплексного импеданса системы СМ-зонд — исследуемый образец  $Z(f, U) = R(f, U) - iX(f, U)$ . С этой целью разработана оригинальная методика, основанная на моделировании СМ-зонда отрезком двухпроводной линии. Электродинамические параметры линии (электрическая длина и затухание) определялись в процессе калибровочных измерений в отсутствие контакта зонда с образцом. После калибровки СМ-зонд приводился в контакт с образцом и измерялся спектр  $\Gamma_e(f, U)$ . Спектры  $X(f, U)$ ,  $R(f, U)$  для каждого значения  $U$  получены путем решения системы уравнений:

$$\varphi_e(f, U) = \varphi_t(f, X, R), \quad (1a)$$

$$|\Gamma_e(f, U)| = |\Gamma_t(f, X, R)|, \quad (16)$$

где измеренная и рассчитанная комплексные функции  $\Gamma_{e,t}(f) = |\Gamma_{e,t}(f)| \exp[i\varphi_{e,t}(f)]$ . Расчет спектров  $\Gamma_t(f, X, R)$  производился по модели СМ-зонда в виде линии, нагруженной на импеданс Z.

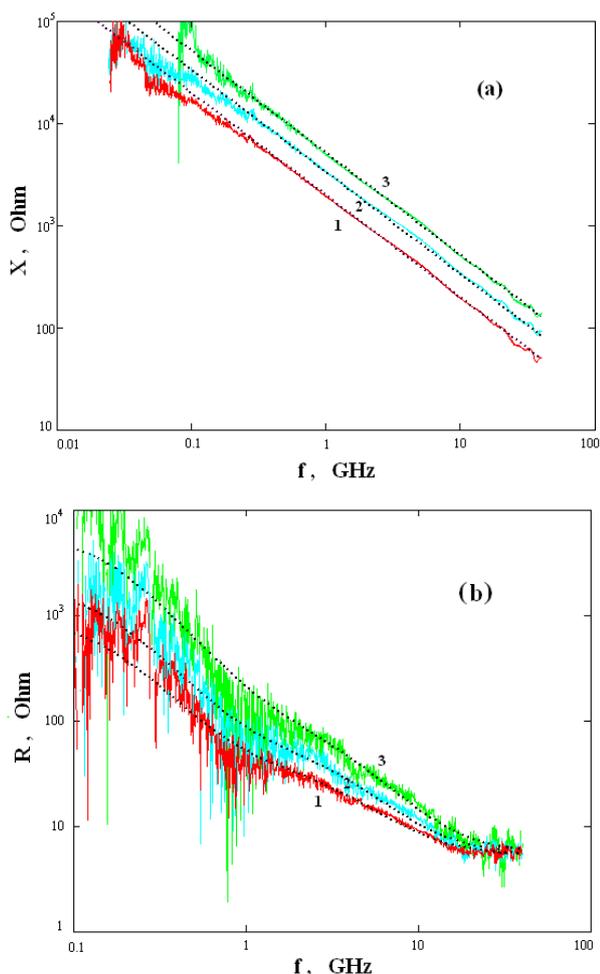
## Результаты исследований

Примеры полученных спектров  $X(f, U)$ ,  $R(f, U)$  для антенны A1 показаны на рис. 1. Спектр реактанса  $X(f, U)$  определяется толщиной обедненного слоя  $d(U)$ , возникающего в полупроводниковой пленке вблизи центрального металлического контакта антенны. Восстановленная из измерений функция  $d(U)$  позволяет определить концентрацию  $n_f$  носителей заряда (в нашем случае электронов) в пленке. С этой целью, так же как и в [1], используется соотношение для  $d(U)$  из классической теории контакта Шоттки. Получено  $n_f = 4.1 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>.

Спектры  $R(f, U)$  на рис. 1, b демонстрируют избыточное сопротивление в диапазоне 0.1–20 ГГц, также обнаруженное и исследованное нами в [1, 2] для монокристаллической подложки GaAs. Если, как и в [2], предположить, что это сопротивление обусловлено перезарядкой глубоких состояний (ловушек), то в образце присутствуют ловушки двух типов — низкочастотные ( $l$ ) и высокочастотные ( $h$ ) с характерным временем перезарядки  $\tau_l \gg \tau_h$ . В области высоких частот  $f > 20$  ГГц сопротивление  $R(f, U) \approx r(f, U)$  обусловлено невозмущенной областью структуры, т. е. частью пленки, лежащей под обедненным слоем, и подложкой. Во всем рассматриваемом диапазоне  $R(f, U) = R_l(f, U) + R_h(f, U) + r(f, U)$ , где  $R_{l,h}$  — сопротивление, обусловленное  $l$ -,  $h$ -ловушками, спектр которого известен из литературы и имеет вид

$$R_t(f, U) = R'_t \chi_t(U) \frac{1}{1 + (2\pi f \tau_t)^2}. \quad (2)$$

Здесь  $t \rightarrow l$  или  $h$ ,  $R'_t / S_a = \rho_t = (\tau_t / c_0)(n_t / n_f)$ ,  $\varepsilon_0$  — электрическая постоянная вакуума,  $\varepsilon' = 12.9$  — диэлектрическая проницаемость GaAs,  $d_0 = d(U = 0) = 175$  нм,  $S_a = \pi a^2 / 4$  — площадь контакта,  $n_t$  — концентрация заряда ловушек,  $\chi_t(U)$  — эмпирическая функция ( $\chi_t(U = 0) = 1$ ). Получены средние по всем экспериментальным данным значения параметров функции (2) для  $l$ -,  $h$ -ловушек:  $\tau_l = 10^{-9}$  с,  $\rho_l = 8 \cdot 10^{-4}$  Ом·см<sup>2</sup>,  $n_l/n_f = 5.2 \cdot 10^{-2}$ ;  $\tau_h = 4.2 \cdot 10^{-11}$  с,  $\rho_h = 3.1 \cdot 10^{-5}$  Ом·см<sup>2</sup>,  $n_h/n_f = 4.8 \cdot 10^{-2}$ .



**Рис. 1.** Спектр реактанса (a) и сопротивления (b) антенны A1 при  $U = 0$  (1), 2 (2), 10 В (3). Сплошные линии — экспериментальные данные, штриховые линии — результаты расчета

Модельное описание при помощи формулы (2) вклада ловушек в общее сопротивление  $R(f, U)$  позволило выделить сопротивление  $r(f, U)$ , по которому

найдена электропроводность полупроводниковой пленки  $\sigma_f = 8.1 \pm 1.1 \text{ (Ом}\cdot\text{см)}^{-1}$ . С учетом определенного выше значения  $n_f$  найдена подвижность электронов в пленке  $\mu_f = \sigma_f / (en_f) = 1.2 \cdot 10^3 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ , где  $e$  — заряд электрона. Показанные на рис. 1 результаты модельных расчетов спектров  $X(f, U)$ ,  $R(f, U)$  демонстрируют удовлетворительное согласие с экспериментом. Отметим, что стандартная ВДП диагностика исследуемой структуры не позволяет определить электрофизические параметры пленки из-за шунтирующего действия подложки.

### Заключение

Метод локальной микроволновой Z-V-спектроскопии применен к исследованию слоистой полупроводниковой структуры в виде легированной пленки, выращенной на проводящей подложке. С латеральным разрешением 15–30 мкм определены основные электрофизические параметры пленки — концентрация, подвижность и тип свободных носителей заряда, удельная электропроводность. Наблюдаемые особенности спектров сопротивления  $R(f, U)$  мы связали с присутствующими в образце ловушками. Ловушки с экстремально низким временем перезарядки  $\tau_h \sim 4 \cdot 10^{-11}$  с, насколько нам известно, ранее не наблюдались путем прямых высокочастотных измерений при комнатной температуре.

### Финансирование

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики (проект «Ядерная и радиационная физика»).

### Литература

1. А. Н. Резник, Н. В. Востоков, Н. К. Вдовичева, В. И. Шашкин // ЖТФ, **90**(11), 1944 (2020).
2. А. Н. Резник, Н. В. Востоков // ЖТФ, **92**(3), 492 (2022).

# Двумерный слой $GdPb_3$ на поверхности кремния: атомные, электронные и гальваномагнитные свойства

А. А. Саранин<sup>1,\*</sup>, Д. В. Грузнев<sup>1</sup>, Л. В. Бондаренко<sup>1</sup>, А. Ю. Тупчая<sup>1</sup>, Ю. Е. Вековшинин<sup>1</sup>,  
А. В. Матецкий<sup>1</sup>, Н. В. Денисов<sup>1</sup>, А. Н. Михалюк<sup>1,2</sup>, С. В. Еремеев<sup>3</sup>, А. В. Зотов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток

<sup>2</sup> Дальневосточный федеральный университет, Владивосток

<sup>3</sup> Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск

\* saranin@iacp.dvo.ru

С помощью сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии, фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением, *in situ* транспортных измерений и неэмпирических расчетов исследованы атомная и электронная структура слоев двумерного сплава атомной толщины  $GdPb_3$  на поверхности Si(111) и его гальваномагнитные свойства. Полученные результаты свидетельствуют в пользу того, что этот монокристаллический слой имеет довольно сложную магнитную структуру, сочетающую антиферромагнетизм с  $T_N = 6$  К и ферромагнетизм с  $T_C = 23$  К.

Двумерные магнитные кристаллы представляют собой идеальный материал для экспериментального исследования фундаментальных магнитных свойств при пониженной размерности. Тем не менее долгое время считалось, что ферромагнетизм не возможен в двумерных (2D) системах, что обусловлено наличием тепловых флуктуаций. Однако недавнее открытие двумерных магнитных кристаллов показало, что магнитная анизотропия может стабилизировать дальний магнитный порядок [1, 2]. Это позволило открыть целый ряд новых 2D магнитных материалов и направлений их исследований.

Двумерный одноатомный слой  $GdPb_3/Si(111)$  получали напылением 0.33 монослоя (МС) Gd на предварительно подготовленную поверхность Pb/Si(111). Полученный слой имеет периодичность  $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$  и имеет суммарное покрытие 1.33 МС. Анализ, выполненный с помощью СТМ, ФЭСУР и расчетов, показал, что атомы Gd занимают атомные позиции T4 поверхности Si(111) и расположены в пустотах решетки кагоме, которую образуют атомы Pb, занимающие позиции вблизи положения T1. Результаты зонных расчетов для данной модели находятся в очень хорошем соответствии со спектрами ФЭСУР. Точно такую же атомную структуру и сходные электронные свойства имеет двумерный одноатомный слой  $CePb_3/Si(111)$ , в котором были предсказаны слабые ферромагнитные свойства [3]. Так как атомы Gd имеют гораздо большую величину магнитного момента по сравнению с Ce основное внимание было уделено экспериментальному исследованию магнитных свойств слоев  $GdPb_3/Si(111)$ .

Транспортные и гальваномагнитные свойства  $GdPb_3/Si(111)$  исследовали *in situ* в диапазоне температур от 2 до 30 К в магнитных полях величиной до 8 Т, приложенных перпендикулярно поверхности. Слоевое сопротивление слоев составляло от 5 до 12 кОм/кв., что соответствует критической области перехода металл — изолятор.

Кривые зависимости сопротивления от температуры имеют типичную для критической области температурную зависимость ( $T^{-p}$ ) и имеют характерный максимум в районе 6 К, что свидетельствует о наличии антиферромагнетизма. Положительное магнетосопротивление переходит в отрицательное при понижении температуры ниже 8 К. Более того, кривые магнетосопротивления имеют гистерезис, который наблюдается при смене знака изменения магнитного поля и характерен для ферромагнетиков. Гистерезис исчезает при температурах выше 23 К.

Таким образом показано, что 2D монокристаллический слой  $GdPb_3/Si(111)$  имеет довольно сложную магнитную структуру, сочетающую антиферромагнетизм с  $T_N = 6$  К и ферромагнетизм с  $T_C = 23$  К. В докладе будет предложена для обсуждения его возможная магнитная структура.

Работа поддержана грантом РФФ № 19-12-00101.

## Литература

1. C. Gong et al. // Nature, 546, 265–269 (2017).
2. B. Huang et al. // Nature, 546, 270–273 (2017).
3. A. N. Mihalyuk et al. // Nanoscale, 111 14732–40 (2022).

# Effect of temperature on the tunneling electron transfer through Co nanoparticles in HfO<sub>2</sub> films as an effect of dissipative tunneling

M. B. Semenov<sup>1,\*</sup>, V. D. Krevchik<sup>1</sup>, D. O. Filatov<sup>2</sup>, D. A. Antonov<sup>2</sup>, A. P. Shkurinov<sup>3</sup>, I. A. Ozheredov<sup>3</sup>, P. V. Krevchik<sup>1</sup>, Yu-Hua Wang<sup>4</sup>, Tian-Rong Li<sup>4</sup>, A. V. Razumov<sup>1</sup>, A. V. Shorokhov<sup>1</sup>, I. M. Moyko<sup>1</sup>, I. S. Antonov<sup>1</sup>, I. M. Semenov<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Penza State University, Krasnaya str., 40, Penza, 440026, Russia

<sup>2</sup> Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, Gagarin Ave., 23, Nizhny Novgorod, 603950, Russia

<sup>3</sup> Institute on Laser and Information Technologies of the Russian Academy of Sciences (ILIT RAS), Svyatoozerskaya str., 1, Shatura, Moscow region, 140700, Russia

<sup>4</sup> School of Materials and Energy, Lanzhou University, South Tianshui Road, 222, Gansu, 730000, P.R. China

\*Misha29.02.2@gmail.com

The effect of temperature on the processes of dissipative electron tunneling through individual Co nanoparticles (NPs) in a 10 nm thick HfO<sub>2</sub> film on a conductive substrate with a Co sublayer has been studied experimentally by atomic force microscopy (AFM) with a conducting probe. The qualitative agreement between the experimental and theoretical temperature dependences obtained indicates the features of the I–V curves measured experimentally to be associated with the effect of macroscopic quantum tunneling with dissipation.

## Introduction

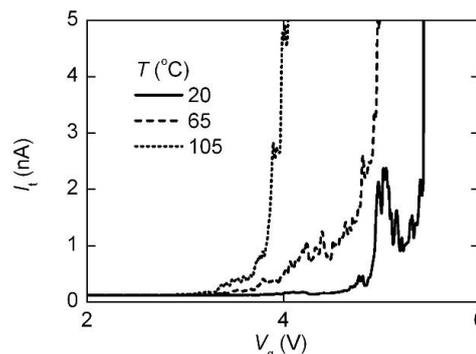
In recent years, the predictions of the theory of quantum tunneling with dissipation [1] have found some experimental confirmations in the investigations of the effects of macroscopic dissipative tunneling in the 1D and 2D systems with metallic and semiconductor nanoparticles using Conducting Atomic Force Microscopy (CAFM) [2]. However, to prove the possibility to observe the macroscopic dissipative tunneling effects experimentally, the investigations of the tunnel phenomena in the nanoscale systems at various temperatures could be helpful. In the present work, we report on the experimental study of the electron tunneling through the Co nanoparticles (NPs) in thin HfO<sub>2</sub> films on Co sublayers using CAFM. We present a qualitative comparison of the experimental temperature dependence of the amplitude of a single peak in the tunnel current-voltage (I–V) curves of the CAFM probe contact to the Co NP inside the HfO<sub>2</sub> film  $\Delta I$  with the theoretical temperature dependence of the amplitude of a single peak  $\Delta I$  in the field dependence of the probability of 1D - dissipative tunneling for a model double-well oscillatory potential in an external electric field, when the initially asymmetric double-well potential becomes symmetrical one. It has been shown theoretically and confirmed experimentally that the amplitude of this single peak increases with decreasing temperature weakly nonlinearly. The qualitative agreement between the experimental and theoretical results obtained allows concluding the experimental observation of the temperature effect on the macroscopic quantum tunneling with dissipation the possibility of which was predicted by Prof. A.J. Leggett [1] to be proven.

## Experiment

The effect of temperature on the dissipative electron tunneling through individual Co NPs in the HfO<sub>2</sub> film (10 nm in thickness) on a conductive substrate with a Co sublayer was studied using NT-MDT® Solver Pro™ AFM equipped with a heated sample holder and a temperature controller. The Si AFM probes with conducting diamond-like coatings were used. The Co NPs were formed inside

the HfO<sub>2</sub> film by local anodic oxidation of the Co sublayer by the CAFM probe.

Next, the Co ions injected into the HfO<sub>2</sub> film drift towards the film surface and undergo reduction at the CAFM probe tip that, in turn, results in the growth of the Co NP near the contact between the AFM probe and the HfO<sub>2</sub> film surface [3]. The growth of the Co NP was monitored by repeated measuring the I–V curves of the AFM tip to sample contact. Once the I–V curves became linear (indicating the Co conducting bridge, CB between the AFM tip and the Co sublayer is established), a positive pulse was applied to the AFM tip to destroy the CB at its contact to the Co sublayer (via oxidation) and thus to form a tunnel junction between the Co NP and the Co sublayer. In the experiment, the tunnel I–V curves of the AFM tip contacts to the individual Co NPs inside the HfO<sub>2</sub> film (see fig. 1) were measured when a ramp voltage was applied between the AFM probe and the Co sublayer at different temperatures in the range of 20–105 °C. The amplitudes of the ramp voltage sweep were limited to 4–6 V (subject to the measurement temperature) in order not to damage the Co NP.

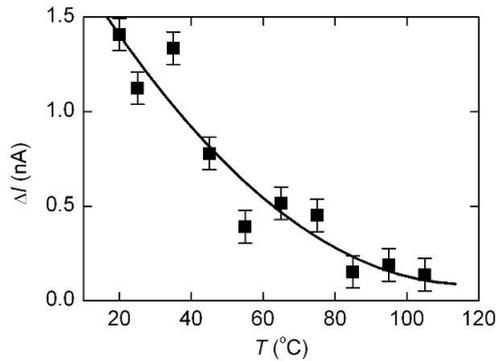


**Fig. 1.** The tunnel I–V curves of the CAFM probe contact to the individual Co NPs inside the HfO<sub>2</sub> film measured at different temperatures

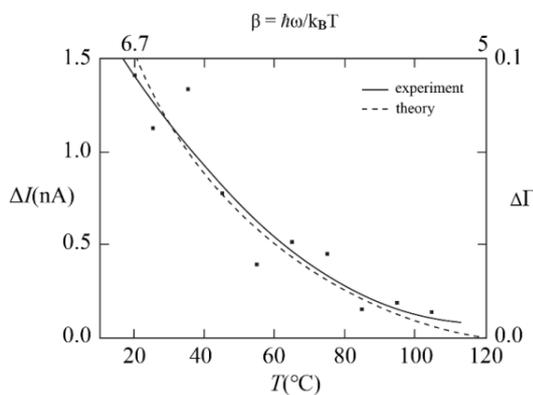
## Comparison of the theory and experiment

The results of the experiment were interpreted on the basis of the theory of 1D - dissipative tunneling for a

model double-well oscillatory potential in an external electric field [1]. The kinks in the  $I$ - $V$  curves were observed when the positive voltage is applied to the AFM probe. These kinks were accompanied by the oscillations of the current  $I$  flowing through the AFM probe.



**Fig. 2.** Temperature dependence of the maximum amplitude of the oscillations in the  $I$ - $V$  curves of the CAFM probe contacts to individual Co NPs inside the  $\text{HfO}_2$  film  $\Delta I$  falls slightly non-linearly with increasing temperature



**Fig. 3.** Comparison of the theory and experiment

According to the theory [1], these oscillations correspond to the situation when the initially asymmetric double-well potential becomes a symmetric one. The amplitudes of these oscillations  $\Delta I$  decrease slightly non-linearly with increasing temperature (see fig. 2).

Fig. 3 shows the calculated temperature dependence of the maximum amplitude of the oscillations in the field dependence of the probability of 1D dissipative tunneling  $\Delta\Gamma$  [1]. The qualitative agreement between the experimental and theoretical temperature dependences indicates the features of the  $I$ - $V$  curves experimentally observed are associated with the macroscopic effect of quantum tunneling with dissipation.

### Acknowledgments

*The authors are grateful to Prof. A.J. Leggett for helpful discussions of the results of this work.*

### Financing

*The work was supported by the Ministry of Science and Higher Education RF (0748-2020-0012).*

### References

1. Controlled dissipative tunneling. Tunnel transport in low-dimensional systems. Ed. A. J. Leggett. Fizmatlit, Moscow, 2011–2012, 496 p.
2. V. D. Krevchik, M. B. Semenov, D. O. Filatov, A. P. Shkurinov, I. A. Ozheredov, D. A. Antonov *et. al.* Optics and tunnel properties of quantum dots. Penza State University publishing, Penza: 2022, 380 p.
3. D. A. Antonov *et. al.* // Technical Physics Letters. 2021. **47** (11), 30.

# Исследование эмиссии фотонов при неупругом туннелировании электронов через золотые нанополоски, сформированные фемтосекундным лазерным излучением

Н. А. Соломонов<sup>1,2,\*</sup>, Д. В. Лебедев<sup>1,3,4,\*\*</sup>, В. А. Школдин<sup>1</sup>, Д. В. Пермяков<sup>5</sup>,  
А. М. Можаров<sup>1,4</sup>, Л. Н. Дворецкая<sup>1</sup>, А. В. Архипов<sup>2</sup>, Д. Павлов<sup>6,7</sup>, А. А. Кучмижак<sup>6,7</sup>,  
И. С. Мухин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> СПбАУ РАН им. Ж. И. Алфёрова, ул. Хлопина, д. 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021

<sup>2</sup> СПбПУ, ул. Политехническая, д. 29, Санкт-Петербург, 195251

<sup>3</sup> ИАП РАН, Рижский пр., 26, Санкт-Петербург, 190103

<sup>4</sup> СПбГУ, Университетская наб., д. 7/9, Санкт-Петербург, 199034

<sup>5</sup> ИТМО, Кронверкский пр., д. 49, Санкт-Петербург, 197101

<sup>6</sup> ДВФУ, о. Русский, п. Аякс, 10, Владивосток, 690922

<sup>7</sup> ИАПУ ДВО РАН, ул. Радио, д. 5, Владивосток, 690041

\* solomonov.nik@gmail.com, \*\* denis.v.lebedev@gmail.com

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию эмиссии фотонов при неупругом туннелировании электронов через матрицу полусферических золотых нанополосок ( $d = 500$  нм,  $h = 300$  нм), изготовленную фемтосекундной лазерной печатью (ФЛП). С помощью метода регистрации люминесценции, индуцированной сканирующим туннельным микроскопом (СТМ-Л), были записаны двумерные карты пространственного распределения локальной плотности оптических состояний (ЛПОС) нанополосок в условиях сверхвысокого вакуума, а также проанализирован ряд вольт-амперных характеристик туннельного зазора. Показано, что введение нанополосок в туннельный переход увеличивает ЛПОС и приводит к появлению дополнительных оптических резонансов на длине волны в 520 нм (2.3–2.5 эВ).

## Введение

Развитие нанотехнологий и улучшение качества материалов возобновили интерес к источникам излучения, основанным на люминесценции при неупругом туннелировании электронов (ЛНТЭ). Поскольку такие источники являются наноразмерными, поддерживают электрическую модуляцию с временным откликом в единицы фемтосекунд в видимом/ближнем ИК-диапазоне, они являются многообещающими источниками излучения, совместимыми с интегральными полупроводниковыми технологиями. Однако простые ЛНТЭ источники обладают чрезвычайно низкой квантовой эффективностью из-за малой ЛПОС и преобладающего процесса упругого туннелирования электронов. Одним из возможных способов повышения ЛПОС являются модификации туннельного контакта плазмонными нанополосками [1].

В данной работе исследуются свойства ЛНТЭ-матрицы плазмонных нанополосок полусферической формы с периодом 1,5 мкм, изготовленной хорошо масштабируемой технологией прямой одноимпульсной фемтосекундной лазерной абляции с высокой частотой повторения [2].

## Методы исследования

Образец — золотая пленка 50 нм, осажденная на оптически гладкую стеклянную подложку электронно-лучевым испарением без дополнительных адгезионных слоев. ФЛП проводилась одиночными 200-фс лазерными импульсами (532 нм), сфокусированными на поверхности образца с фокальным пятном  $\sim 0.34$  мкм. Образец устанавливался на платформу микропозиционирования, обеспечивающую растровую развертку с минимальным шагом 50 нм. Морфология нанополосок изучена с помощью сканирующей электронной микроскопии (Zeiss Supra 25) и СТМ (Omicron UHV VT AFM/STM) (рис. 1, а, б).

Перед исследованиями произведен отжиг образца и высоковакуумной камеры, рабочее давление в камере после отжига не превышало  $10^{-10}$  мбар. Запись СТМ-Л-карт [3] проводилась при туннельном сканировании Pt/Ir зондом (DPT10) с током не более 1 нА и напряжением смещения в 2,5 В с синхронной записью оптического сигнала с помощью счетчика фотонов с спектральным диапазоном 400–900 нм во внешней оптической схеме. Нормированная на ток СТМ-Л карта массива нанополосок приведена на рис. 1, в.

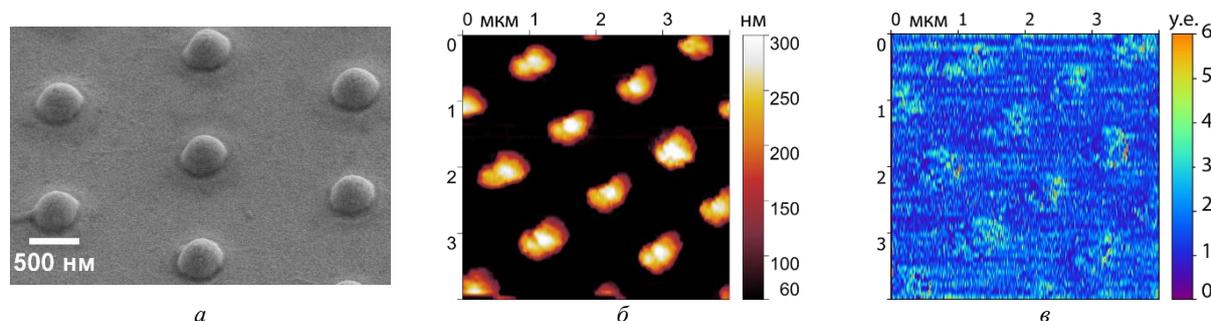


Рис. 1. Исследование матрицы полусферических нанополосок: а — СЭМ-снимок, б — СТМ-топография, в — СТМ-Л-карта люминесценции, нормированная на ток

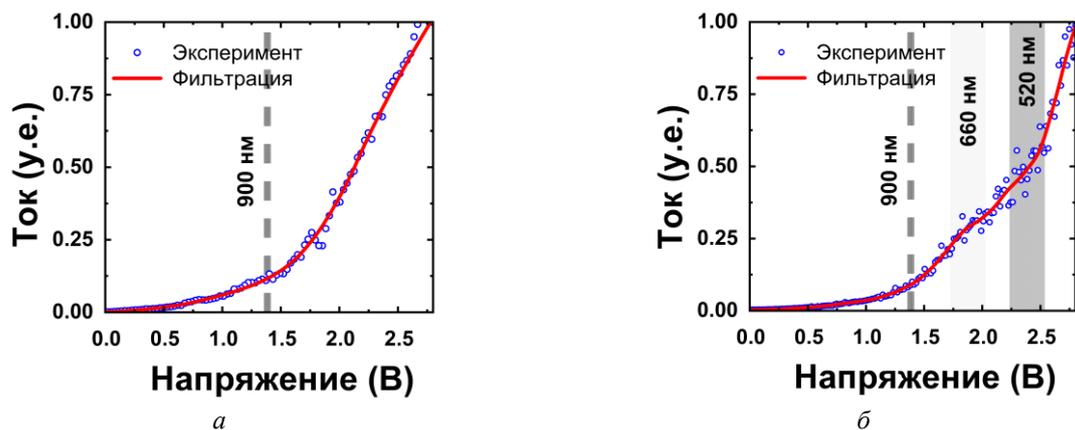


Рис. 2. Туннельные ВАХ: *a* — на золотой пленке в отдалении от матрицы (>100 мкм), *б* — на наноматрице

Скорость сканирования при сборе СТМ-Л синхронизирована со временем интегрирования счетчика фотонов.

Для исследования неупругих процессов туннелирования получены несколько серий вольт-амперных характеристик (ВАХ) через туннельный зазор над золотой пленкой в отдаленной области (не менее 100 мкм от матрицы) (рис. 2, *a*) и над наноматрицей (рис. 2, *б*). Каждая серия включала в себя не менее 80 кривых, математическая постобработка заключалась в усреднении по ряду и применении фильтра Савицкого — Голея.

### Результаты и обсуждение

На СТМ-топографии (см. рис. 1, *б*) заметно, что форма наноматрицы сильно отличается от полусферической по сравнению с СЭМ-изображением (см. рис. 1, *a*), данный эффект связан с грубой формой заводских Pt/Ir СТМ-зондов (DPT10, Bruker), предназначенных для сканирования с атомарным разрешением и заметно искажающих регистрируемую топографию высоких структур при помощи эффекта геометрической свертки. Несмотря на указанные искажения на СТМ-Л-карте, нормированной на ток (см. рис. 1, *в*), хорошо видно, что в области наноматрицы наблюдается усиление люминесценции, что хорошо коррелирует с увеличением ЛПОС в результате введения оптических наноматриц.

Согласно измерениям ВАХ в области золотых наноматриц (см. рис. 2, *б*) при напряжениях смещения

в 1,87 В и 2,38 В наблюдаются перегибы, которые соответствуют дополнительным резонансам на 520 и 660 нм соответственно, при этом такие особенности отсутствуют на характеристиках плоского золота в отдаленной от матрицы области (см. рис. 2, *a*).

Факт увеличения эффективности ЛНТЭ-источников путем введения в область туннельного контакта золотых наноматриц, изготовленных простой ФЛП-технологией, открывает принципиальную возможность использования таких наноматриц при изготовлении наноразмерных электрически управляемых источников излучения оптического диапазона, необходимых в интегральных оптоэлектронных чипах следующего поколения.

### Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект РНФ № 21-79-10346).

### Литература

1. D. V. Lebedev et al. // J. Phys. Chem. Lett. V. 10, No. 1-C. P. 501–507 (2021).
2. A. Kuchmizhak et al. // Nanoscale. V. 8, No. 24. P. 12352–12361 (2016).
3. D. V. Lebedev et al. // Physica status solidi (RRL)–Rapid Research Letters. V. 14, No. 3. P. 1900607 (2020).

# АСМ и рентгеновское исследование влияния термоллиза и гидролиза на структурно-морфологические характеристики сополи(уретан-имидов), перспективных в качестве мембран для нано- и ультрафильтрации

Т. Е. Суханова<sup>1,\*</sup>, А. Л. Диденко<sup>2</sup>, И. А. Кобычно<sup>3</sup>, И. Л. Борисов<sup>2</sup>, А. С. Нестерова<sup>2</sup>, В. В. Кудрявцев<sup>2</sup>, Т. С. Анохина<sup>2</sup>, Н. В. Лебедев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Научно-исследовательский институт синтетического каучука им. С. В. Лебедева, ул. Гапсальская, 1, Санкт-Петербург, 198035

<sup>2</sup> Институт нефтехимического синтеза им. А. В. Топчиева РАН, Ленинский пр., 29, Москва, 119991

<sup>3</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Политехническая ул., 29, Санкт-Петербург, 195251

\* tat\_sukhanova@bk.ru

Методами АСМ и РСА изучены морфология поверхности и надмолекулярная структура пленок сополи(уретан-имидов) (соПУИ) в исходном состоянии и в процессе термоллиза (высокотемпературного нагрева), а также последовательного гидролиза в агрессивных химических средах. Показано, что термоллиз на воздухе и гидролиз в кислых средах на разных стадиях химических превращений приводит к селективной деструкции алифатических (уретановых) блоков и их последующему удалению из приповерхностных слоев соПУИ-пленок. Это приводит к формированию пористой структуры в синтезированных образцах, причем размеры пор можно варьировать в зависимости от условий термоллиза и гидролиза, что открывает широкие возможности управления структурой полимера при оптимизации эксплуатационных характеристик нано- и ультрафильтрационных мембран на его основе.

## Введение

В последние годы ведутся работы в области синтеза и исследования свойств мультиблочных сегментных термопластичных эластомеров (сегментированных полиуретанов, сополиэфиров, полиолефиновых эластомеров и т. п.), содержащих жесткие и гибкие блоки в основных цепях. Показано, что меняя химическую структуру, длину жестких и гибких блоков и их соотношение в цепях, можно изменять надмолекулярную структуру, морфологию, механические и многие другие свойства этих полимеров. Нами синтезирован и исследован широкий ряд сегментных сополимеров, содержащих жесткие имидные блоки и гибкие блоки алифатических эфиров — сополи(уретан-имид)ов (соПУИ) [1–3]. Такие материалы перспективны для применения в авиационной технике, судостроении, автомобилестроении, микроэлектронике и мембранных технологиях, в том числе в качестве перапорационных мембран для разделения смесей алифатических и ароматических углеводородов в нефтехимии. Несомненный интерес представляет использование этих сополимеров также в процессах нано- и ультрафильтрации [3].

Синтез соПУИ осуществляли согласно методике, изложенной в [3] и подвергали термоллизу до 400 °С. Пленки соПУИ после прогрева при 170 °С или 300 °С в течение одних суток, помещали в агрессивные среды разного состава: I — смесь соляной и уксусной кислот в соотношении 10:90, II — смесь соляной и уксусной кислот в соотношении 90:10, III — смесь  $\text{CF}_3\text{COOH} + \text{H}_2\text{O}$  в соотношении 50:50. АСМ-исследования проводили на приборе FlexAFM (Nanosurf AG, Швейцария) в динамическом режиме с использованием кантилевера Tap150Al-G (Budget Sensor, Болгария), резонансная частота 150 кГц, силовая константа 5 Н/м. РСА-исследования проводили на дифрактометре Rigaku (Япония) с вращающимся анодом Rotaflex RU-200 при 50 кВ – 100 мА, снабженном

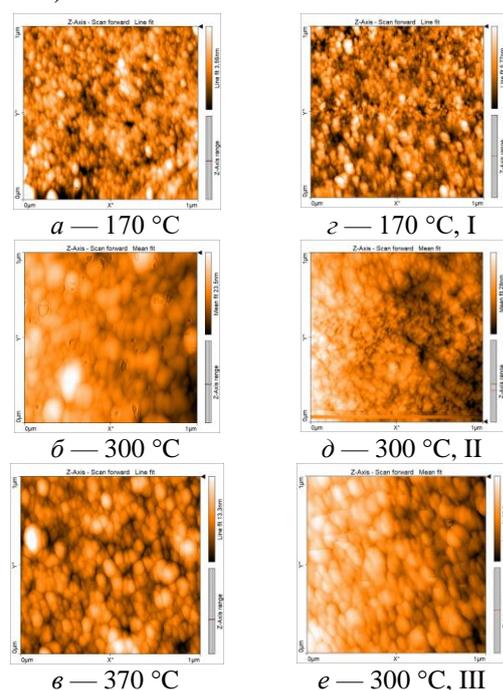
горизонтальным широкоугловым гониометром и вторичным графитовым монохроматором ( $\lambda = 1.542 \text{ \AA}$ ).

## Результаты и обсуждение

В настоящей работе приведены результаты исследования синтезированных соПУИ-пленок в исходном состоянии, в процессе термоллиза (высокотемпературного нагрева) и последующего гидролиза в агрессивных средах методами АСМ и РСА. Установлены корреляции между химической структурой, параметрами синтеза, условиями термоллиза и составом гидролизующей смеси с размерными характеристиками надмолекулярной структуры, пористостью и мембранными свойствами синтезированных образцов. В качестве примера на рис. 1 (а–в) приведены АСМ-изображения топографии поверхности пленки соПУИ, прогретой до 170 °С (а), 300 °С (б) и 370 °С (в), а также после гидролиза в кислых средах разного состава (г–е).

Гидролиз пленок, прогретых при 170 °С, в смеси I (рис. 1, г), приводит к формированию развитого рельефа, образованного нанодоменами, различающимися по размерам, со среднеарифметической и среднеквадратичной шероховатостями  $R_a = 9.7 \text{ нм}$  и  $R_q = 11.35 \text{ нм}$ , соответственно. Домены имеют четкие границы, между ними наблюдаются значительные промежутки и множество пор и каналов (открытая пористая структура), что приводит к существенному увеличению свободного объема в приповерхностных слоях образца и обеспечивает хорошие фильтрационные свойства мембран на его основе [2]. Наиболее плотной и мелкодоменной выглядит поверхность того же соПУИ после термоллиза при 300 °С (рис. 1, б) и последующего гидролиза в смеси II (рис. 1, д,  $R_a = 20.56 \text{ нм}$ ,  $R_q = 23.01 \text{ нм}$ ). Такая мембрана оказалась непроницаемой в процессе фильтрации. Образец, подвергнутый термоллизу при 300 °С и затем гидролизованный в смеси III (рис. 1, е), отличается от преды-

дущих образцов самыми большими размерами доменов и пор, самыми малыми значениями параметров шероховатости поверхности ( $R_a = 4.39$  нм,  $R_q = 5.18$  нм).



**Рис. 1.** АСМ-изображения свободной поверхности пленок соПУИ на разных стадиях термолиза (а–в) и последующего гидролиза в кислых средах I (с), II (д) и III (е) [2]

Образцы соПУИ, прогретые до 170 °С, имеют аморфную структуру, на дифрактограммах наблюдается только аморфное гало при  $2\theta \approx 20^\circ$ . Термолиз пленки до 300–350 °С приводит к появлению дополнительных рефлексов при  $2\theta \sim 15, 24, 27.5$  и  $36^\circ$ , которые образуют «плечи» на фоне основного аморфного гало, что свидетельствует о появлении кристаллической структуры в образцах. Сравнение угловых положений этих рефлексов при  $2\theta \sim 15, 24, 27.5, 36^\circ$

с рефлексами от термически имидзованного порошка ПМ-ДАДФЭ показывает, что в процессе термолиза выше 300–350 °С происходит формирование и рост кристаллитов ароматической фазы полиимида ПМ-ДАДФЭ. Рефлексов от кристаллитов алифатической фазы ПКЛ не обнаружено. Последующий гидролиз предварительно термолизированных при 300 °С пленок соПУИ в средах II и III (рис. 1, д, е) также приводит к упорядочению надмолекулярной структуры.

## Заключение

Проведенные АСМ- и РСА-исследования соПУИ-пленок на разных стадиях химических превращений показывают протекание селективной деструкции алифатических (уретановых) блоков и их последующее удаление из приповерхностных слоев пленок в процессе термолиза на воздухе и гидролиза в кислых средах, при этом гидролиз способствует увеличению проницаемости прогретых мембран в разной степени в зависимости от состава гидролизующей смеси и температуры предварительной термообработки, что хорошо согласуется с результатами, полученными нами в предыдущих работах [2, 3].

*Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 22-19-00831).*

## Литература

1. Т. Е. Sukhanova, Т. А. Kuznetsova, V. A. Lapitskaya, *et al.* // In a Book: «Atomic-Force Microscopy and Its Applications». Eds. T. Tański, M. Staszuk, B. Ziębowicz. London: IntechOpen, 69–89 (2019).
2. Т. Е. Sukhanova, A. L. Didenko, I. L. Borisov *et al.* // Membranes, 12, 1235 (2022).
3. A. L. Didenko, A. G. Ivanov, V. E. Smirnova *et al.* // Polymers, 14, 4130 (2022).

# Исследование суперпротонных кристаллов кислых солей сульфата калия-аммония методами атомно-силовой микроскопии

А. Л. Толстихина\*, Р. В. Гайнутдинов, Е. В. Селезнева, И. П. Макарова

Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Ленинский пр., 59, Москва, 119333

\*alla@crys.ras.ru

Методом проводящей атомно-силовой микроскопии (АСМ) измерены локальные вольт-амперные характеристики тригональных суперпротонных фаз  $(K_{1-x}(NH_4)_x)_3H(SO_4)_2$  ( $x \geq 0.57$ ) в зависимости от ориентации оси  $c$  и установлена анизотропия проводимости. Показано, что проводимость соединений переменного состава зависит от  $x$ . Прослежены и оценены временные изменения в морфологии, потенциале и производных емкости поверхности (001)  $(K_{0.43}(NH_4)_{0.57})_3H(SO_4)_2$  при выдержке образцов в воздушной среде в условиях постоянства влажности и температуры.

## Введение

Растущие темпы энергопотребления стимулируют интерес к материалам для энергоэффективных технологий. Основным компонентом топливных элементов является протонообменная мембрана, которая должна иметь высокую проводимость при умеренных температурах. Такому требованию удовлетворяют новые кристаллы твердых растворов  $(K_{1-x}(NH_4)_x)_3H(SO_4)_2$ , выращенные в Институте кристаллографии. Изучение поверхностных явлений и их роли в деградации электрических параметров суперпротоников важно для практических приложений. В исследовании для этой цели были полностью использованы возможности методов АСМ.

## Результаты и обсуждение

Методом проводящей АСМ исследованы новые монокристаллы  $(K_{1-x}(NH_4)_x)_3H(SO_4)_2$ , выращенные в многокомпонентной водно-солевой системе  $K_2SO_4-(NH_4)_2SO_4-H_2SO_4-H_2O$ . Для изучения зависимости электропроводности от состава  $x$  и ориентации образцов были измерены локальные ВАХ перпендикулярно (а) и вдоль (б) оси  $c$  при 296 К. Измерения были выполнены на образцах со свежими сколами. На рис. 1 представлены графики зависимостей  $I(U)$  контакта зонд — образец для составов  $(K_{0.19}(NH_4)_{0.81})_3H(SO_4)_2$  и  $(K_{0.43}(NH_4)_{0.57})_3H(SO_4)_2$ , полученные при статичном положении зонда при подаче напряжения смещения от  $-4$  до  $+4$  В. Для повышения достоверности информации ВАХ усредняли по 25 кривым. При измерении тока вдоль оси  $c$  (поперек двойных сульфатных слоев, рис. 2) электрические характеристики образцов с разным составом аналогичны: несимметричные ВАХ как у полупроводникового диода с очень маленькой проводимостью (при  $U = 3$  В ток утечки  $I \sim 0.15-0.20$  нА) (рис. 1, а). Небольшое отличие между ними проявляется в интервале приложенных напряжений смещения от 0 до +4 В, а именно, для состава  $x = 0.81$  характер зависимости  $I(U)$  ближе к омическому типу, тогда как для  $x = 0.57$  — к экспоненциальному.

В целом механизм электропроводности образцов твердых растворов  $(K_{1-x}(NH_4)_x)_3H(SO_4)_2$  можно определить как структурно-чувствительный. При комнатной температуре локальная проводимость образцов в направлении вдоль оси  $c$  одинаково невысокая, а в

направлении, перпендикулярном  $c$ , увеличивается почти в два раза для  $x = 0.57$  и на порядок величины для  $x = 0.81$ . Анизотропия статической проводимости отражает слоистую структуру кристалла, что наглядно показано на рис. 2.

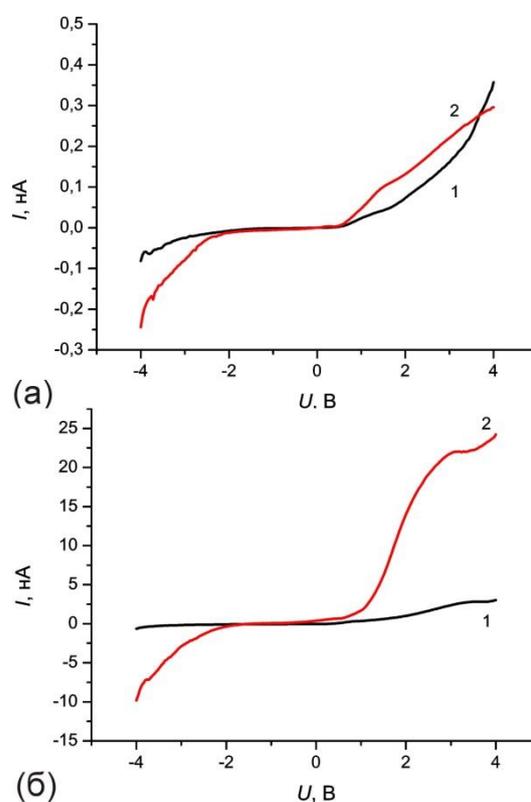
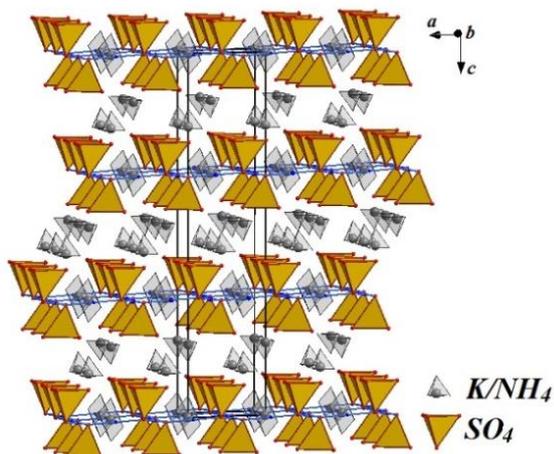
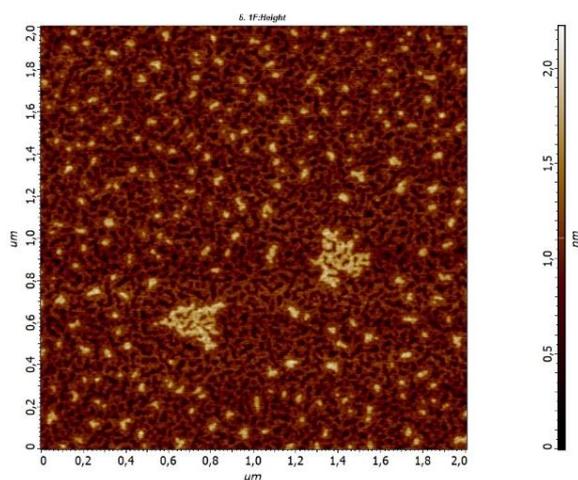


Рис. 1. ВАХ образцов  $(K_{0.43}(NH_4)_{0.57})_3H(SO_4)_2$  (1) и  $(K_{0.19}(NH_4)_{0.81})_3H(SO_4)_2$  (2), зарегистрированные при 296 К вдоль (а) и перпендикулярно (б) тригональной оси  $c$

Атомную структуру, включающую атомы Н, определяли при комнатной температуре с помощью рентгеноструктурного анализа. Кристаллы  $(K_{1-x}(NH_4)_x)_3H(SO_4)_2$  ( $x \geq 0.57$ ) имеют тригональную симметрию и разупорядоченные сетки водородных связей в условиях окружающей среды, как у высокотемпературной суперпротонной фазы  $(NH_4)_3H(SO_4)_2$ . Разница в измеряемой величине локальной проводимости в плоскости (001) для тригональных фаз разного состава указывает на разную роль катионных позиций при переносе заряда.



**Рис. 2.** Атомная структура тригональной фазы  $(K_{0.43}(NH_4)_{0.57})_3H(SO_4)_2$



**Рис. 3.** АСМ-изображение участка поверхности (001) кристалла  $(K_{0.43}(NH_4)_{0.57})_3H(SO_4)_2$ , полученной свежим сколом

Для суперпротонных кристаллов плоскость (001) рассматривается как основная с точки зрения транспорта протонов. Характерный ступенчатый

нанорельеф поверхности свежего скола  $K_{0.43}(NH_4)_{0.57})_3H(SO_4)_2$  в виде ямок и отдельных выступов с устойчивыми параметрами по высоте (глубине)  $\sim 0.7$  нм, соответствующими величине  $1/3$   $c$  в элементарной ячейке, показан на рис. 3.

В конкретном случае прослеживается корреляция данных АСМ с параметрами слоистой структуры кристалла (см. рис. 2). Величина локальной поверхностной контактной разности потенциалов составила  $U_{CPD} = -114$  мВ. Судя по данным измерений электрических характеристик – распределения локального потенциала и емкости, поверхность свежего скола отрицательно заряжена и энергетически однородна.

В воздушной среде со временем начинают происходить изменения морфологии и зарядового состояния поверхности образцов (скорее всего, в результате реакции ионов активных центров с адсорбированной  $H_2O$ ). При выдержке образцов (430 ч) в атмосферных условиях (296 К, 35 %) рельеф изменяется коренным образом: появляется модифицированный слой с порами с размерами отверстий в сотни нанометров, и вместе с этим значительно увеличивается величина потенциала  $U_{CPD} = +84$  мВ. Выявлена прямая корреляция между изменением структуры и состава модифицированного слоя и изменением знака и величины поверхностного электростатического потенциала.

### Заключение

Для анализа поверхности суперпротонных кристаллов  $(K_{1-x}(NH_4)_x)_3H(SO_4)_2$  применен комплекс контактных и бесконтактных методов электрической АСМ. Впервые обнаружена анизотропия локальной проводимости кристаллов при комнатной температуре. Показано, что существует корреляция объемной и локальной проводимости для кристаллических образцов одинакового состава и ориентации.

Методы сканирующей микроскопии Кельвина и емкостной силовой микроскопии дают дополнительную информацию об изменениях поверхности, связанных с локальным накоплением заряда и химическими реакциями в суперпротонных кристаллах.

# Поверхностные реконструкции в системе PbCu/Si(100): 4×2 и c(4×8)

А. Ю. Тупчая<sup>1,\*</sup>, Т. В. Утас<sup>1</sup>, В. Г. Котляр<sup>1</sup>, Л. В. Бондаренко<sup>1,2</sup>, Ю. Е. Вековшинин<sup>1,2</sup>, Д. В. Грузнев<sup>1</sup>, А. Н. Михалюк<sup>1,2</sup>, А. В. Зотов<sup>1</sup>, А. А. Саранин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт автоматики и процессов управления РАН, ул. Радио, 5, Владивосток, 690041

<sup>2</sup> Дальневосточный федеральный университет, п. Аякс, 10, о. Русский, Владивосток, 690922

\*tupchaya@iacp.dvo.ru

В настоящей работе представлены результаты исследований поверхностных реконструкций, образованных в системе PbCu на поверхности Si(100). В данной системе были обнаружены две реконструкции с периодами решеток 4×2 и c(4×8). С помощью современных методов исследования поверхности, таких как сканирующая туннельная микроскопия (СТМ), дифракция медленных электронов (ДМЭ) и ультрафиолетовая фотоэлектронная спектроскопия с угловым разрешением (УФЭСУР), были получены экспериментальные данные для каждой из этих реконструкций.

## Введение

Реконструкции металл/кремний (т. е. упорядоченные сверхтонкие металлические пленки монослойной и субмонослойной толщины, выращенные на подложках из монокристаллического кремния) представляют большой интерес для исследователей из-за обилия интригующих структурных и электронных свойств. Система Pb/Si представляет собой яркий пример благодаря уникальным явлениям, например, таким как необычное расположение атомов («фаза дьявольской лестницы») [1], сверхпроводящие свойства в одном атомном слое [2], сильная невихревая спиновая текстура с большим расщеплением по энергии [3] и т. д. Стоит, однако, отметить, что все эти примеры относятся исключительно к слоям свинца, выращенным на подложке Si(111). При этом до недавнего времени система Pb/Si(100) была изучена гораздо меньше. Благодаря всесторонним исследованиям системы Pb/Si(100) было обнаружено, что в ней также образуются несколько поверхностных реконструкций [4], среди которых были реконструкции, обладающие интригующими свойствами, такими как квазиодномерная металлическая фаза с чрезвычайно большим спиновым расщеплением металлической зоны поверхностного состояния — Pb/Si(100)2×1 — и сверхпроводящие свойства с критической температурой 1,03 К — Pb/Si(100)c(4×4) [5]. Таким образом, интерес и перспективность дальнейших исследований систем Pb/Si(100), а также возможности модификации данной системы различными атомами адсорбатов для улучшения свойств реконструкций, представленных в системе Pb/Si(100), являются основой данной работы.

## Si(100)4×2-PbCu

Поверхностная реконструкция Si(100)4×2-PbCu образуется путем осаждения атомов меди на исходную поверхностную реконструкцию Si(100)2×1-Pb с последующим прогревом при температуре ~200 °С. На основе экспериментальных данных покрытие меди в этой системе определено как ~0,5 МС, а покрытие свинца известно из литературных данных и составляет 0,5 МС [4]. Изображение этой реконструкции, полученное с помощью

сканирующего туннельного микроскопа (СТМ), представлено на рис. 1.

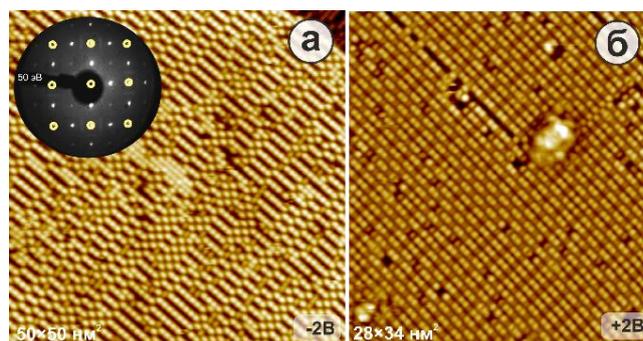


Рис. 1. Изображения поверхностной реконструкции Si(100)4×2-PbCu: а — 50×50 нм СТМ-изображение поверхности (-2 В) и ДМЭ-изображение поверхности (50 эВ); б — 30×35 нм СТМ-изображение (+2 В)

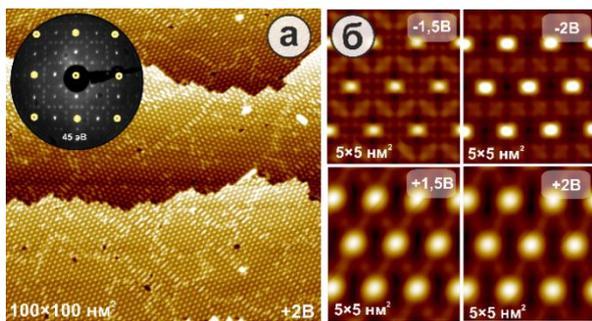
Для данной структуры характерной особенностью является то, что в одном из направлений она довольно хорошо упорядочена, а в другом направлении период сбивается. Это заметно на изображении дифракции медленных электронов (ДМЭ) (рис. 1, а), где хорошо видны яркие рефлексы периода 2, в то время как рефлексы периода 4 видны слабо и не имеют точечной формы. Это указывает на нерегулярность периода 4, что также прослеживается на СТМ-изображениях (см. рис. 1).

## Si(100)c(4×8)-PbCu

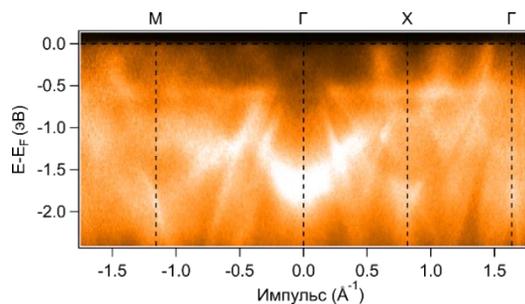
Поверхностная реконструкция Si(100)c(4×8)-PbCu образуется путем осаждения атомов меди на исходную поверхностную реконструкцию Si(100)2×1-Pb при комнатной температуре (КТ). На основе экспериментальных данных покрытие меди в этой системе составляет ~0,2 МС, а покрытие свинца составляет 1,5 МС [4].

Изображение ДМЭ, полученное от этой реконструкции, демонстрирует хорошо упорядоченную кристаллическую структуру (рис. 2, а).

Электронная структура реконструкции c(4×8)-PbCu практически полностью совпадает с электронной структурой исходной поверхности Si(100)2×1-Pb. При этом наблюдается бездисперсный уровень в районе -0,5 эВ. По-видимому, этот уровень связан с локализованными электронами кластеров Cu периодически расположенных на поверхности.



**Рис. 2.** Изображения поверхностной реконструкции Si(100)c(4×8)-PbCu: *a* — 100×100 нм СТМ-изображение поверхности (+2 В) и ДМЭ-изображение поверхности (45 эВ); *б* — 5×5 нм СТМ-изображения с высоким разрешением реконструкции Si(100)c(4×8)-PbCu



**Рис. 3.** Изображение электронной структуры поверхности реконструкции Si(100)c(4×8)-PbCu

## Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 21-72-00127, <https://rscf.ru/project/21-72-00127/>

## Литература

1. M. Hupalo, J. Schmalian, M. C. Tringides // *Phys. Rev. Lett.*, **90** (21), 216106–4 (2003).
2. H. Kim, S.Z. Lin, M.J. Graf *et al.* // *Phys. Rev. Lett.*, **117** (11), 116802–5 (2016).
3. C. Brand, S. Muff, M. Fanciulli *et al.* // *Phys. Rev. B*, **96** (3), 035432–10 (2017).
4. V. G. Kotlyar, O. A. Utas, T. V. Utas *et al.* // *Surface Science*, **695**, 121574 (2020).
5. A. V. Matetskiy, N. V. Denisov, L. V. Bondarenko *et al.* // *Surface Science*, **708**, 121822 (2021).

# Особенности роста доменов при локальном переключении поляризации в монокристаллах триглицинсульфата

А. П. Турыгин<sup>1,\*</sup>, В. А. Шихова<sup>1</sup>, М. С. Кособоков<sup>1</sup>, А. Р. Ахматханов<sup>1</sup>,  
О. Н. Сергеева<sup>2</sup>, В. Я. Шур<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Уральский федеральный университет, Екатеринбург

<sup>2</sup> Тверской государственный университет, Тверь, 170000

\* anton.turygin@urfu.ru

Экспериментально было исследовано локальное переключение в полидоменных монокристаллах дейтерированного триглицинсульфата. Показано, что форма частично переключенной области зависит от доминирующего механизма экранирования и при переключении в сухой атмосфере определяется анизотропной объемной проводимостью, а при повышенной влажности — изотропной поверхностной проводимостью через слой адсорбированной воды.

## 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]. Для изменения температуры фазового перехода и улучшения пьезоэлектрических свойств широко используется легирование ТГС [2].

Большинство предыдущих исследований локального переключения в ТГС были сосредоточены на переключении из исходного монодоменного состояния [3]. Однако переключение в кристалле ТГС с образующейся при фазовом переходе полидоменной структурой, состоящей из случайно расположенных полосовых доменов, позволяет исследовать рост доменов вне полосовых электродов при создании периодических структур. Низкие пороговые поля для движения доменных стенок в ТГС приводят к тому, что сдвиг стенки происходит на расстояниях значительно превышающих средний период исходной полидоменной структуры.

## Методика эксперимента

В работе исследовались образцы дейтерированного триглицинсульфата (ДТГС) с температурой сегнетоэлектрического фазового перехода  $T_C \approx 59$  °С. Степень дейтерирования составляла около 80%. Поверхность исследуемых образцов подготавливалась скалыванием кристаллов по плоскости спайности (010), перпендикулярной полярной оси  $b$ . Толщина исследуемых образцов составляла около 1,5 мм.

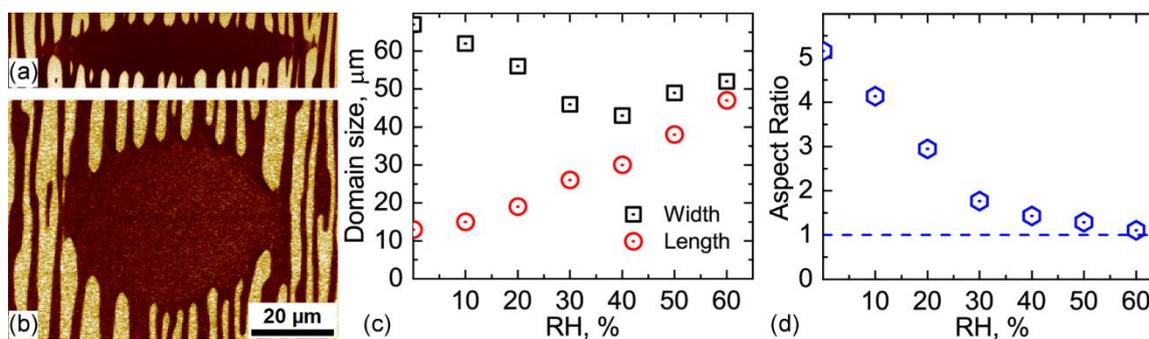
Локальное переключение поляризации и визуализация доменной структуры производились с помощью силовой микроскопии пьезоэлектрического отклика (СМПО) при помощи сканирующего зондового микроскопа Asylum MFP-3D. Для экспериментов использовались зондовые датчики NSC18 с титано-платиновым проводящим покрытием (MikroMash, Эстония) с радиусом закругления зонда  $R_{\text{зр}} = 35$  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 импуль-

сами амплитудой от 20 до 200 В и длительностью от 2 до 1000 с. Во время переключения кантилевер был ориентирован параллельно оси  $c$  кристалла. Перед исследованием локального переключения образцы выдерживались при температуре 85 °С в течение одного часа. Переключение проводилось сразу после охлаждения образца при температурах от 30 до 59 °С в атмосфере азота при контролируемой относительной влажности в диапазоне от 0 до 60%.

## Результаты и обсуждение

Исходная доменная структура, возникшая в результате отжига и охлаждения до 30 °С, состояла из полосовых доменов шириной около 2 мкм. Приложение прямоугольных переключающих импульсов приводило к формированию доменов, вытянутых в кристаллографическом направлении  $c$  (рис. 1,  $a$ ). Рост домена происходил за счет бокового движения существующих доменных стенок и последующего разрыва полосовых доменов.

Был исследован режим движения стенок, ограниченный током, обусловленный анизотропией объемного экранирования при локальном переключении поляризации в кристаллах ДТГС. Показано, что этот режим реализуется при переключении в сухой атмосфере и приводит к образованию переключенной области, сильно вытянутой в кристаллографическом направлении  $c$ , что согласуется с более высокой объемной проводимостью вдоль этого направления [4]. Формирование круглой переключенной области при повышенной влажности (рис. 1,  $b-d$ ) отнесено за счет перехода доминирующего механизма экранирования от анизотропного объемного к изотропному внешнему за счет тока через слой адсорбированной воды. Показано, что увеличение размеров частично переключенной области от длительности переключающего импульса подчиняется тем же выражениям движения доменной стенки с ограничением экранирующего тока, которые были получены ранее для роста доменов при локальном переключении электродом с высоким сопротивлением [5]. Расчет пространственного распределения приложенного внешнего поля показал, что смещение доменных стенок может наблюдаться на расстоянии до сотен микрон от точки приложения поля.



**Рис. 1.** Локальное переключение в полидоменном ДТГС: СМПО-изображения частично переключенных областей: *a* — в сухой атмосфере, *b* — при влажности 60%. Зависимости от влажности: *c* — размеров и *d* — отношения сторон области. Температура 55 °С, напряжение 100 В, длительность импульса 100 с

Кроме того показано, что переключение при повышенных температурах вплоть до точки сегнетоэлектрического фазового перехода приводит к существенному увеличению размера переключенной области за счет уменьшения спонтанной поляризации и, соответственно, величины деполяризующего поля.

Полученные результаты демонстрируют существенную роль процессов экранирования при создании периодических доменных структур и открывают путь к дальнейшему совершенствованию методов доменной инженерии.

#### Финансирование

Работа выполнена с использованием оборудования УЦКП «Современные нанотехнологии» УрФУ (рег. № 2968), при финансовой поддержке Минис-

терства науки и высшего образования РФ (проект 075-15-2021-677). Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (грант № 21-72-10160).

#### Литература

1. R. B. Lal and A. K. Batra // *Ferroelectrics*, **142**, 51 (1993).
2. M. Banan, R. B. Lal and A. Batra // *J. Mater. Sci.*, **27**, 2291 (1992).
3. A. P. Turygin, M. S. Kosobokov, O. M. Golitsyna *et al.* // *Appl. Phys. Lett.*, **119**, 262902 (2021).
4. W. Osak, *Z. Naturforsch. A* **52**, 621 (1997).
5. E. V. Shishkina, E. V. Pelegova, M. S. Kosobokov *et al.* // *ACS Appl. Electron. Mater.*, **3**, 260 (2021).

# Поверхностные реконструкции в системе (Pb,Au)/Si(100)

Т. В. Утас<sup>1,\*</sup>, В. Г. Котляр<sup>1</sup>, А. Н. Михалюк<sup>1,2</sup>, А. В. Зотов<sup>1</sup>, А. А. Саранин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, ул. Радио, 5, Владивосток, 690041

<sup>2</sup> Дальневосточный федеральный университет, Школа естественных наук, о. Русский, 2, Владивосток, 690950

\* kasyanova@mail.dvo.ru

Введение атомного монослоя Au между слоем атомов свинца и кремниевой подложкой Si(100) приводит к формированию 1D-цепочек одно- и двухатомной толщины с периодами Si(100)1×7-(Pb,Au) и Si(100)5×1-(Pb,Au), соответственно. Для обеих структур атомы свинца располагаются над атомами золота, которое представляет собой сплошной монослой 1×1-Au, лежащий на поверхности Si(100) объемноподобного кремния. В данной работе определены оптимальные условия, при которых исследуемые структуры получают гомогенными по всей поверхности, и предложены атомные модели структур, подтвержденные теоретически методом случайного поиска из первых принципов.

## Введение

Свинец представляется перспективным материалом для сверхпроводимости. В последнее время была обнаружена сверхпроводимость в тонких пленках свинца толщиной в 1–2 атомных слоя [1]. Поиск различных двух и более компонентных материалов, один из которых свинец, обладающих сверхпроводимостью, является актуальной задачей в настоящее время. Подложки кремния с ориентацией Si(100) являются более технологичными для создания п/п приборов по сравнению с другими ориентациями кремния.

Данная работа посвящена обнаружению различных упорядоченных структур в системе (Pb,Au)/Si(100), обладающих сверхпроводящими свойствами. Для начала были определены оптимальные условия, при которых исследуемые реконструкции получают гомогенными по всей поверхности образца. По СТМ-изображениям с высоким разрешением были предложены структурные модели и подтверждены теоретическими расчетами методом случайного поиска из первых принципов.

## Методика эксперимента

Приготовление поверхностных реконструкций и исследования их структуры проводились в сверхвысоковакуумной (СВВ) установке UHV Omicron MULTIPROBE, оснащенной методами сканирующей туннельной микроскопии (СТМ), дифракции медленных электронов (ДМЭ). Рабочее давление СВВ-камеры порядка  $10^{-10}$  Торр. Атомно-чистая поверхность 2×1-Si(100) получается в результате прогрева образца кремния при температуре 600 °С (несколько часов) и последующего импульсного прогрева при 1280 °С. Свинец напылялся из танталовой трубки, золото из вольфрамовой спирали, обмотанной золотой проволокой. Для формирования двухкомпонентных структур (Pb,Au)/Si(100) в качестве подложки использовалась поверхность 2×1-Pb/Si(100), хорошо изученная ранее [2]. Формирование структуры 2×1-Pb/Si(100) с низкой плотностью дефектов производилось осаждением 1,5 МС Pb на нагретую до 350 °С поверхность Si(100). Золото осаждалось на 2×1-Pb/Si(100) при комнатной температуре (скорость источника золота калибрована по известной  $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -Au/Si(111) с насыщающим покрытием Au 0,25 МС).

## Результаты и обсуждение

В ранних исследованиях [2] была определена структурная модель 2×1-Pb/Si(100), показанная на рис. 1, *с*, в которой на ячейку 2×1 приходится три атома свинца, что соответствует 1,5 МС Pb. Ряды 2×1-Pb выглядят и направлены подобно рядам 2×1-Si(100). Дозированное напыление золота при комнатной температуре на 2×1-Pb/Si(100) приводило к увеличению площади, покрытой чередующимися узкими (шириной  $2a$ ) и широкими (шириной  $3a$ ) рядами, содержащими Pb и Au ( $a = 3,84 \text{ \AA}$  — постоянная решетки Si).

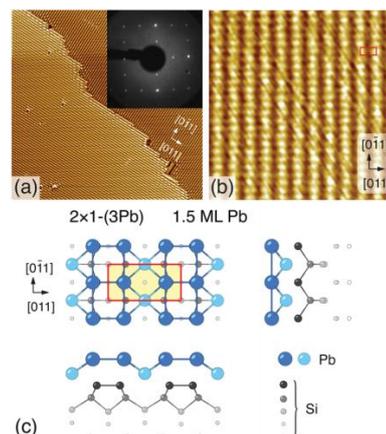
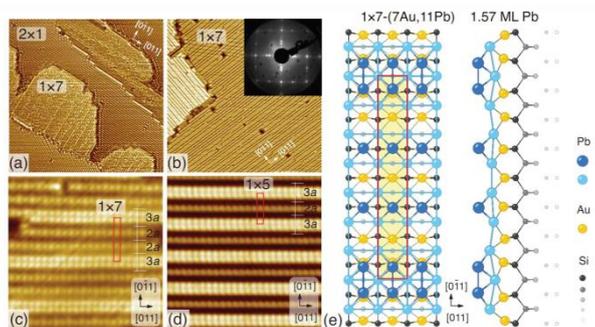


Рис. 1. СТМ-изображение (66×66 нм) поверхности 2×1-Pb/Si(100) с низкой плотностью дефектов (на вставке показана ДМЭ картина 2×1) (*a*); *b* — СТМ-изображение с высоким разрешением (9,2×9,2 нм): красным прямоугольником показана ячейка 2×1, ряды 2×1-Pb/Si сонаправлены рядам 2×1-Si(100); *c* — структурная модель 2×1-Pb/Si(100) (вид сверху и два вида сбоку), красным прямоугольником показана ячейка 2×1

На рис. 2, *a* показана поверхность с частичным заполнением (Pb,Au) рядов, которые начинают расти от края ступени. Соседство с рядами 2×1-Pb/Si(100) позволяет сориентировать к 2×1-Si(100). На рис. 2, *b* (СТМ-изображение и вставка — ДМЭ-картина всей поверхности) видно, что чередование узких и широких рядов нерегулярное, т. е.  $1\times n$  ( $1\times 5$ ,  $1\times 7$ ,  $1\times 9$ ), но преимущественно выделяется периодическая ячейка  $1\times 7$ . На рис. 2, *c*, *d* показаны СТМ-изображения покрытия рядами  $1\times 7$  и  $1\times 5$  соответственно.

Подбор оптимальных значений покрытий свинца и золота на Si(100) показал, что при 1,5–1,7 МС Pb и 1 МС Au на поверхности формируются ряды преимущественно с периодом  $1\times 7$ . Теоретические

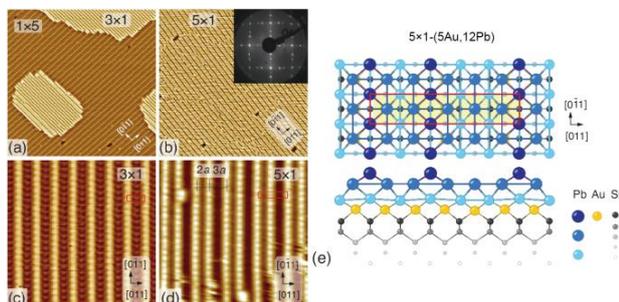


**Рис. 2.** СТМ-изображение ( $66 \times 66$  нм) поверхности  $2 \times 1$ -Pb/Si(100) + 0,5МС Au (*a*); *b* — СТМ-изображение ( $66 \times 66$  нм) насыщенного покрытия Au 1 МС (на вставке показана ДМЭ-картина  $1 \times 5$ ) +  $1 \times 7$ ) +  $1 \times 9$ ), но преимущественно  $1 \times 7$ ); *c* — СТМ-изображение с высоким разрешением ( $9,2 \times 9,2$  нм): красным прямоугольником показана ячейка  $1 \times 7$  (чередование двух узких 2а рядов и одного широкого ряда 3а); *d* — СТМ-изображение с высоким разрешением ( $9,2 \times 9,2$  нм): красным прямоугольником показана ячейка  $1 \times 5$  (чередование узкого 2а и широкого 3а рядов); *e* — структурная модель  $1 \times 7$ -Pb/Si(100) (виды сверху и сбоку), красным прямоугольником показана ячейка  $1 \times 7$

Таблица 1

ячейка	кол-во атомов Pb	покрытие Pb, МС	кол-во атомов Au	покрытие Au, МС	$\Delta E, \text{meV}/1 \times 1$
$1 \times 3$	5	1,67	3	1	0
$1 \times 5$	8	1,6	5		-1,3
$1 \times 7$	11	1,57	7		-17,6
$1 \times 9$	14	1,56	9		

расчеты атомной структуры методом случайного поиска из первых принципов показали энергетическую выгоду модели, представленной на рис. 2, *e*, согласно которой атомы золота «подныривают» под атомы свинца и связываются с атомами Si, образуя сплошной слой  $1 \times 1$ -Au между Si(100) и атомами свинца.



**Рис. 3.** СТМ-изображение ( $66 \times 66$  нм) поверхности  $1 \times 5$ -Pb/Si(100) после допыления 0,5МС Pb при комнатной температуре (*a*); *b* — СТМ-изображение ( $66 \times 66$  нм) насыщенного покрытия Au 1МС 2,4МС Pb (на вставке показана ДМЭ-картина  $5 \times 1$ ); *c* — СТМ-изображение с высоким разрешением ( $9,2 \times 9,2$  нм): красным прямоугольником показана ячейка  $3 \times 1$ ; *d* — СТМ-изображение с высоким разрешением ( $9,2 \times 9,2$  нм): красным прямоугольником показана ячейка  $5 \times 1$ ; *e* — структурная модель  $5 \times 1$ -Pb/Si(100) (виды сверху и сбоку), красным прямоугольником показана ячейка  $5 \times 1$

В таблице 1 показаны характерные покрытия свинца и энергетическая выгода между структурами  $1 \times n$ . Для структуры  $1 \times 7$ -(Pb,Au) характерно покрытие Pb 1,57 МС, а для  $1 \times 5$ -(Pb,Au) — 1,6 МС.

Последующее допыление Pb на  $1 \times 5$ -(Pb,Au) приводит к росту второго слоя Pb, при этом на поверхности формируются структуры сначала  $3 \times 1$ -(Pb,Au), затем  $5 \times 1$ -(Pb,Au). Структурная модель показана на рис. 3, *e*: на 1 МС атомов Au располагаются  $7/3=2,33$ МС Pb для  $3 \times 1$ -(Pb,Au) и  $12/5=2,4$ МС Pb для  $5 \times 1$ -(Pb,Au).

### Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 22-12-00174, <https://rscf.ru/project/22-12-00174/>

### Литература

1. A. V. Matetskiy, N. V. Denisov, L. V. Bondarenko, A. Y. Tupchaya, D. V. Gruznev, A. N. Mihalyuk, A. V. Zotov, A. A. Saranin // Surf. Sci., 2021, 708, 121822-6.
2. V. G. Kotlyar, O. A. Utas, T. V. Utas, L. V. Bondarenko, A. Y. Tupchaya, D. V. Gruznev, A. N. Mihalyuk, A. V. Zotov, A. A. Saranin // Surf. Sci., 2020, 695, 121574-7.

# Применение кельвин-зондовой силовой микроскопии в установлении фазового состава оксида меди

Л. Ю. Федоров\*, А. В. Ушаков, И. В. Карпов

ФИЦ Красноярский научный центр СО РАН, Академгородок, 50, Красноярск, 660036

\* 1401-87@mail.ru

В работе показано использование кельвин-зондовой силовой микроскопии в целях определения локальной степени окисления оксидных наноструктурированных пленок меди. Получены неперекрывающиеся диапазоны значений контактной разности потенциалов, характерных для фаз  $\text{Cu}_2\text{O}$  и  $\text{CuO}$ . Приведены факторы, способные затруднить интерпретацию результатов.

## Введение

Полупроводниковая природа оксидов переходных металлов успешно используется в газовых сенсорах, псевдоемкостных конденсаторах, электрохроматических устройствах благодаря их высокой каталитической активности [1, 2]. Для них характерны обратимые окислительно-восстановительные реакции, адсорбция газов поверхностью и т. д. Равно как и наноразмерное состояние оксидов, локальные структурные дефекты, остаточные механические напряжения, процессы на границах зерен или частиц вызывают модификацию зонной структуры.

Поэтому локальные исследования атомно-силовой микроскопии зондом Кельвина (КР-VAFM) могут быть полезны при характеристике поверхностного слоя наноструктурированных оксидов. Появляется возможность *in situ* регистрировать изменение контактной разности потенциалов (КРП) или работы выхода ( $\phi$ ) материала в ответ на изменяющееся электронное строение оксида, вызванное окислительными или адсорбционными процессами.

## Методика эксперимента

Формирование пленки оксидов происходило в процессе вакуумно-дугового распыления чистой меди в аргон/кислородной атмосфере с последующим осаждением на подогреваемой подложке с Pt-покрытием. В предшествующих работах [3, 4] было определено окно технологических параметров, позволяющее синтезировать образцы строго заданного фазового состава, морфологии, толщины и т. д. Ток дугового разряда составлял 90 А, рабочее давление 80 Па, система газонапуска обеспечивала точную подачу буферного (Ar) и реакционного газа (5 и 40 об. %  $\text{O}_2$  при синтезе  $\text{Cu}_2\text{O}$  и  $\text{CuO}$  соответственно). Эксперименты проводились с учетом того, что адсорбированная влага может исказить измеряемые значения КРП.

Исследования КР-VAFM были реализованы на сканирующем зондовом микроскопе СММ-2000 (завод «Протон», Россия). Сканирование проводили в режиме вибрационной атомно-силовой микроскопии с использованием кремниевых зондов PFQNE-AL (Bruker) с номинальной резонансной частотой 300 кГц и жесткостью 0,8 Н/м. Для калибровки работы выхода зонда использованы золотые контакты. Были взяты 30 измерений на каждом образце в разных случайных положениях, с отбрасыванием экстремальных значений КРП.

## Результаты и обсуждение

КР-VAFM представляет собой двухпроходную методику. При первом проходе в полуконтактном режиме создается топографическое изображение, которое далее используется в качестве эталона высоты. На втором проходе зонд повторяет рельеф образца, на удалении *Lift* от поверхности (в нашем эксперименте 50 нм). При этом отключается пьезо-раскачка кантилевера, а к зонду прикладывается переменное напряжение на его резонансной частоте. Сигнал  $U_t$ , подаваемый на кантилевер имеет вид

$$U_t = U + U_{T_s} \cdot \sin 2\pi t F_r.$$

Здесь  $U$  — постоянная составляющая сигнала  $U_t$ , которая в дальнейшем изменяется от  $U_1$  до  $U_2$ ,  $U_{T_s}$ , мВ, назначается в окне программы,  $F_r$ , кГц, — резонансная частота колебаний кантилевера,  $t$  — время. В каждой точке кривой снимается амплитуда колебаний кантилевера на частоте  $F_r$ .

На второй кадр откладывается напряжение, при котором амплитуда была минимальной. Восстанавливающее постоянное напряжение, приложенное к зонду, можно использовать для количественного картирования поверхностного потенциала с высоким разрешением, что дает информацию о локальном электронном состоянии наноструктур. Значение КРП представляет собой разницу в работе выхода наколечника зонда и образца.

На рис. 1 представлено АСМ-изображение образца осажденной пленки  $\text{CuO}$ . Топографическое АСМ-изображение пленки с фазой  $\text{Cu}_2\text{O}$  выглядело схожим образом.

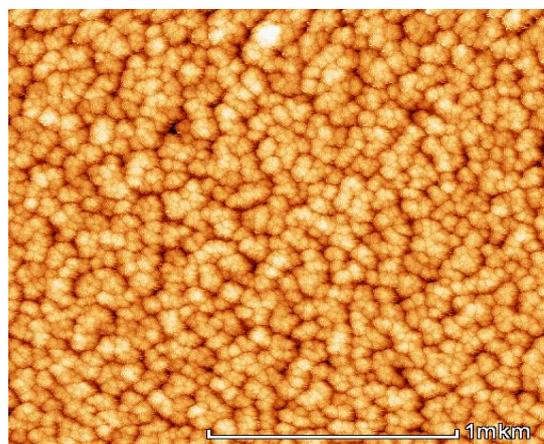


Рис. 1. АСМ-изображение образца осажденной пленки  $\text{CuO}$

На рис. 2 показаны полученные значения КРП. Отрицательные значения КРП указывают на то, что работа выхода обоих фаз оксида меди выше, чем работа выхода кремниевого наконечника зонда АСМ. Среднее значение КРП для оксида, ранее идентифицированного как  $\text{CuO}$ , составляло  $-786$  мВ. В то время как для образца с преимущественной фазой  $\text{Cu}_2\text{O}$ , среднее значение было  $-578$  мВ. Видно, что значения КРП различных фаз не пересекаются даже при максимальных отклонениях. При этом  $\phi_{\text{CuO}}$  выше, чем  $\phi_{\text{Cu}_2\text{O}}$ , что согласуется с известными результатами [5, 6]. Вариации значений КРП можно объяснить влиянием окружающей среды (измерения проходят на воздухе), примесями, включениями промежуточных фаз.

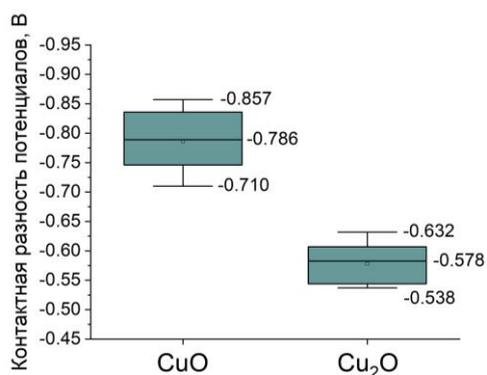


Рис. 2. Распределение значений КРП со стандартным отклонением

Стоит отметить, что невозможна прямая характеристика степени окисления путем сравнения теоретических и измеренных значений КРП. Следует обяза-

тельно учитывать отклонения, вызванные особенностями изготовления, подготовки образцов и используемых зондов. Однако относительные измерения можно проводить с хорошей воспроизводимостью.

Таким образом, как было показано в работе, тип оксида  $\text{Cu}$  может быть идентифицирован по характерному диапазону значений КРП, определенных из измерений КР-VAFM. Однако при интерпретации результатов следует учитывать экстремальные значения КРП в областях топографических артефактов, межчастичных границах и эффект усреднения вследствие конечного радиуса закругления зонда. Также существует вероятность поверхностного окисления меди до  $\text{CuO}$  у структур, имеющих состав  $\text{Cu}_2\text{O}$  в объеме.

### Финансирование

Работа выполнена в рамках госзадания ES-2021-0026.

### Литература

1. S. Steinhauer // *Chemosensors*, **9**, 51 (2021).
2. S. D. Dhas, P. S. Maldar, M. D. Patil, *et al.* // *Vacuum*, **181**, 109646 (2020).
3. A. V. Ushakov, I. V. Karpov, A. A. Lepeshev, *et al.* // *Vacuum*, **133**, 25 (2016).
4. Л. Ю. Федоров, И. В. Карпов, А. В. Ушаков и др. // *Перспективные материалы*, **8**, 60 (2017).
5. D. Nunes, T. R. Calmeiro, S. Nandy, *et al.* // *Thin Solid Films*, **601**, 45 (2016).
6. W. Zheng, Y. Chen, X. Peng, *et al.* // *Materials*, **11**, 1253 (2018).

# Исследования морфологии и электрон-транспортных свойств ультратонких пленок Mo на R-плоскости сапфира

И. В. Маликов, В. А. Березин, О. В. Трофимов, Л. А. Фомин\*

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Ак. Осипьяна, д. 6, Черноголовка, 142432

\* fomin@iptm.ru

Эпитаксиально выращены ультратонкие пленки Mo (001) на R-плоскости сапфира и исследованы их морфология поверхности и электронно-транспортные свойства. При толщине 2 нм на поверхности пленок обнаружены бугорки, диаметр которых составляет около 50 нм, а высота около 20 нм, появление которых объясняется механизмом роста Странского — Крастанова. Выяснено, что выращиваемые пленки сплошные вплоть до малых толщин, 1.5 нм, что позволяет их использовать в новых устройствах микроэлектроники.

## Введение

В современной электронике, как известно, имеются две основные тенденции развития — это увеличение быстродействия и уменьшение размеров устройств. В этой связи в настоящее время встают вопросы об использовании новых материалов и новых технологий, поскольку традиционная кремниевая технология уже перестает удовлетворять современным требованиям. Что касается размеров, то речь идет о нанометрах, при которых в устройствах достигаются очень высокие плотности тока, что приводит к электромиграции в межсоединениях и быстрым отказам в работе устройств. Молибден рассматривается как перспективный материал для многих потенциальных применений в электронике наряду с другими тугоплавкими металлами, такими как вольфрам, ниобий и тантал. Эти металлы эпитаксиально растут на различных материалах, включая магнитные металлы, сверхпроводники и оксиды, что дает возможность проектировать целиком монокристаллические электронные устройства, такие как спиновые транзисторы, элементы магнитной памяти, криоэлектронные схемы и металлodieлектрические гетероструктуры для сверхбыстродействующей электроники.

Известно, что при эпитаксиальном росте пленок различных металлов на R-плоскости сапфира возникающие внутренние напряжения в пленке из-за несоответствия решеток снимаются по механизму наклонной эпитаксии [1, 2]. Этот механизм состоит в том, что направление роста отклоняется от нормали к поверхности подложки на определенный угол, такой что проекция вдоль этой нормали решетки пленки становится более близка к решетке подложки. Однако, как было выяснено в данной работе, для эпитаксиального роста пленок Mo на R-плоскости сапфира реализуется другой механизм сброса напряжений — Странского — Крастанова [3]. Этот механизм состоит в том, что первые несколько атомных слоев растут псевдоморфно, повторяя решетку подложки, а в последующих слоях появляются дефекты несоответствия, которые служат зародышами роста бугорков на поверхности пленки.

В настоящей работе были эпитаксиально выращены ультратонкие пленки Mo (001) на R-плоскости сапфира и исследованы их морфология поверхности и электронно-транспортные свойства.

## Экспериментальные результаты

Для выращивания пленок использовался метод импульсного лазерного осаждения в сверхвысоком вакууме ( $10^{-9}$  Торр). Подробнее технология выращивания пленок описана в наших предыдущих работах [2].

Морфология выращенных пленок исследовалась методами атомно-силовой микроскопии (АСМ) и сканирующей электронной микроскопии (СЭМ). При толщине пленок 2 нм на их поверхности обнаружены бугорки, которые хорошо видны в изображениях поверхности, сделанных методами СЭМ и АСМ.

На рис. 1 приведены СЭМ (а) и АСМ (б, в) изображения поверхности пленки Mo толщиной 2 нм, а также профиль одного из бугорков (г). АСМ-изображения показывают, что рельеф пленки повторяет рельеф подложки за исключением обнаруженных бугорков, диаметр которых составляет около 50 нм, а высота — около 20 нм, что близко к результатам работы [3].

Зависимости сопротивления пленок от температуры имели характерный вид с минимумом при температурах 30–100 К, который обусловлен процессами «вымерзания» фононов при уменьшении температуры ниже комнатной и появлением эффекта слабой локализации [4] при дальнейшем уменьшении температуры. С уменьшением толщины пленок этот минимум сопротивления смещался ближе к комнатной температуре, и разница в сопротивлении при комнате и в точке минимума сокращалась, поскольку основной вклад в сопротивление давало рассеяние на шероховатой поверхности.

Электрические измерения показали, что в условиях появления бугорков при толщине 2 нм пленка растет сплошная, о чем свидетельствует ее малое электрическое сопротивление. Для более толстых пленок Mo бугорков не наблюдается, что свидетельствует о том, что рост происходит традиционным образом с наклоном оси (001) Mo от нормали к поверхности сапфира [1].

Таким образом, было выяснено, что выращиваемые пленки сплошные вплоть до малых толщин, 1.5 нм, что позволяет их использовать в новых устройствах микроэлектроники.

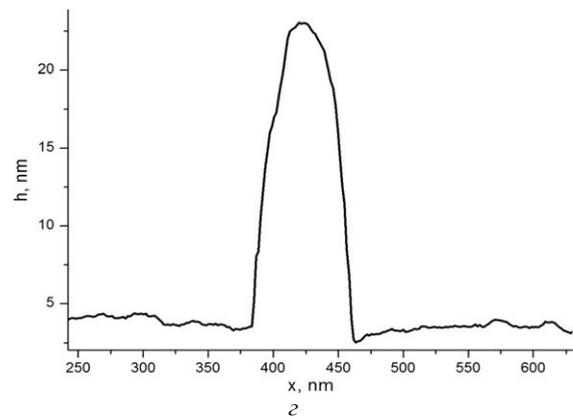
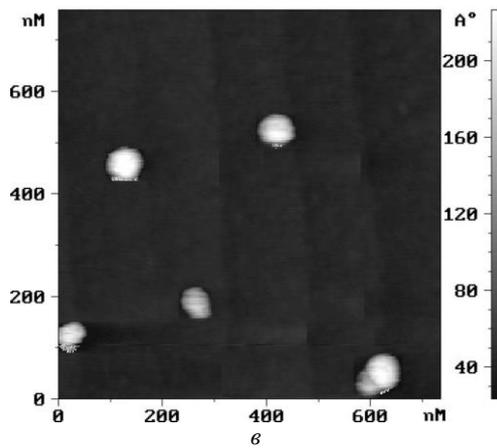
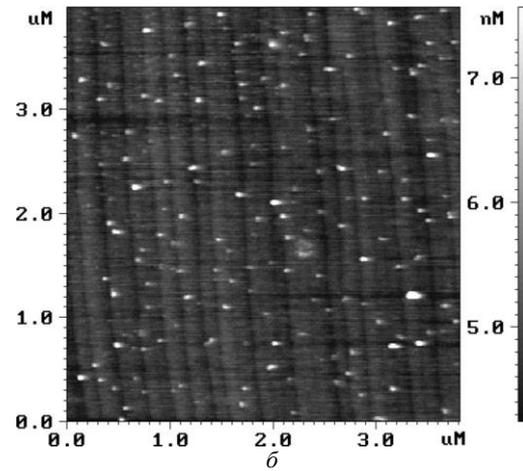
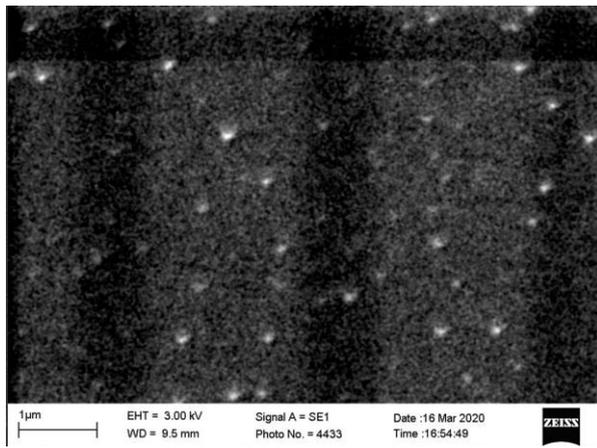


Рис. 1. СЭМ (а) и АСМ (б, в) изображения поверхности эпитаксиальных пленок Мо, выращенных на R-плоскости сапфира, а также профиль бугорка на АСМ-изображении (г)

### Финансирование

Работа выполнена в рамках Государственного задания № 075-01304-23-00.

### Литература

1. D. M. Tricker, V. M. Stobbs // *Phil. Mag. A*, **71**, 1051 (1995).
2. I. V. Malikov, G. M. Mikhailov // *Thin Solid Films*, **360**, 278 (2000).
3. D. J. Eaglesham, M. Cerullo // *Phys. Rev. Lett.*, **64**, 1943 (1990).
4. G. Bergman // *Phys. Rep.*, **107(1)**, 1 (1984).

# Альтернатива методу Ван дер Пау для измерения поверхностной проводимости тонких круглых пластин

И. В. Воротынцев<sup>1</sup>, А. Э. Рассадин<sup>2,\*</sup>, Л. А. Фомин<sup>3,\*\*</sup>

<sup>1</sup> Российский химико-технологический университет им. Д. И. Менделеева, Миусская пл., 9, Москва, 125047

<sup>2</sup> Нижегородский филиал НИУ «Высшая школа экономики», ул. Большая Печерская, 25/12, Нижний Новгород, 603155

<sup>3</sup> Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Ак. Осипьяна, д. 6, Черноголовка, 142432

\* brat\_ras@list.ru, \*\* fomin@iptm.ru

В работе предложен новый метод для измерения поверхностной проводимости тонких пластин в форме круговых дисков. В основу этого метода, альтернативного известному методу Ван дер Пау, положена как серия новых точных решений задачи о распределении потенциала электрического поля на таких пластинах, так и новые возможности атомной силовой микроскопии.

## Введение

Разработка основных элементов полупроводниковой технологии была завершена к концу 50-х годов прошлого века. Одновременно с этим процессом сформировался корпус методов измерения параметров полупроводниковых материалов. В частности, в 1958 г. Ван дер Пау в статье [1] предложил остроумный метод измерения поверхностной проводимости  $\lambda$  для тонких плоских образцов произвольной формы.

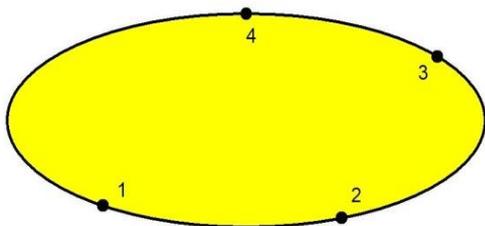


Рис. 1. Схема измерения поверхностной проводимости тонкой пластины по методу Ван дер Пау

Суть метода состоит в следующем: на границе образца формируются четыре точечных контакта (рис. 1). Далее, по двум из них (1 и 2) пропускается заданный ток  $I_{12}$  (токовые контакты), а между двумя другими (3 и 4) измеряется разность потенциалов  $\varphi$  (потенциальные контакты) и из измерений вычисляется сопротивление  $R_{12}^{34} = (\varphi_4 - \varphi_3) / I_{12}$ . Затем один из токовых контактов (1-й) становится потенциальным, а один из потенциальных (3-й) — токовым, измеряется разность потенциалов между контактами 1 и 4, ток  $I_{23}$ , протекающий через контакты 2 и 3, и вычисляется сопротивление  $R_{23}^{41} = (\varphi_1 - \varphi_4) / I_{23}$ . Как показал Ван дер Пау [1], эти величины связаны с поверхностной проводимостью  $\lambda$  образца следующим соотношением [1]:

$$\exp(-\pi \lambda R_{12}^{34}) + \exp(-\pi \lambda R_{23}^{41}) = 1. \quad (1)$$

Благодаря своей простоте метод Ван дер Пау сразу завоевал популярность у специалистов по физике твердого тела. Однако более чем за полвека, прошедшие с момента появления этого метода, вслед-

ствие общего прогресса естественных наук представления о простоте изменились существенным образом. В данной работе описан альтернативный методу Ван дер Пау способ определения поверхностной проводимости  $\lambda$ , столь же простой, с точки зрения современного уровня развития науки и технологии, сколь просто было соотношение (1) для предыдущих поколений экспериментаторов.

## Потенциал электрического поля на круговом диске с $N$ точечными контактами

Рассмотрим образец с поверхностной проводимостью  $\lambda$  в форме кругового диска, радиус  $a$  которого много больше его толщины, и пусть  $I_k$  ( $k = \overline{1, N}$ ) — постоянные токи, втекающие на этот диск или вытекающие с него в  $N$  точечных контактах на его краях с двумерными радиус-векторами  $\vec{r}_k$ . С помощью теории поля для постоянного тока [2] несложно показать, что распределение потенциала электрического поля по диску имеет вид

$$\varphi(\vec{r}) = -\frac{1}{\pi \lambda} \sum_{k=1}^N I_k \ln \frac{|\vec{r} - \vec{r}_k|}{a}, \quad (2)$$

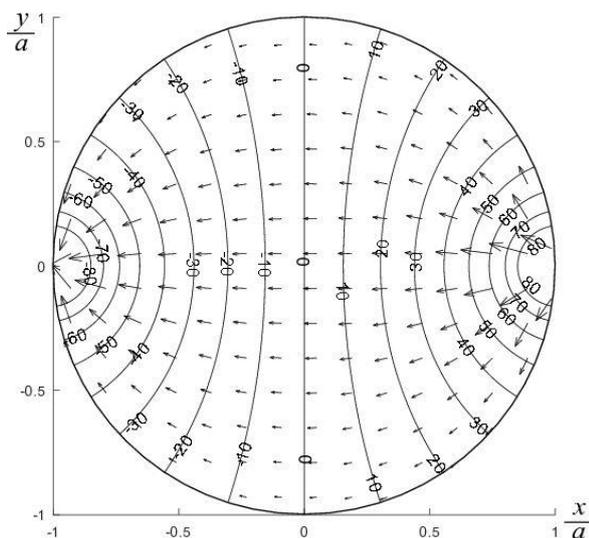
а требование непротекания тока через границу диска вне точечных контактов сводится к закону сохранения заряда:

$$\sum_{k=1}^N I_k = 0. \quad (3)$$

Очевидно, что для любого числа контактов  $N$  существуют такие их конфигурации, что решение уравнения (3) определяется однозначно соображениями симметрии. Тем самым для этой конфигурации формулой (2) потенциал на диске тоже определяется однозначно.

На рис. 2 в качестве примера визуализированы потенциал и поверхностная плотность тока для случая двух диаметрально противоположных контактов (т. е. при  $I_1 = +I$  и  $I_2 = -I$ ).

В докладе также приведены распределения потенциала и поверхностной плотности тока на диске для симметричных конфигураций из 3, 4 и 6 контактов.



**Рис. 2.** Распределение потенциала электрического поля (линии уровня) и поверхностной плотности тока (стрелки) на диске с двумя диаметрально противоположными контактами

### Предлагаемые эксперименты

При любом числе контактов  $N$  нетрудно заметить, что для случая симметричных конфигураций контактов формула (2) имеет структуру вида

$$\varphi(\vec{r}) = \frac{I}{\lambda} \Phi\left(\frac{\vec{r}}{a}\right), \quad (4)$$

где  $I$  — один из втекающих в диск токов, а  $\Phi(\vec{r}/a)$  — безразмерная функция, вид которой полностью определяется расположением контактов. С другой стороны, современные сканирующие зондовые микроскопы в так называемой кельвин-моде могут измерять потенциал на образце [3]. Это означает, что если измерены ток  $I$  и радиус диска  $a$ , то из формулы (4) с помощью метода наименьших квадратов может быть получена следующая оценка для поверхностной проводимости материала диска:

$$\tilde{\lambda} = I \frac{\sum_{\alpha} \Phi^2(\vec{r}_{\alpha}/a)}{\sum_{\alpha} \varphi(\vec{r}_{\alpha}) \Phi(\vec{r}_{\alpha}/a)}, \quad (5)$$

где  $\varphi(\vec{r}_{\alpha})$  — значения потенциала в узлах двумерной сетки на диске, нумеруемых мультииндексом  $\alpha$ . Поскольку формула (2) тем точнее, чем более точечными являются контакты, то измерения потенциала надо производить вблизи центра диска. Кроме того, для повышения точности измерения поверхностной проводимости  $\lambda$  заданного материала можно проводить ее измерения, варьируя число контактов (но оставляя их конфигурацию симметричной). Очевидно, что такие вариации должны сопровождаться заменой функции  $\Phi(\vec{r}/a)$  в формуле (5).

### Заключение

В работе описана новая методика экспериментального определения поверхностной проводимости  $\lambda$ , дающая ее оценку в виде формулы (5). С учетом современного уровня развития цифровой обработки сигналов и изображений обращение с этой формулой ничем не сложнее, чем использование формулы ван дер Пау (1).

### Финансирование

*И. В. Воротынецев поддержан грантом РФФ № 22-79-10302. Часть работы в ИПТМ РАН выполнена в рамках государственного задания № 075-01304-23-00.*

### Литература

1. L. J. van der Pauw // Phil. Res. Rep., **13(1)**, 1 (1958).
2. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М. : Наука, 1982.
3. В. Л. Миронов. Основы сканирующей зондовой микроскопии. Н. Новгород, ИФМ РАН, 2004.

# Использование сканирующей зондовой микроскопии для прецизионного перемещения апконверсионных наночастиц по поверхности

А. П. Чукланов\*, А. С. Морозова, Н. И. Нургазизов, Е. О. Митюшкин, Д. К. Жарков, А. В. Леонтьев, В. Г. Никифоров

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

\* achuklanov@kfti.knc.ru

В работе исследовалась возможность прецизионного перемещения наночастиц  $YVO_4:Yb,Er$ . Подобные наночастицы проявляют апконверсионные люминесцентные свойства и могут служить точным малоинвазивным индикатором изменения локальных параметров среды (например, температуры). При помощи атомно-силового микроскопа был зачищен участок подложки с осажденными из раствора апконверсионными наночастицами и сопутствующими остатками продуктов синтеза. Использование механических меток на подложке позволило сопоставить атомно-силовое и оптическое конфокальное изображение поверхности и зарегистрировать люминесценцию от отдельной наночастицы. Элементный анализ и спектры люминесценции однозначно идентифицируют наночастицу как  $YVO_4:Yb,Er$ .

## Введение

Люминесцирующие наночастицы с апконверсионным типом возбуждения (когда поглощаются два низкоэнергетических фотона в ИК-диапазоне и излучается фотон видимого спектра) используются для решения многих задач. В частности, благодаря однозначной зависимости между интенсивностью люминесцентных линий от температуры подобные наночастицы могут использоваться как сверхчувствительные термометры с высоким пространственным и временным разрешением. Использование излучения ближнего ИК-диапазона для возбуждения имеет ряд преимуществ, которые могут оказаться решающими в некоторых научных направлениях. К ним относятся: высокая оптическая прозрачность в ближнем ИК-диапазоне кремния и биологических тканей, отсутствие паразитной люминесценции, значительное уменьшение локального нагрева излучением накачки [1]. При использовании таких апконверсионных наночастиц (АНЧ) в роли термосенсоров, измерение температуры происходит путем регистрации соотношения интенсивностей линий в спектре редкоземельных ионов, что является наиболее простым и точным методом при удаленном измерении.

Одним из недостатков АНЧ является сильная вариация размера и формы, связанная с технологией синтеза. Это, в свою очередь, приводит к заметному различию спектров люминесценции и трудностям калибровки. Для решения описанной выше проблемы необходима селекция АНЧ по размеру, для чего в данной работе предложено совместное использование методов атомно-силовой микроскопии (АСМ) и оптической конфокальной микроскопии (ОКМ).

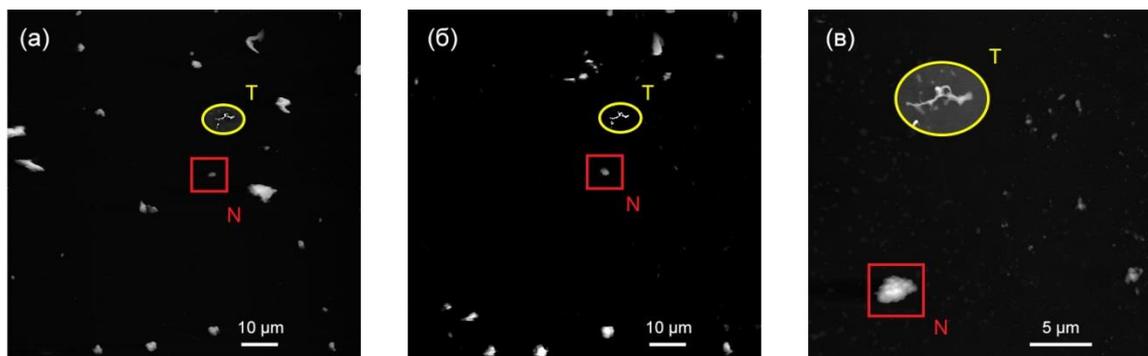
## Приготовление образцов и методы исследования

Синтез АНЧ  $YVO_4$  легированных  $Er^{3+}$  и  $Yb^{3+}$  выполнен на основе гидротермального метода. В результате получался коллоидный раствор АНЧ в воде, капля которого (объемом 5 мкл) наносилась на подложку и высушивалась [2]. В качестве подложки использовали полированный кремний и предметное стекло с предварительно нанесенными механическим

способом метками-микроцарапинами. Ширина микроцарапин подбиралась таким образом, что их можно было визуализировать в АСМ и ОКМ. Таким образом, можно сопоставлять АСМ и оптические изображения АНЧ. Для манипулирования АНЧ использовался АСМ Solver-Bio (NT-MDT), совмещенный с конвенциональным оптическим микроскопом, который позволял выбирать место для АСМ-манипуляций вблизи царапин. Использовались зонды N11-A AIBS жесткостью 3 Н/м и резонансной частотой 60 кГц. Данный тип зондов можно отнести к «мягким полуконтактным»: в полуконтактном режиме они создают небольшую силу взаимодействия с поверхностью, в контактом же режиме можно достичь силы взаимодействия  $>10^{-6}$  Н. Таким образом, одним зондом возможно и визуализировать поверхность и манипулировать объектами на ней. Люминесценция возбуждалась лазером MicronLux с длиной волны 980 нм и мощностью 100 мВт. Луч накачки фокусировали 100-кратным объективом, диаметр перетяжки составлял 1 мкм.

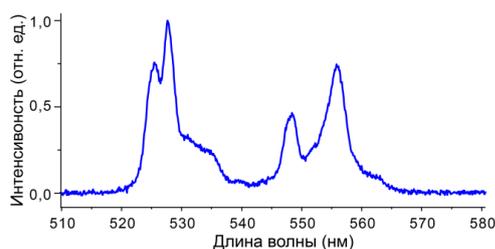
## Результаты и обсуждение

Алгоритм манипулирования АНЧ состоял из нескольких стадий: (i) вначале в оптический микроскоп Solver-Bio выбиралось подходящее место (как правило, вблизи пересечений меток-микроцарапин подложки), (ii) регистрировалось АСМ-изображение поверхности в полуконтактном режиме с большим латеральным полем сканирования (рис. 1, а), (iii) выбирался подходящий объект-кандидат (например, объект N на рис. 1, а), (iv) АСМ переводился в контактный режим и производилась серия сканирований, начальная точка, размер и направление которых выбирались таким образом, чтобы в результате остался только 1 желаемый объект на исследуемом поле и (v) в полуконтактном режиме контролировались полученные результаты (рис. 1, б, в). Шаги (ii)-(v) повторялись до достижения удовлетворительного результата. Затем в ОКМ при помощи меток-микроцарапин находилась искомая область и регистрировался спектр люминесценции от объекта-кандидата. Перетяжка пятна накачки, много меньшая расчищенной



**Рис. 1.** АСМ-изображения участка поверхности с АНЧ: *а* — исходное, перепад высот 2.8 мкм; *б* — после расчистки АСМ-зондом в контактном режиме, перепад высот 1.8 мкм; *в* — после расчистки и увеличения, перепад высот 0.7 мкм. *N* — область, содержащая микрочастицу, от которой зарегистрирован спектр люминесценции. *T* — область поверхности с дефектом характерной формы, который остался неизменным в процессе манипулирования объектами на поверхности, использовался в качестве маркера при позиционировании (локальный контраст области *T* повышен для наглядности)

на АСМ-области, надежно гарантировала регистрацию спектра (рис. 2) от объекта *N*. Образец исследовался в растровом электронном микроскопе, элементный анализ показал, что в область внутри объекта *N* (см. рис. 1) содержит ионы Yb и Er, в то время как подложка вокруг — нет. Спектр апконверсионной люминесценции при возбуждении лазером на длине волны 980 нм (рис. 2) соответствует эмиссии иона  $\text{Er}^{3+}$ . Это также служит веским доказательством того, что объектом *N* является единичная наночастица  $\text{YVO}_4:\text{Yb,Er}$ .



**Рис. 2.** Спектр люминесценции отдельной АНЧ при лазерном возбуждении на длине волны 980 нм

## Заключение

Таким образом, в работе убедительно показана как принципиальная возможность, так и конкретная реализация алгоритма «расчистки» поверхности, содержащей АНЧ вместе с загрязнением (сопутствующие остатки продуктов синтеза). Важно отметить, что, по нашим данным, спектр апконверсионной люминесценции от отдельной наночастицы  $\text{YVO}_4:\text{Yb,Er}$  зарегистрирован впервые.

## Финансирование

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 23-29-00516).*

## Литература

1. C. Zaldo // *Adv. Nanomat. P.*, 335–379 (2018).
2. D. K. Zharkov, A. G. Shmelev, A. V. Leontyev, *et al.* // *Laser Phys. Lett.*, **17**, 075901 (2020).

# Рост доменов в одноосных сегнетоэлектриках при локальном переключении зондом сканирующего зондового микроскопа

В. Я. Шур

Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, пр. Ленина, 51, Екатеринбург, 620000  
vladimir.shur@urfu.ru

Представлены результаты использования различных мод сканирующей зондовой микроскопии для локального переключения поляризации и визуализации доменов с высоким пространственным разрешением в кристаллах одноосных сегнетоэлектриков. Особое внимание уделено изучению процессов прорастания доменов в полярном направлении (forward growth) и формирования самоорганизованных периодических структур клиновидных доменов с чередованием длин на неполярных срезах (nonpolar cuts). Рассмотрены особенности взаимодействия клиновидных доменов с проводящими заряженными доменными стенками и эффекты самопроизвольного обратного переключения. Представлены последние достижения доменной инженерии по созданию стабильных периодических доменных структур в объемных монокристаллах и тонких пленках.

## Введение

Сегнетоэлектрические материалы обладают исключительно богатым набором полезных свойств, среди которых важное место занимают нелинейно-оптические и электрооптические эффекты. Важно отметить, что все характеристики сегнетоэлектриков зависят от доменной структуры. Создание стабильной доменной структуры с заданными параметрами («доменная инженерия») позволяет существенно улучшать характеристики устройств за счет пространственной модуляции свойств [1]. Наиболее успешно доменная инженерия используется для изготовления преобразователей частоты лазерного излучения с рекордной эффективностью на основе периодически поляризованных кристаллов, преимущественно семейства ниобата лития ( $\text{LiNbO}_3$ , LN) [2]. Развитие методов доменной инженерии потребовало глубокого понимания эволюции доменной структуры при локальном переключении поляризации, полученных при использовании методов визуализации доменов методами сканирующей зондовой микроскопии (scanning probe microscopy — SPM). В докладе представлен ряд важнейших результатов по изучению эволюции доменной структуры, полученных с использованием методов SPM.

## Визуализация доменов

Предложение использовать SPM для визуализации сегнетоэлектрических доменов было впервые сформулировано через три года после создания первого AFM одним из изобретателей атомно-силовой микроскопии (atomic force microscopy, AFM) Calvin F. Quate в E.L. Ginzton Lab., Stanford University. Важнейшими этапами в дальнейшем развитии методов SPM явилось использование сканирующей микроскопии пьезоэлектрического отклика (piezoelectric force microscopy, PFM) и переключение доменов с нанометровым пространственным разрешением.

## Особенности переключения

Методы SPM обладают исключительной универсальностью и позволяют визуализировать и создавать домены в объемных кристаллах и тонких пленках с нанометровым пространственным разрешением, что

сделало их незаменимыми для исследования свойств нанодоменных структур и нанодоменной инженерии. Вместе с тем при использовании SPM следует иметь в виду ряд особенностей: а) пространственную неоднородность создаваемого поля, б) локализацию поля только вблизи зонда, в) значительное влияние инжектируемого заряда, г) зависимость переключения от проводимости поверхностного слоя, д) наличие выраженного эффекта самопроизвольного обратного переключения.

## Рост в полярном направлении

Экспериментально исследовалось формирование изолированных клиновидных доменов и квазирегулярных рядов изолированных доменов при локальном переключении на неполярных срезах монокристаллов LN и танталата лития  $\text{LiTaO}_3$  [3]. При этом удалось впервые детально изучить процесс прорастания доменов в полярном направлении (forward growth). Было показано, что длина клиновидных доменов многократно превышает ранее проведенные теоретические оценки [4]. Расчет пространственного распределения полярной компоненты поля показал, что значение поля, превышающее пороговое значение для роста домена, 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 [5]. В результате был сформулирован оригинальный подход к прямому прорастанию, основанный на аналогии с ростом кристаллов [6]. Рост доменов вызван генерацией ступеней в области приложения поля вблизи зонда и движением заряженных кинков вдоль заряженной доменной стенки в поле, создаваемом соседними кинками [6].

## Самоорганизованные структуры

Показано, что сканирование зондом при переключении поляризации на неполярном срезе приводит к формированию самоорганизованных массивов клиновидных доменов с регулярным чередованием длины. В каждом массиве сосуществуют моды изме-

нения длины доменов с различной периодичностью: удвоение, учетверение и хаос [7]. Доли различных мод в каждом массиве зависят от приложенного напряжения. Построение графика повторения (Poincaré plot) подтвердило высокое упорядочение исследуемых массивов. Формирование самоорганизованных массивов доменов объяснено в рамках кинетического подхода с учетом влияния деполяризующих полей, создаваемых заряженными доменными стенками трех соседних доменов.

### Поверхностная проводимость

Обнаружено и детально исследовано влияние наличия и параметров слабопроводящего поверхностного слоя, в частности слоя воды, возникающего при значительной относительной влажности, на кинетику доменной структуры при локальном переключении поляризации в монокристаллах LN и титанилфосфата калия  $\text{KTiOPO}_4$ , КТР [8]. Показано, что параметры проводящего слоя влияют на форму и анизотропию роста изолированных доменов. Было показано, что при увеличении влажности уменьшается поле переключения за счет образования на зонде мениска воды, а при дальнейшем увеличении влажности на поверхности формируется слабопроводящий слой адсорбированной воды [8].

### Доменная инженерия

Были разработаны методы создания стабильных доменных структур произвольной формы локальным переключением проводящим зондом SPM в монокристаллах LN. Наиболее впечатляющие результаты до-

стигнуты в тонких пленках LN на изолирующей подложке, полученных методом ионного скалывания (LNOI). Сканирование зондом SPM позволило создать стабильные регулярные доменные структуры с субмикронными периодами [9].

### Финансирование

*Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 19-12-00210. Работа выполнена с использованием оборудования УЦКП «Современные нанотехнологии» УрФУ (рег. № 2968), поддержанного Министерством науки и высшего образования РФ (проект 075-15-2021-677).*

### Литература

1. R. E. Newnham, C. S. Miller, L. E. Cross *et al.* // *Phys. Status Solidi*, 1975. V. 32. P. 69
2. V. Ya. Shur, A. R. Akhmatkhanov, I. S. Baturin // *Appl. Phys. Rev.*, **2**, 040604 (2015).
3. B. N. Slautin, A. P. Turygin *et al.* // *Appl. Phys. Lett.*, **116**, 152904 (2020).
4. N. A. Pertsev, A. L. Kholkin // *Phys. Rev. B*, **88**, 174109 (2013).
5. A. P. Turygin, D. O. Alikin *et al.* // *ACS Appl. Mat. & Inter.*, **10**, 36211 (2018).
6. V. Ya. Shur, // *J. of Mater. Sci.*, **41**, 199 (2006).
7. V. Ya. Shur, E. V. Pelegova, A. P. Turygin, *et al.* // *J. of Appl. Phys.*, **129**, 044103 (2021).
8. E. V. Shishkina, E. V. Pelegova *et al.* // *ACS Appl. Elect. Mat.*, **3**, 260 (2021).
9. B. N. Slautin, H. Zhu, V. Ya. Shur // *Ceram. Inter.*, **47**, 32900 (2021).



## СЕКЦИЯ 6

---

# **Твердотельная элементная база квантовых технологий**



# Датчики на основе центров окраски в алмазе

**А. В. Акимов**

Российский квантовый центр, Большой бульвар 30, зд. 1, Сколково, 143025  
Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва, 119991  
2LLC Sensor Spin Technologies, Nobel St., 9, Moscow, 121205, Russia  
aa@rqc.ru

Центры окраски в алмазе привлекли большое внимание в последнее время в связи с развитием квантовых технологий. В частности, на основе идей, пришедших из попыток использования одиночных центров окраски, в качестве кубитов был предложен и реализован ряд сенсоров. В данном докладе обсуждаются сенсоры температуры, магнитного поля и вращения.

## Введение

Алмаз является во многом уникальным кристаллом. Он физически и химически инертен, не токсичен, оптически прозрачен в очень широком диапазоне длин волн и является хорошим проводником тепла. Дефекты в алмазе могут придавать ему окраску, однако алмаз может быть выращен чистым как в смысле дефектов, придающих ему цвет, так и в смысле спин-содержащих дефектов.

Благодаря чистоте алмаза и малому количеству дефектов в нем сами дефекты могут рассматриваться как замороженные в матрицу алмаза атомы, или кубиты. В частности, большое внимание привлекли так называемые центры окраски азот-вакансия, основной особенностью которых является возможность детектирования состояния электронного спина по интенсивности свечения центра. Такая зависимость может быть зарегистрирована с помощью так называемого оптически детектируемого магнитного резонанса, возникающего при одновременном приложении оптического и микроволновых полей. Также для этих центров наблюдаются достаточно большие времена когерентности даже при комнатной температуре.

Развитые для приложений в вычислениях методы работы с центрами окраски азот-вакансия позволили разработать на них и целый ряд сенсоров, которые являются биосовместимыми, и могут быть либо сенсорами высокого пространственного разрешения, либо сенсорами высокой чувствительности. Идея таких сенсоров первоначально возникла благодаря изучению воздействия внешних полей на кубиты на их основе, но сегодня является самостоятельным направлением.

## Сенсоры на основе алмаза

Сенсоры магнитного поля на основе центров азот-вакансия многообразны, однако основным направлением являются сенсоры постоянного поля, базирующиеся на детектировании зеемановского расщепления линий оптически детектируемого магнитного резонанса, и сенсоры переменного поля, основанные на последовательности импульсов, схожей с последовательностью «спинового эха». Сенсоры такого типа активно развиваются многими группами.

В рамках данного доклада проанализированы ограничения чувствительности таких сенсоров и предложен ряд путей повышения их чувствительности. В частности, проведен анализ самих алмазных пластин, процедур их обработки и методов формирования радиочастотных полей вокруг алмаза с целью приближения чувствительности сенсоров к фемтотесловому диапазону полей.

Наличие у атома азота в рамках центра азот-вакансия ядерного спина позволяет также реализовать на их основе датчик вращения. Благодаря тому, что датчик основан на атомах, ему не будет требоваться периодическая калибровка, что выгодно его отличает от часто используемых сегодня электромеханических систем. Идея заключается в том, что спин является механическим моментом и потому может быть использован в качестве гироскопа во многом аналогично механическому гироскопу.

Сложность заключается в том, что, помимо механического момента, частицы, обладающие спином, обладают также и магнитным. Внешнее магнитное поле также необходимо для считывания состояния электронного спина оптическим методом. Поэтому нашей группой был реализован прототип гироскопа, в котором используется одновременно две спиновые системы, ядерного спина для измерения вращения и электронного для измерения и компенсации эффектов магнитного поля и температуры.

Измерение температуры является самостоятельной задачей. В частности, большой интерес представляет разработка внутриклеточных сенсоров температуры. Алмаз, как биосовместимый кристалл, оказывается прекрасным кандидатом для таких приложений. Однако центр окраски азот-вакансия, требующий микроволн для считывания спинового состояния, оказывается не удобен для анализа живых систем. Поэтому нами был разработан полностью оптический сенсор температуры на основе центров окраски германий-вакансия и олово-вакансия, позволяющий измерять температуру без использования микроволн с точностью лучше 0.1 К внутри клетки.

## Финансирование

*Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 21-42-04407.*

# Генерация и контроль запутанного состояния двух связанных кубитов

М. В. Бастрасова<sup>1,2,\*</sup>, В. О. Муняев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022

<sup>2</sup> Российский квантовый центр, ул. Большой бульвар, 30, Сколково, Москва, 143030

\* bastrakova@phys.unn.ru

Найдены условия появления и разрушения запутанности в системе двух связанных потоковых сверхпроводниковых кубитов при формировании областей многофотонных переходов с помощью интерференции Ландау — Зинера — Штюкельберга — Майораны. На основе решения уравнения Флоке — Маркова предложена методика по настройке амплитуд  $dc$ - и  $ac$ -полей для эффективного управления связью между кубитными состояниями при учете эффектов декогеренции.

## Введение

Динамический контроль запутанности является одной из основных задач в приложениях квантовой информации. В последние годы стратегии, основанные на создании стационарной запутанности, активно обсуждаются теоретически и экспериментально [1–3]. Первоначально механизмы контролируемой генерации диссипативной неравновесной динамики основывались на слабых резонансных возбуждениях для адаптации процессов релаксации [1–3]. Однако в последнее время в рамках амплитудной спектроскопии процессы стабилизации и управления запутанностью активно изучаются для случая сильных внешних периодических воздействий [4], когда возникают интересные непертурбативные процессы.

В данной работе предложена новая методика по гибкому контролю перепутанных состояний в системе связанных потоковых сверхпроводниковых кубитов при учете связи с окружением. Данное управление основано на интерференции Ландау — Зинера — Штюкельберга — Майорана (ЛЗШМ) [4], когда путем настройки амплитуд  $dc$ - и  $ac$ -полей мы можем как создавать, так и контролируемо разрушать запутанность в системе кубитов. Для объяснения данных эффектов нами разработан аналитический подход по решению Флоке — Маркова в рамках теории возмущения по туннельным константам потоковых кубитов для расчета меры запутанности (*concurrence*) в полях произвольной амплитуды.

## Модель и основные уравнения

Два связанных потоковых сверхпроводниковых кубита описываются гамильтонианом

$$H(t) = \varepsilon_q(t)\sigma_{q,z} + \Delta_q\sigma_{q,x} - g\sigma_{1,z} \otimes \sigma_{2,z}, \quad (1)$$

где  $\Delta_q$  — туннельная энергия  $q$ -го кубита ( $q = 1, 2$ ),  $\sigma_{q,x/z}$  — матрицы Паули,  $g$  — сила связи между кубитами, а  $\varepsilon_q(t) = \varepsilon_q^{dc} + \varepsilon_q^{ac} \cos(\omega t + \phi)$  — управляющие внешние  $dc$ - и  $ac$ -поля.

Диссипативная динамика системы (1) может быть описана в рамках подхода Флоке — Маркова:

$$\dot{\rho} = -i[H, \rho] + \sum_q (\Gamma_\varphi D[\sigma_{q,z}] + \Gamma_q D[\sigma_{q,-}] + \Gamma'_q D[\sigma_{q,+}]), D[c] = \text{src}^\dagger - \frac{1}{2}\{c^\dagger c, \rho\}, \quad (2)$$

где  $\Gamma_\varphi$ ,  $\Gamma_q$ ,  $\Gamma'_q$  — скорости дефазирования, релаксации и термического возбуждения соответственно;  $D[c]$  — диссипатор с операторами Линдблада  $\sigma_{q,z}$ ,

$\sigma_{q,-}$ ,  $\sigma_{q,+}$ , определенными в вычислительных базисах кубитов  $\{|\downarrow\downarrow\rangle, |\uparrow\downarrow\rangle, |\downarrow\uparrow\rangle, |\uparrow\uparrow\rangle\}$ . При этом мы полагаем, что каждый кубит взаимодействует со своим собственным бозонным резервуаром, а спектральная плотность шума считается гладкой, что позволило использовать приближение Борна — Маркова.

В результате периодичности гамильтониана,  $H(t) = H(t + T)$  решение соответствующего уравнения Шредингера может быть перенесено в базис Флоке [4]. При этом общее решение уравнения Шредингера для произвольной фазы  $\phi$  выражается через функции Флоке  $|u_\alpha(t)\rangle$  и квазиэнергии  $\gamma_\alpha$  ( $\alpha = 1, 2, 3, 4$ ) следующим образом:

$$|\psi(t)\rangle = \sum_\alpha c_\alpha e^{-i\gamma_\alpha t} |u_\alpha(t - \phi/\omega)\rangle. \quad (3)$$

В пределах малых скоростей декогеренции можно использовать факторизирующее приближение  $\rho = |\psi\rangle\langle\psi|$ , где состояние  $|\psi\rangle$  определяется формулой (3). Для аналитического учета диссипативных эффектов мы рассматриваем простой случай нулевой температуры,  $\Gamma'_q$ . При этом можно показать, что любое решение для  $\rho$  из (2) в нулевом порядке теории возмущений по туннельным константам кубитов стремится к  $\rho \rightarrow |\downarrow\downarrow\rangle\langle\downarrow\downarrow|$ , следовательно, в (3) коэффициенты  $c_{2,3,4} = 0$  и мы получаем

$$\rho \approx |u_1(t - \phi/\omega)\rangle\langle u_1(t - \phi/\omega)|.$$

Вычислим среднюю меру запутанности — *concurrence*:

$$C(\rho) = \max\{0, \lambda_4 - \lambda_3 - \lambda_2 - \lambda_1\},$$

где  $\lambda_i$  — это собственные значения матрицы

$$R = \sqrt{\sqrt{\rho}\tilde{\rho}\sqrt{\rho}}$$

в порядке убывания, с  $\tilde{\rho} = \sigma_{1,y} \otimes \sigma_{2,y} \rho^* \sigma_{1,y} \otimes \sigma_{2,y}$ . В случае предположения малости туннельных энергий  $\Delta_q \ll \varepsilon_q^{dc}, \varepsilon_q^{ac}, g, \omega$  в рамках нерезонансной теории возмущения Флоке при учете диссипации можно получить явное выражение для меры запутанности:

$$C(t) = 2\Delta_1\Delta_2 \left| \sum_{k=-\infty}^{\infty} C_k e^{ik(\omega t - \phi)} \right|, \quad (4)$$

где

$$C_k = \sum_{k=-\infty}^{\infty} C_k \left[ (\lambda_{1,n} + \lambda_{2,n}) \frac{J_{k-n}\left(\frac{\Delta}{\omega}\right)}{2(\varepsilon_1^{dc} + \varepsilon_2^{dc} + k\omega)} - \lambda_{1,n}\lambda_{2,k-n} \right],$$

$$\lambda_{qn} = \frac{J_k\left(\frac{\Delta}{\omega}\right)}{2(\varepsilon_q^{dc} + g + k\omega)}, J_k\left(\frac{\Delta}{\omega}\right) — функция Бесселя.$$

Выражение (4) показывает, что резонансное поведение запутанных состояний наблюдается при выполнении следующих условий:

$$\varepsilon_1^{\text{dc}} + \varepsilon_2^{\text{dc}} + k\omega \approx 0 \text{ и } \varepsilon_q^{\text{dc}} + g + k\omega \approx 0, \quad (5)$$

которые в точности совпадают с резонансными условиями многофотонных переходов данной системы, найденными нами ранее в [5]. Усредненную  $\bar{C}$  по длительности импульса и случайным фазам запишем как

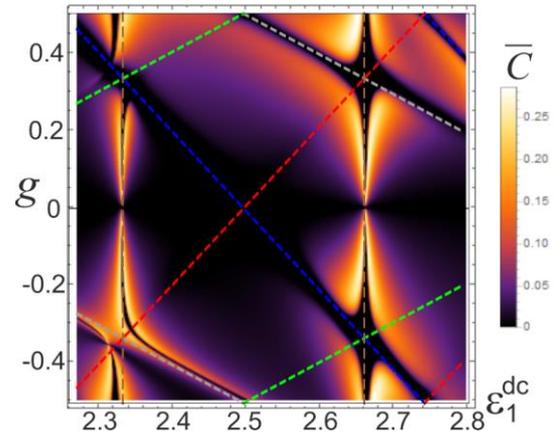
$$\bar{C} = \frac{\Delta_1 \Delta_2}{\pi} \int_0^{2\pi} d\alpha \left| \sum_{k=-\infty}^{\infty} C_k e^{ik\alpha} \right|. \quad (6)$$

## Результаты и обсуждение

Создание динамической запутанности осуществляется путем когерентной суперпозиции состояний, индуцированных внешним возбуждением при многофотонных резонансах [4, 5]. В этом случае поведение *concurrence* при изменении амплитуд *dc*- и *ac*-полей можно понять в терминах интерференции ЛЗШМ, широко изученной и наблюдаемой в одиночных сверхпроводящих кубитах [4].

На рис. 1 цветом показана усредненная мера запутанности,  $\bar{C}$ , при сканировании по амплитуде постоянной составляющей поля на первом кубите,  $\varepsilon_1^{\text{dc}}$ , для разных сил связи между кубитами,  $g$ , которая получена на основе численного решения уравнения (2). Видно, что полное подавление запутанности происходит при настройке на точный многофотонный резонанс [5], синие пунктирные линии на рис. 1 соответствуют резонансному условию перехода  $|\downarrow\downarrow\rangle \rightarrow |\uparrow\downarrow\rangle$ , серые — переходу  $|\downarrow\downarrow\rangle \rightarrow |\downarrow\uparrow\rangle$ , зеленые —  $|\uparrow\downarrow\rangle \rightarrow |\uparrow\uparrow\rangle$ , красные —  $|\downarrow\uparrow\rangle \rightarrow |\uparrow\uparrow\rangle$ . Асимптотическое приближение к этим условиям позволяет создавать перепутанное состояние. С ростом параметра взаимодействия между кубитами как для ферромагнитной  $g > 0$  и антиферромагнитной связи  $g < 0$  яркие области уширяются.

Таким образом, контроль запутанности является устойчивым в пространстве настраиваемых параметров, что удобно для практических реализаций инду-



**Рис. 1.** Зависимость  $\bar{C}(\varepsilon_1^{\text{dc}}, g)$ , пунктирные линии соответствуют областям многофотонных переходов, см. [5]. Параметры:  $\varepsilon_2^{\text{dc}} = 2\varepsilon_1^{\text{dc}}$ ,  $A = 5$ ,  $\omega = 1$ ,  $\Delta_2 = 1.5\Delta_1 = 0.3$ ,  $\Gamma_1 = \Gamma_2 = 0.001$ ,  $\Gamma_\phi = \Gamma_{1,2}/2$ ,  $T = 30$  мК

цированной внешним полем запутанности и может наблюдаться экспериментально.

## Финансирование

Работа выполнена в рамках программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030».

## Литература

1. F. Reiter, L. Tornberg, G. Johansson *et al.* // *Phys. Rev. A*, **88**, 032317 (2013).
2. M. E. Kimchi-Schwartz, L. Martin, E. Flurin *et al.* // *Phys. Rev. Lett.*, **116**, 240503 (2016).
3. A. Gramajo, D. Dominguez, M. Sanchez // *Phys. Rev. A*, **98**, 042337 (2018).
4. O. Ivakhnenko, S. Shevchenko, F. Nori // *Phys. Rep.*, **995**, 1–89 (2023).
5. M. V. Bastrakova, V. O. Munyaev // *Phys. Rev. A*, **104**, 012613 (2021).

# Кубиты на основе магнонной бозе-конденсации

Ю. М. Буньков

Лаборатория квантовой магноники, Российский квантовый центр, Б. Бульвар, 30, Сколково, Москва, 121205  
y.bunkov@qtc.ru

Магнонный бозе — эйнштейновский конденсат (БЭК) является макроскопическим квантовым объектом, который формируется при достаточной плотности магнонов — элементарных возбуждений в магнитоупорядоченных системах. Недавно был получен магнонный БЭК при комнатных температурах в пленках железо-иттриевого граната (ЖИГ), что поставило вопрос о возможности использования этого квантового состояния для создания кубитов, которые могут функционировать при комнатной температуре. В данном докладе показан ряд направлений по созданию подобных кубитов.

## Введение

Бозе-конденсация возникает при достаточной плотности бозе-частиц, которая определяется температурой и массой частиц. В экспериментах с разреженным атомарным газом бозе-конденсат был получен при температурах порядка  $10^{-7}$  К. При этом макроскопическое число атомов заполняет нижний энергетический уровень, соответствующий состоянию покоя частиц. Возник вопрос, можно ли данный квантовый объект использовать в качестве системы для квантовых вычислений? Основным преимуществом макроскопического квантового объекта является то, что для изменения его состояния необходимо изменить состояние макроскопического числа частиц. А это означает возможность работать при температурах на порядки больше, чем тактовая частота квантового перехода для одной частицы. Для функционирования одночастичного кубита с частотой перехода  $\omega$  необходимо, чтобы температура удовлетворяла условию  $kT \ll \hbar\omega$ . В случае кубита, основанного на бозе-конденсате, должно происходить усреднение тепловых флуктуаций, которое увеличивает порог температуры до  $kT \ll N_0^{1/2} \hbar\omega$ , где  $N_0$  — эффективное число частиц, участвующих в формировании кубита. Обсуждались различные схемы построения макроскопических кубитов на основе атомарного БЭК [1]. Использование атомарного БЭК для построения кубитов имеет несколько трудностей. Во-первых, относительно малое число атомов в конденсате, порядка  $10^4$ – $10^6$ . Во-вторых, очень низкая температура существования БЭК и относительно малое время жизни БЭК. Кроме того, БЭК образуется в оптических ловушках, необходимую геометрию которых очень трудно создавать. И наконец, особой задачей является создание нескольких БЭК, взаимодействующих друг с другом.

БЭК могут образовывать также и квазичастицы, как например магноны. БЭК магнонов был впервые обнаружен в антиферромагнитном сверхтекучем  $^3\text{He}$  [2, 3]. Он приводит к сужению линии магнитного резонанса в тысячи раз [4]. Следующим шагом в направлении использования магнонного БЭК было его обнаружение в пленках железо-иттриевого граната (ЖИГ) при комнатной температуре [5, 6]. Следует обратить внимание на два весьма разных когерентных состояния магнонов в пленках ЖИГ. В случае атомарного БЭК речь идет о стационарных атомах. В пленках ЖИГ, намагниченных перпендикулярно поверхности, рассматриваемых в данной лекции, магнонный БЭК также образуют стационарные магноны. Напротив, в случае пленки ЖИГ, намагничен-

ной в плоскости, образуется когерентное состояние магнонов в минимуме энергии, соответствующее магнонам с ненулевым волновым вектором. Это состояние имеет прямые аналогии с когерентным состоянием фотонов в резонаторе и в данной лекции не рассматривается.

Впервые использование магнонного БЭК для построения магнонных кубитов было предложено в лекции [7]. В настоящее время в нашей лаборатории идет экспериментальная разработка нескольких типов макроскопических магнонных кубитов на основе БЭК, которые будут рассмотрены в докладе. Существует несколько преимуществ магнонного БЭК по сравнению с атомарным БЭК. Во-первых, магноны являются квазичастицами с конечным временем жизни. Однако атомы в оптической ловушке также находятся конечное время из-за их испарения. Это время порядка секунды. В антиферромагнитном  $^3\text{He}$  время жизни магнонного БЭК может составлять десятки секунд. Кроме того, удастся возбуждать магноны радиочастотной накачкой. Возбуждаемые магноны замещают испарившиеся в точности в том же квантовом состоянии, согласно принципам бозе-конденсации. Таким образом удастся поддерживать магнонный БЭК непрерывно. При этом достаточно возбуждать магноны резонансным радиочастотным полем в одной локальной области образца. Поэтому, вырезая пленку ЖИГ, можно задавать необходимую геометрию, а также области концентрации магнонного БЭК и связи между ними.

Фундаментальным преимуществом магнонного БЭК является очень большое число когерентных магнонов. В типичной пленке ЖИГ, используемой в экспериментах толщиной в 1 мкм и диаметром в 1 мм, число магнонов в БЭК составляет порядка  $10^{16}$ . При частоте магнитного резонанса порядка 2 ГГц для устойчивого состояния одночастичного кубита необходима температура много меньше 0.1 К. Для устойчивого состояния магнонного кубита при комнатной температуре необходима когерентность порядка  $10^{10}$  частиц, что на шесть порядков меньше, чем число частиц в магнонном БЭК в наших экспериментах. Поэтому магнонный БЭК можно использовать в качестве макроскопического когерентного состояния даже при комнатной температуре. Тем более что температура Нееля для ЖИГ составляет 555 К. Кроме того, остается возможность миниатюризации образцов на несколько порядков.

Важным вопросом является также стабильность бозе-конденсата при неоднородности внешних усло-

вий. Эта стабильность возникает благодаря взаимодействию частиц конденсата. При взаимодействии отталкивания эта энергия приводит к эффекту сверхтекучести, градиенты энергии возбуждают сверхтекучий ток частиц, который и восстанавливает пространственную однородность распределения энергии.

Макроскопический магنونный кубит состоит из двух областей БЭК, соединенных при помощи когерентной связи. При этом данная связь должна обеспечивать перенос возбуждений, необходимых для изменения состояния БЭК в обеих областях. Эта связь может быть обеспечена при помощи электрического проводника. При этом один магنونный БЭК возбуждает макроскопическое число фотонов в проводнике, а второй поглощает их. Также возможно создать связь между магنونным БЭК благодаря близкому расположению между образцами. В этом случае перенос магнонов осуществляется путем диполь-дипольного взаимодействия прецессирующих намагниченностей. Другим вариантом является канал, связующий два магنونных БЭК посредством сверхтекучего тока магнонов. Взаимодействие может обеспечивать и перенос фононов через подложку между двумя пленками БЭК. Весьма перспективным является также топологический магنونный кубит. В этом случае две различные моды БЭК взаимодействуют между собой в одном образце. И наконец, возможна реализация сверхтекучего тока магнонов в кольце. При этом взаимодействие двух противоположных токов с помощью эффекта Джозефсона может быть использовано для построения макроскопического кубита, по аналогии со сверхпроводящими кубитами.

## Финансирование

*Выполнение этих исследований с использованием фононной связи между магنونными БЭК было профинансировано в рамках гранта Российского научного фонда (проект № 22-12-00322).*

## Литература

1. F. Fröwis, et al. Macroscopic quantum states: Measures, fragility, and implementations // *Rev. Mod. Phys.*, 90, 025004 (2018).
2. A. S. Borovik-Romanov, Yu. M. Bunkov, V. V. Dmitriev, Yu. M. Mukharskiy. Long Lived Induction Decay Signal Investigations in  $^3\text{He}$  // *JETP Let.* 40, 1033 (1984).
3. G. E. Volovik. Twenty Years of Magnon Bose Condensation and Spin Current Superfluidity in  $^3\text{He-B}$  // *J. Low Temp. Phys.*, 153, 266 (2008).
4. Yu. M. Bunkov. Spin superfluidity and magnons Bose–Einstein condensation // *Physics Uspekhi*, 53, 848 (2010).
5. Yu. M. Bunkov, et al. Conventional magnon BEC in YIG film. <https://arxiv.org/abs/1810.08051>.
6. Yu. M. Bunkov. Quantum Magnonics // *JETP*, 131, 18–28 (2020).
7. Yu. M. Bunkov. Magnon Bose-Einstein condensation, new results // *Actual problems of magnetic resonance and its applications : proceedings. Kazan University Pbl.*, 2011.

# Исследование направленных ответвителей для реализации квантовых операций над кубитами

И. О. Венедиктов<sup>1,2,\*</sup>, В. В. Ковалюк<sup>1,3</sup>, П. П. Ан<sup>2,3</sup>, А. Д. Голиков<sup>2</sup>, С. С. Святодух<sup>1,2</sup>, Г. Н. Гольцман<sup>1,4</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Покровский бульвар, д. 11, Москва, 109028

<sup>2</sup> Московский педагогический государственный университет, ул. Малая Пироговская, д. 1, стр. 1, Москва, 119991

<sup>3</sup> Университет науки и технологий МИСиС, Ленинский пр., д. 4, стр. 1, Москва, 119049

<sup>4</sup> Российский квантовый центр, Большой бульвар, д. 30, стр.1, Москва, 121205

\* ilia1999ven@gmail.com

В работе исследованы направленные ответвители, разработанные на базе интегральной оптики. Направленные ответвители были изготовлены на подложке из нитрида кремния. Длина участка взаимодействия варьировалась от 16 до 100 мкм. Предметом исследования являлся коэффициент деления направленных ответвителей при комнатной температуре и температуре в 3 К, соответствующей режиму работы сверхпроводникового однофотонного детектора.

## Введение

Квантовый компьютер способен значительно быстрее решать определенные классы задач, которые имеют приложение в криптографии, анализе молекул, математической обработке данных. Существует несколько подходов к реализации квантового компьютера, отличающихся физической реализацией кубитов. В качестве кубитов могут быть использованы различные физические объекты, которые могут находиться в суперпозиции 2 ортогональных состояний. Наряду со сверхпроводниковыми цепями, захваченными ионами и атомами, одним из наиболее перспективных способов реализации кубитов является использование фотонов. Фотонный кубит может представлять собой два различных состояния поляризации света или наличие или отсутствие фотона в одном из волноводов. Фотоны имеют ряд преимуществ перед другими платформами, включая множество степеней свободы для кодирования, легкость реализации пассивных гейтов, высокую стабильность квантового состояния без взаимодействия с веществом [1]. В интегрально-оптическом исполнении квантового компьютера квантовые гейты могут быть реализованы в виде светоделителей и фазовых модуляторов, а детектирование фотонов — при помощи сверхпроводниковых однофотонных детекторов [2], которые работают при криогенных температурах. При этом оптические свойства схемы с изменением температуры могут измениться, поскольку будет меняться показатель преломления материала волноводов. В данной работе мы изучали изменение коэффициента деления направленного ответвителя при понижении температуры до 3 К.

## Описание устройства

Исследуемые устройства были изготовлены на подложке из нитрида кремния. Толщина кремниевой подложки — 525 мкм, толщина слоя SiO<sub>2</sub> — 2,5 мкм, толщина волноводного слоя Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> — 220 нм (при глубине травления 110 нм). Типичное устройство состояло из двух волноводов с входными и выходными дифракционными фокусирующими решетками для ввода и вывода излучения, оптимизированными на длину волны 925 нм. Волноводы имели участок («участок взаимодействия» на рис. 1), на котором они

были сведены на расстояние 0,5 мкм (зазор), при котором из-за «эванесцентного» поля происходило перетекание оптической мощности из одного волновода в другой.

## Методика измерений и результаты

На первой стадии эксперимента чип с готовыми устройствами был расположен на столике с пьезопозиционерами (для выравнивания массива волокон относительно фокусирующих решеток на чипе) и элементами Пельтье, стабилизирующими температуру устройств при комнатной температуре. Ввод и вывод излучения происходил при помощи массива волокон, расположенного над чипом под углом 8 градусов к нормали. При измерениях излучение вводилось в порт 2 (см. рис. 1), при этом измерялась оптическая мощность из остальных портов. Порты 1 и 4 использовались для измерения коэффициента деления, а мощность из порта 3 измерялась для оценки отражений в структуре, которые составили около 4–5% от суммарной выходной оптической мощности. На второй стадии структуры были измерены при температуре 3 К в оригинальной установке на основе машины замкнутого цикла SRDK-101D с использованием криогенных подвижек AttoCube. Результаты измерений коэффициента деления для обоих измерений представлены на рис. 2, где красные и черные точки — измеренные значения коэффициента деления при комнатной и гелиевой температуре соответственно, а сплошными линиями показан результат аппроксимации.

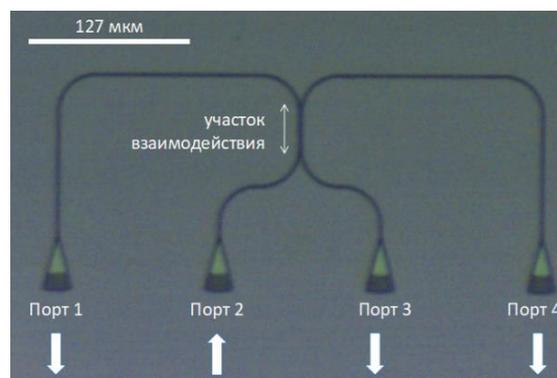
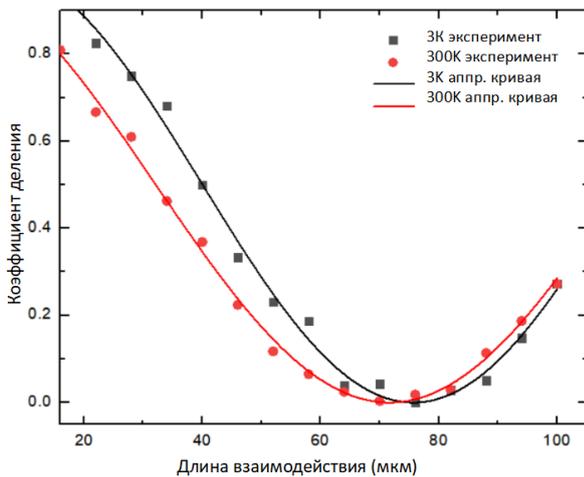


Рис. 1. Микрофотография направленного ответвителя



**Рис. 2.** Результаты измерений коэффициента деления направленных ответвителей, измеренного при комнатной и криогенной температурах

Длина участка взаимодействия от структуры к структуре варьировалась от 16 до 100 мкм с шагом 6 мкм.

Из экспериментальных данных по мощности, выходящей из портов 1 и 4, можно посчитать коэффициент деления  $k$ :

$$k = P_1 / (P_1 + P_4),$$

где  $P_1$  и  $P_4$  — оптическая мощность в портах 1 и 4 соответственно.

Полученные данные были аппроксимированы косинусоидальной зависимостью вида

$$k(L) = (1 + \cos(\pi L / L_c)) / 2,$$

где  $L$  — длина взаимодействия волноводов, а  $L_c$  — длина участка взаимодействия, на которой происходит полное перетекание оптической мощности из одного волновода в другой (длина каплинга).

При аппроксимации экспериментальных данных были получены значения характерных длин каплинга

$L_c = 79 \pm 0,87$  мкм и  $71,3 \pm 1,24$  мкм для комнатной и криогенной температур соответственно. Изменение характерной длины взаимодействия качественно можно объяснить уменьшением показателя преломления волновода с уменьшением температуры, из-за чего увеличивается диаметр моды в волноводе и большая мощность «эванесцентной» волны доходит до соседнего волновода, быстрее перетекая в него.

### Заключение

В данной работе были проведены измерения коэффициента деления направленных ответвителей из нитрида кремния. Были измерены зависимости коэффициента деления от длины взаимодействия волноводов, а также влияние температуры на длины каплинга, составившие  $L_c = 79 \pm 0,87$  мкм и  $71,3 \pm 1,24$  мкм для комнатной и криогенной температуры соответственно. Полученные данные могут быть использованы при проектировании и изготовлении масштабируемых квантово-оптических интегральных микросхем со сверхпроводниковыми однофотонными детекторами, работающих при криогенных температурах и реализующих операции над оптическими кубитами.

### Финансирование

Работа поддержана ГК «Росатом» в рамках Дорожной карты по квантовым вычислениям (договор № 868-1.3-15/15-2021 от 05.10.2021 и договоры № P2178, P2179).

### Литература

1. H. S. Zhong *et al.* // Science, **370**, 1460–1463 (2020).
2. G. N. Gol'tsman *et al.* // Appl. Phys. Lett., **79**(6), 705–707 (2001).

# Оптимизационные подходы в задаче нахождения алгоритма управления трансмоном при помощи быстрых одноквантовых импульсов

В. А. Вожаков<sup>1,2,\*</sup>, М. В. Бастракова<sup>2,3</sup>, А. В. Линев<sup>2</sup>, Д. С. Куландин<sup>2</sup>, М. А. Сергеев<sup>2</sup>,  
И. И. Соловьев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Воробьевы горы, 1, Москва, 119991

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

<sup>3</sup> Российский квантовый центр, Сколково, Большой бульвар, д. 30, стр. 1, Москва, 143025

\* sevozh@yandex.ru

В данной работе изучается задача нахождения оптимальной биполярной последовательности коротких импульсов напряжения, полученных при помощи устройств сверхпроводящей электроники, для совершения однокубитных операций на трансмоне. Рассматривается несколько способов нахождения оптимальной последовательности: метод покоординатного спуска, генетический алгоритм и машинное обучение. Обсуждается возможность оптимизации схемы управления для решения проблемы необходимости использования физической памяти для хранения найденной последовательности.

## Введение

На сегодняшний день одной из важнейших проблем в области сверхпроводящих квантовых процессоров остается задача оптимального управления — совершения высокоточных кубитных операций за наименьшее время. Особенно важна эта задача для трансмона — наиболее распространенной реализации джозефсоновского кубита с рядом преимуществ: высокими временами потери когерентности и хорошей масштабируемостью. Главным минусом кубитов такого типа является малый параметр ангармоничности, что может приводить к утечкам состояния трансмона за пределы вычислительного базиса. С увеличением размеров современных квантовых процессоров появилась необходимость в разработке методов управления, позволяющих избавиться от необходимости большого количества микроволновых приборов, приносящих на кубит дополнительные шумы. Одним из возможных вариантов решения этой проблемы является использование пикосекундных импульсов напряжения, создаваемых при помощи устройств цифровой сверхпроводящей электроники (джозефсоновских генераторов, работающих в импульсном режиме или SFQ-генераторов), которые могут располагаться как на том же чипе, что и кубиты [1], так и на другом чипе, соединенном с кубитным чипом при помощи технологии flip-chip [2].

## Нахождение оптимальной управляющей последовательности

В данной работе рассматривается возможность управления при помощи импульсов напряжения различной полярности. Последовательность импульсов представляет собой прямоугольные импульсы шириной 4 пс, которые подаются или не подаются в моменты времени  $T = 2\pi/\omega_g$ . В таком цифровом подходе к управлению можно записывать управляющие сигналы в виде троичного кода, где «0» обозначает отсутствие импульса, «1» — наличие положительного импульса напряжения, «-1» — наличие отрицательного импульса напряжения на тактовой частоте генератора  $\omega_g$ . В качестве входных параметров указываются частоты кубита (с основного на первый возбуж-

денный уровень  $\omega_{01}$  и с первого возбужденного на второй  $\omega_{12}$ ), частота генератора  $\omega_g$  и угол поворота одного импульса  $\theta$ . Этот угол рассчитывается из значения связующей емкости линии генерации импульсов и кубита  $\theta = C_c \cdot \Phi_0 \sqrt{\hbar\omega_{01}/2C_1}$ , где  $C_c$  — связующая емкость,  $C_1$  — собственная емкость кубита  $\Phi_0$  — квант магнитного потока,  $\hbar$  — постоянная Планка. Критерием оптимизации будет являться утечка на вышележащие уровни, последовательность считается хорошей, если заселенность этих уровней будет около  $10^{-4}$ . К решению задачи поиска наиболее эффективной последовательности существует множество подходов, мы рассмотрели покоординатный спуск, генетический алгоритм и машинное обучение. Покоординатный спуск — процедура постепенного изменения последовательности в лучшую по критерию оптимизации сторону, вдохновленную схожим методом SCALLOPS [3]. Бралась некоторая стартовая последовательность, в ней перебирались все возможные варианты изменения одного символа, из них выбиралась лучшая по критерию, и она становилась стартовой для следующего поколения. Вся процедура продолжалась до тех пор, пока новые поколения уже не давали улучшения. Главным минусом этого подхода является то, что данный алгоритм — «жадный», т. е. ищет только наилучшую последовательность на каждом этапе, что сильно суживает пространство поиска, изменить его можно только выбором другой стартовой последовательности. Генетический алгоритм ищет последовательности при помощи скрещивания (разделения двух последовательностей на две части и перекрестной «склейки» их между собой) и мутаций (случайным изменением одного символа). Наши исследования показали, что эффективные последовательности при использовании генетического алгоритма находятся при выборе любой стартовой точки. Из всего многообразия алгоритмов машинного обучения для выбранной задачи лучше всего подходит нейронная сеть AlphaZero — алгоритм, использующий концепцию self-play в качестве обучения с подкреплением. Обученная нейросеть позволяет найти эффективные последовательности для любых входных параметров за достаточно небольшое время [4].



# Вызовы мега-сайенс проекта «Комплекс NICA»

А. В. Бутенко, В. М. Головатюк, М. Н. Капишин, В. Д. Кекелидзе, И. Н. Мешков,  
А. С. Сорин, Г. В. Трубников

Объединенный институт ядерных исследований, ул. Жолио-Кюри, 6, Дубна, Московская обл. 141980

В Объединенном институте ядерных исследований (ОИЯИ) реализуется мега-сайенс проект NICA для решения актуальных вопросов физики элементарных частиц. В ходе реализации проекта решены задачи, связанные с серьезными вызовами: создание ускорительного комплекса исследовательских установок, развитие передовых технологий и организация научных исследований.

## Введение

Сильные взаимодействия играют центральную роль в физике элементарных частиц и хорошо описываются квантовой хромодинамикой (КХД), но остаются вопросы: явления на больших расстояниях, например, удержание кварков; коллективное поведение в экстремальных условиях высоких температур и высоких плотностей; надежные прогнозы в непертурбативном режиме. Можно ли из первых принципов КХД описать явления на границе низких и высоких энергий? Как быстро движущиеся кварки и глюоны группируются в цвет-синглетные адроны?

Будущий прогресс в решении этих вопросов будет опираться на разностороннюю исследовательскую программу с тесным взаимодействием теоретических достижений и новых экспериментальных измерений.

Расчеты КХД на решетке предсказывают переход вещества в кварк-глюонную плазму (КГП), в которой партоны не связаны и киральная симметрия восстановлена. Фазовая диаграмма КХД, на которой различные состояния адронной материи — от обычных ядер до кварк-глюонной материи — определены в зависимости от температуры и барионной плотности и интенсивно исследуются в столкновениях тяжелых ионов (рис. 1). В столкновениях тяжелых ионов достаточно высоких энергий (RHIC BNL, LHC CERN) фазовый переход происходит при близкой к нулю суммарной барионной плотности.

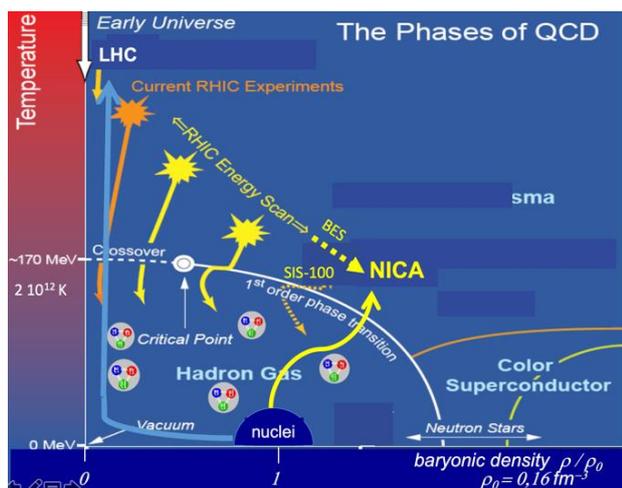


Рис. 1. Фазовая диаграмма КХД

В этих экспериментах был показан т. н. «crossover» — плавный переход между кварк-глюонным веществом и адронным газом. Решеточная КХД до-

статочно хорошо описывает эту область фазовой диаграммы. При большой барионной плотности, которая существует также в ядре нейтронных звезд, на фазовой диаграмме КХД ожидается фазовый переход первого рода. И тогда должна существовать критическая конечная точка между «cross-over» и фазовым переходом первого рода. Эти области фазовой диаграммы менее изучены как экспериментально, так и теоретически. Решеточная КХД пока не дает надежных предсказаний в этих областях. К задачам проекта NICA относится детальное изучение именно этих областей фазовой диаграммы КХД.

Большинство эффективных моделей, описывающих столкновения тяжелых ионов (статистические, гидродинамические, транспортные), предсказывают достижение максимально возможной барионной плотности при энергиях столкновений в диапазоне 5–10 ГэВ/нуклон в системе центра масс. При этом плотность барионной материи может на порядок превышать номинальную плотность в обычных ядрах [1, 2]. Есть некоторое сходство между звездными объектами и столкновениями тяжелых ионов, поскольку плотность ядра нейтронной звезды достигает такого же уровня в результате сильного гравитационного сжатия. Состав ядра нейтронной звезды зависит от плотности и кроме нейтронов включает странные частицы и гиперядра.

## Научные вызовы проекта NICA

Два издания т. н. Белой книги NICA с участием 196 авторов указывают на широкий спектр актуальных вопросов физики частиц, вклад в решение которых дадут эксперименты на комплексе NICA [3]. NICA — это установка для столкновения ионов, основанная на нуклотоне (Nuclotron based Ion Collider fAcility), а нуклотрон — это синхротронный кольцевой ускоритель на основе сверхпроводящих (СП) магнитов, разработанных в ОИЯИ (введен в эксплуатацию в 1993 г.). Основным научным вызовом проекта NICA является получение новых данных: о горячем и максимально плотном барионном веществе, в т. ч. решение вопросов о существовании фазового перехода первого рода и наличия критической точки на фазовой диаграмме КХД, а также о спиновой структуре нуклона, а именно — как устроен спин протона и нейтрона. Для достижения этих целей потребовалось развитие существующего ускорительного комплекса и строительство коллайдера, обеспечивающего столкновения: широкого спектра ионов, от  $p$  до  $Au$ , при энергиях  $\sqrt{s_{NN}} = 4–11$  ГэВ и светимости  $L = 10^{27} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ; поляризованных  $p$  и  $d$  до энергии  $\sqrt{s} =$

= 27 ГэВ ( $p$ ) и светимости  $L = 10^{32} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ ; а также создание трех детекторов: Baryonic Matter at Nuclotron (BM@N), MultiPurpose Detector (MPD) и Spin Physics Detector (SPD) [4–12].

### Ускорительный комплекс

Достижение необходимой светимости в столкновениях тяжелых ионов при заданной энергии является серьезным вызовом и требует непростых решений. Была разработана структура ускорительного комплекса (рис. 2), которая включает: источник тяжелых ионов KRION с интенсивностью  $2,5 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ , созданный по уникальной технологии «электронной струны» в магнитном поле 6 Тл, разработанный в ОИЯИ; линейный ускоритель НЛАС, разгоняющий ионы до энергии 3 МэВ/нуклон; сверхпроводящий кольцевой синхротрон Бустер периметром 220 м с системой электронного охлаждения, ускоряющий ионы до 600 МэВ/нуклон; сверхпроводящий кольцевой синхротрон нуклотрон, разгоняющий ионы до энергии 4,4 ГэВ/нуклон (модернизирован в 2015 г.); два накопительных кольца коллайдера периметром 503 м с системами электронного и стохастического охлаждения, обеспечивающие столкновения ионов в двух точках с энергией до 11 ГэВ/нуклон в системе ц. м. [13–16]. Все системы ускорительного комплекса, кроме коллайдера, созданы и функционируют в режиме пусканаладки. Завершение монтажа коллайдера запланировано на 2023 г.



Рис. 2. Ускорительный комплекс NICA

### Установка BM@N

Исследовательская установка BM@N разработана и создана для изучения столкновений ускоренных до энергии 2–4,4 ГэВ/нуклон ионов с неподвижной мишенью [17]. Она расположена в конце канала длиной 160 м с выведенным из нуклотрона пучком. В состав установки входят спектрометрический магнит СП-41 (0, рис. 3) с расширенным до 105 см межполюсным зазором и магнитным полем  $\sim 2$  Тл, система трековых детекторов, включающих GEM-камеры (3, рис. 3), дрейфовые камеры (8, рис. 3), камеры с катодно-стриповым считыванием (5, 7, рис. 3), кремниевые микро-стриповые детекторы (1, 2, рис. 3). Основные трековые детекторы расположены в межполюсном зазоре, что обеспечивает точность 2–4% при измерении импульсов частиц, образованных при столкновении. Входящие в состав установки времяпролетные

системы с разрешающей способностью  $\sim 85$  пс (4, рис. 3), электромагнитные (4, рис. 3) и адронный калориметры (9, рис. 3) позволяют надежно идентифицировать частицы — продукты столкновений. Система сбора данных спроектирована для регистрации и отбора событий с частотой до 50 кГц. Первые эксперименты с ограниченной конфигурацией установки начались в 2016 году [18, 19]. В декабре 2022-го — январе 2023 года проведен первый сеанс с полным набором детекторов и зарегистрировано более 500 млн. столкновений ионов Хе с мишенью из CsI.

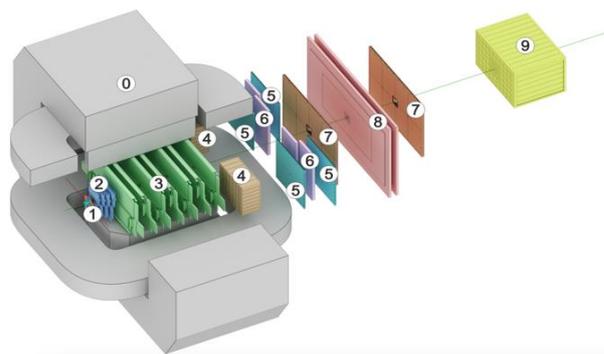


Рис. 3. Установка BM@N

Анализ накопленных данных позволит изучить параметры уравнения состояния ядерной материи, которое определяет связь между ее плотностью, температурой, энергией связи и изоспиновой асимметрией. При ядерных столкновениях на BM@N могут быть достигнуты плотности в 3–5 раз выше нормальной плотности ядерной материи.

### Установки на коллайдере

Для изучения столкновений тяжелых ионов более высоких энергий разработана и создается исследовательская установка MPD [20–24], которая будет установлена в первой точке столкновения пучков ионов коллайдера. Основные детекторы установки расположены во внутреннем объеме соленоидального СП-магнита диаметром 5 м и длиной 9 м, в котором создается достаточно однородное магнитное поле до 0,5 Тл. Основным трековым детектором является ТРС (времяпроекционная камера) с внешним диаметром 2,6 м и длиной 3,4 м, которая обеспечивает реконструкцию траекторий заряженных частиц — продуктов столкновений ионов, и измерение их импульсов с точностью 1–2%. Для идентификации частиц, дополнительно к измерению импульса, системой TOF (Time of Flight) с высокой точностью (70 пс) измеряется время пролета частиц до плоскостей детектора. Существенный вклад в идентификацию частиц вносит также информация об ионизационных потерях частиц в газовом объеме ТРС, измеряемых с хорошей точностью путем большого числа каналов измерений для каждого трека. Уникальный набор модулей электромагнитного калориметра с проекционной геометрией (всего 39 тыс. модулей) используется для регистрации и измерения энергии гамма-квантов, элек-

тронов и позитронов. Для измерения прицельного параметра столкновений и плоскости реакции используются модули адронных калориметров, расположенные в торцах установки. На 2-м этапе развития установка будет оснащена внутренним трекером (IT), состоящим из пяти цилиндров пиксельных детекторов, разработанных на основе передовой технологии MAPC (всего  $4,9 \cdot 10^9$  каналов), который позволит восстанавливать вторичные вершины от распадов очарованных частиц. Система сбора данных (DAQ) обеспечивает обработку до 2 тыс. траекторий в событии с частотой событий 7 кГц. Основной функцией DAQ является прием данных от электроники детекторов по каналам с пропускной способностью  $\sim 4$  Тб/с, их первичная обработка, построение события и запись события в промежуточное дисковое хранилище. Вычислительные ресурсы компьютерного кластера и сети базируются на современных технических решениях, которые масштабируемы, открыты для подключения различных компьютерных и сетевых элементов, расположенных как в ОИЯИ, так и за его пределами. Этих ресурсов должно быть достаточно для работы в ОИЯИ с объемом данных до 30–70 петабайт в год.

Моделирование изучаемых процессов, их регистрации и анализа демонстрирует надежное детектирование основных пробников, включающих странные частицы, гиперядра и др.

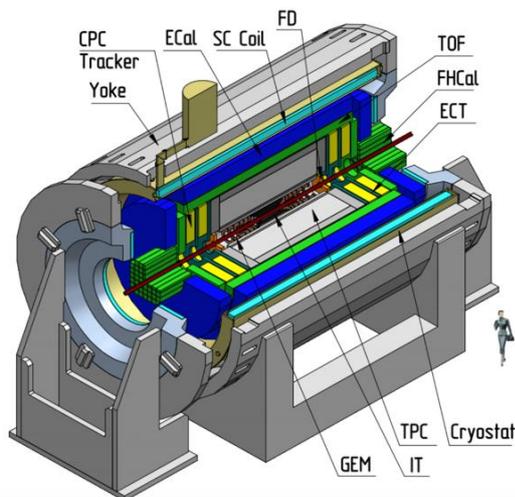


Рис. 4. Установка MPD

Установка SPD разрабатывается для изучения спиновой структуры нуклонов, которая проявляется в столкновениях поляризованных протонов и/или дейтронов [25, 26]. Установка будет расположена во второй точке столкновения пучков коллайдера. В настоящее время представленный технический проект установки проходит международную экспертизу. Создание и запуск SPD запланированы на второй этап развития комплекса (2025–2026 гг.).

### Технологические вызовы

Создание ускорительного комплекса и современных исследовательских установок было бы невоз-

можным без развития передовых технологий и создания соответствующей научно-инженерной инфраструктуры. На базе Лаборатории высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина в ОИЯИ были разработаны технологии: по производству суперферрических быстроциклирующих СП-магнитов с применением уникального кабеля типа «нуклотрон», охлаждаемого потоком, и двухфазного гелия при температуре 4,5 К; по криогенному обеспечению комплекса; по сборке микростриповых и пиксельных детекторов высокого разрешения; по созданию высокоточных времяпролетных систем, основанных на Multigap Resistive Plate Chambers (MRPC); по созданию системы электромагнитного калориметра с проективной геометрией и ряда других детекторов. На основе разработанных технологий были созданы и запущены в работу соответствующие технологические линии и производственные площадки.

Для развития технологий и проведения прикладных и инновационных работ создается уникальная инфраструктура, использующая выведенные пучки ускорительного комплекса с большим набором ядер (от протонов до золота) в широком диапазоне энергий, от нескольких мегаэлектронвольт до 4,5 ГэВ на нуклон. Создаваемая инфраструктура будет использоваться для разработки радиационно-стойкой микроэлектроники, проведения радиобиологических и медицинских исследований и др.

### Организационные вопросы

Важнейшим условием успешной реализации запланированной научной программы на комплексе NICA является привлечение большого коллектива исследователей из передовых научных центров и университетов, по примеру таких исследовательских центров, как CERN, BNL и др. В результате активного взаимодействия с международным научным сообществом были привлечены ученые, инженеры, студенты и аспиранты из 51 научного центра и университета, представляющие 20 стран, и сформированы три научные коллаборации соответственно, BM@N (270 участников), MPD (490 участников) и SPD (320 участников). Формируется коллаборация ARIADNA для проведения прикладных и инновационных работ на установках комплекса. Разработаны и утверждены уставные документы этих коллективов, сформированы структуры их управления, согласован их юридический статус в рамках принимающей организации ОИЯИ и условия их функционирования на территории института.

### Литература

1. J. Randrup and J. Cleymans // *Phys. Rev. C*, **74** (2006) 047901.
2. B. Friman, W. Nörenberg, and V. D. Toneev // *Eur. Phys. J. A*, **3** (1998).
3. NICA White Paper // *Eur. Phys. J. A*, **52** (2016).
4. Sorin, V. Kekelidze, A. Kovalenko, R. Lednicky, I. Meshkov // *Nucl. Phys. A*, **855**, 510–513 (2011).

5. V. Kekelidze, A. Kovalenko, R. Lednicky, V. Matveev, I. Meshkov *et al.* // EPJ Web Conf., **71** (2014) 00127.
6. V. Kekelidze, A. Kovalenko, R. Lednicky, V. Matveev, I. Meshkov *et al.* // Nulc. Phys. A, **956** (2016) 846–849.
7. P. N. Batyuk, V. D. Kekelidze *et al.* // Phys. Part. Nucl. **47**, (2016) 4, 540–566.
8. V. D. Kekelidze // Phys. Part. Nucl., **49**, (2018) 4, 457–462.
9. V. D. Kekelidze // JINST, **12** (2017), 06, C06012.
10. V. D. Kekelidze // Phys. Atom. Nucl., **75** (2012) 542–545.
11. V. Kekelidze, R. Lednicky, V. Matveev, I. Meshkov, A. Sorin // Phys. Part. Nucl. Lett., **9** (2012) 313–316.
12. N. Agapov, V. Kekelidze, A. Kovalenko, R. Lednicky, V. Matveev *et al.* // Phys. Usp., **59** (2016) 4, 383–402.
13. V. Kekelidze, V. Matveev, I. Meshkov, A. Sorin, G. Trubnikov // Phys. Part. Nucl., **48** (2017) 5, 727–741.
14. E. Syresin, O. Brovko, A. Butenko *et al.* // Contribution to RuPAC, 2018 (2018).
15. E. Syresin, O. Brovko, A. Butenko *et al.* // JACoW IPAC2022 (2022), 1819–1821.
16. E. Syresin, A. Agapov, A. Alfeev *et al.* // Contribution to RuPAC (2021), 12–16.
17. M. Kapishin (for the BM@N Collaboration) // Eur. Phys. J. A, **52** (2016), 8, 213.
18. M. Kapishin (for the BM@N Collaboration) // Nucl. Phys. A, **982** (2019), 967–970.
19. M. Kapishin (for the BM@N Collaboration), SQM 2019 proceedings, 285 Springer Proc. Phys. **250** (2020) 21–27.
20. V. Kekelidze, A. Kovalenko, R. Lednicky, V. Matveev, I. Meshkov *et al.* // Nulc. Phys. A, **967** (2017), 884–887.
21. Kh. U. Abraamyan, S. V. *et al.* // Nucl. Instrum. Meth. A, **628** (2011), 99–102.
22. V. Golovatyuk, V. Kekelidze, V. Kolesnikov, O. Rogachevsky, A. Sorin // Nucl. Phys. A, **982** (2019), 636–696.
23. V. Golovatyuk, V. Kekelidze *et al.* // Eur. Phys. J. A, **52** (2016) 8, 212.
24. V. Abgaryan *et al.* // Eur. Phys. J. A, **58** (2022), 7, 140.
25. Arbuzov *et al.* // Prog. Part. Nucl. Phys., **119** (2021), 103858.
26. V. V. Abramov *et al.* // Phys. Part. Nucl., **52** (2021), 6, 1044–1119.

# Электролюминесценция SiV-центров в алмазном диоде

М. А. Лобаев\*, Д. Б. Радищев, А. Л. Вихарев, А. М. Горбачев, С. А. Богданов,  
В. А. Исаев, С. А. Краев, А. И. Охапкин, Е. А. Архипова, В. Е. Демидов,  
М. Н. Дроздов

Федеральный исследовательский центр «Институт прикладной физики РАН», ул. Ульянова, д. 46, Нижний Новгород, 603950

\*lobaev@appl.sci-nnov.ru

Представлены результаты исследования электролюминесценции центров окраски кремний вакансии (SiV-центров) в алмазном диоде со структурой, предполагающей параллельное включение p-i-n-диода и диода Шоттки. В спектре излучения обнаружена только линия на длине волны 738 нм, соответствующая излучению центра окраски кремний вакансии в отрицательном зарядовом состоянии. Электролюминесценция центров окраски наблюдалась только в области p-i-n-диода, а в диоде Шоттки не наблюдалась. Таким образом, экспериментально показано, что для генерации излучения в процессе электролюминесценции необходимы оба типа носителей заряда.

## Введение

В настоящее время центры окраски в алмазе являются объектом исследований, важным для квантовых приложений. Интерес к центрам окраски вызван возможностью их применения для квантовой передачи информации, квантовой криптографии и интеграции в схемы нанофотоники. Для практической реализации большинства этих устройств необходимо создание яркого источника одиночных фотонов на основе центра окраски в алмазе. Источник одиночных фотонов, возбуждаемый электрическим током, привлекает внимание своей компактностью. Оптическое излучение в таком источнике формируется в результате электролюминесценции центра окраски, помещенного в i-области p-i-n-диода. В данном докладе представлены результаты исследования электролюминесценции SiV-центров в алмазном диоде. Диод представляет собой комбинацию двух диодов: p-i-n-диода и диода Шоттки.

## Эксперимент

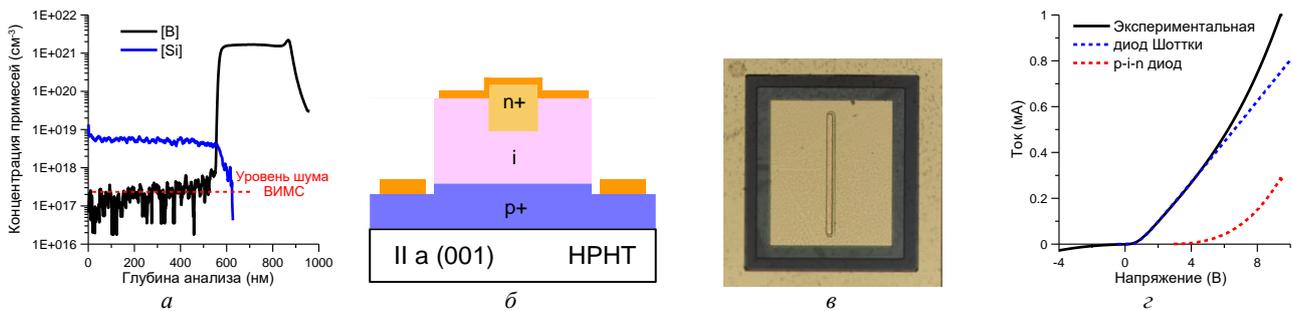
Структура алмазного диода выращивалась на подложке с ориентацией (001), размером  $3.5 \times 3.5 \times 0.5$  мм из НРНТ алмаза Па. Все эпитаксиальные слои структуры диода выращивались в CVD-реакторе, подробно описанном в работе [1]. Процесс изготовления диода подробно описан в работе [2]. На подложке выращивалась структура, состоящая из двух слоев алмаза: сильно легированного бором с концентрацией бора  $[B] = 1.69 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$  и толщиной 300 нм и слоя, легированного кремнием с концентрацией  $[Si] = 5.2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и толщиной 570 нм для создания SiV-центров в i-области диода. ВИМС-профиль выращенной структуры показан на рис. 1, а. Область, легированная фосфором с концентрацией  $2.5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , была создана методом селективного выращивания канавки прямоугольной формы вытравленной в легированном кремнии слое. После создания n-области диода, в кислородсодержащей плазме вытравливалась мезоструктура для доступа к сильно легированному бором слою. Затем на этот слой с помощью фотолитографии наносились омические контакты Ti/Mo/Au. Схема диода показана на рис. 1, б. Как видно из рис. 1, в, металлы, выбранные для омического контакта к области сильно легированной

фосфором, покрывают не только канавку, но и почти всю верхнюю часть мезоструктуры. В результате под канавкой создавался p-i-n-диод, а вне канавки — диод Шоттки. Таким образом, был изготовлен диод, представляющий собой структуру с параллельно включенными p-i-n-диодом и диодом Шоттки. Это было сделано для возможности наблюдения за пространственным распределением электролюминесценции сразу в двух диодах. На рис. 1, г показана вольт-амперная характеристика (ВАХ) диода сплошной черной линией. Диод Шоттки открывается при напряжении около 0.5 В. Теоретическая ВАХ, соответствующая диоду Шоттки, показана синей пунктирной линией. При напряжениях выше 5 В открывается p-i-n-диод, что приводит к изменению ВАХ (нелинейному росту тока). На рис. 1, г красным пунктиром показана разница между измеренной ВАХ объединенного диода и теоретической аппроксимацией для диода Шоттки, которая соответствует току, протекающему через p-i-n-диод. Из расчетной ВАХ видно, что p-i-n-диод открывается при напряжении около 5 В, что значительно выше, чем у диода Шоттки. Ток в p-i-n-диоде в несколько раз меньше, чем в диоде Шоттки.

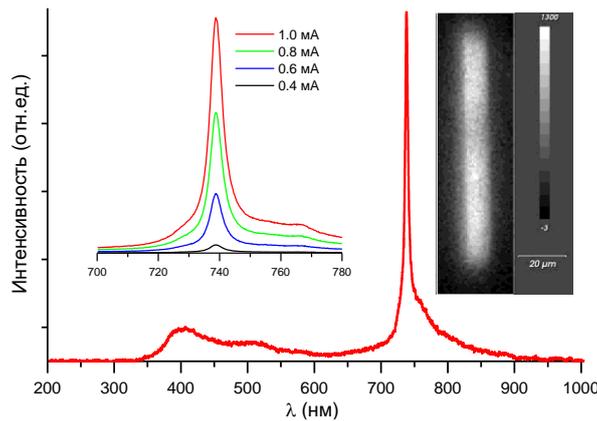
## Результаты

На рис. 2 показан обзорный спектр электролюминесценции, наблюдаемый при приложении к диоду напряжения в прямом направлении при токе 1 мА. В спектре наблюдалась узкая линия на длине волны 738 нм с шириной на половине высоты 5.4 нм, соответствующая бесфононной линии SiV-центра.

На левой вставке рис. 2 приведены профили бесфононных линий SiV-центра при разных токах, протекающих в диоде. При токах больше 0.5 мА интенсивность электролюминесценции пропорциональна току, протекающему в диоде. Эта величина тока соответствует, как видно из рис. 1, г, напряжению открытия p-i-n-диода. Электролюминесценция в диоде наблюдалась только в области p-i-n-диода (в области канавки, легированной фосфором), вне этой области излучение отсутствовало. На правой вставке рис. 2 показана карта электролюминесценции диода в области канавки. Характерная ширина свечения SiV-центров в три раза превосходила ширину канавки, что может быть связано с распылением тока в диоде.



**Рис. 1.** Профиль концентрации примесей, полученный методом ВИМС (а) для выращенной структуры, б — схема диода, в — фотография диода (вид сверху), г — вольт-амперная характеристика диода



**Рис. 2.** Спектр электролюминесценции при токе в диоде 1 мА. На левой вставке показаны профили бесфонных линий SiV-центра при разных токах, протекающих в диоде. На правой вставке показана карта интенсивности излучения SiV-центров в области канавки

Таким образом, экспериментально показано, что электролюминесценция SiV-центров наблюдалась только в области р-і-п-диода, а в диоде Шоттки не наблюдалась. Из этого следует, что для генерации излучения в процессе электролюминесценции необходимы оба типа носителей заряда. Интенсивность излучения SiV-центров при фотолюминесценции превышала интенсивность излучения SiV-центров при электролюминесценции в 60 раз. Таким образом, в нашем диоде можно получить скорость излучения на уровне  $0.75 \cdot 10^6$  фотон/с. Но эта оценка не характеризует предельные возможности электролюминесценции, так как в экспериментах не удалось достигнуть насыщения по электролюминесценции из-за того, что большая часть тока протекала через диод Шоттки. В работе продемонстрирована возможность создания электрически управляемого источника оди-

ночных фотонов на основе SiV-центров в алмазном р-і-п-диоде.

### Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 22-12-00309 в части изготовления и исследования диода и при поддержке НЦМУ «Центр фотоники» при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2022-316 в части исследования электролюминесценции.

### Литература

1. A. L. Vikharev, A. M. Gorbachev, M. A. Lobaev et al. // Phys. Status Solidi RRL. V. 10, 324 (2016).
2. M. A. Lobaev, D. B. Radishev, A. L. Vikharev et al. // Phys. Status Solidi RRL, 2200432 (2022).

# Счетчики одиночных микроволновых фотонов на Al SIS-контактах

А. Л. Панкратов<sup>1,2,\*</sup>, А. В. Гордеева<sup>1,2</sup>, А. А. Яблоков<sup>1,2</sup>, Д. А. Ладейнов<sup>1,2</sup>,  
Л. С. Ревин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Нижегородский государственный технический университет им. Р. Е. Алексеева, ул. Минина, д. 24, Нижний Новгород, 603950

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

\* alp@ipmras.ru

Разработан, изготовлен и исследован прототип счетчика одиночных фотонов на основе алюминиевого SIS-перехода. Достигнутые темновые переключения оказались значительно более редкими, чем ожидалось из существовавших ранее теорий, по причине работы SIS-перехода в режиме фазовой диффузии. В результате получены убедительные экспериментальные доказательства переключений SIS-перехода в резистивное состояние, инициируемых поглощением нескольких фотонов при значительно ослабленном сигнале синтезатора с частотой 10 ГГц.

## Введение

Задача детектирования слабых сигналов разной природы долгое время стоит перед наукой. Данная работа посвящена очередному шагу в этом направлении. Показана экспериментальная возможность детектирования сигналов настолько слабых, что они соответствуют энергии фотонов на частоте 10 ГГц (7 йоктоджоулей), с помощью алюминиевых SIS-переходов при температуре 15–20 мК. Рассмотрено влияние режима фазовой диффузии на свойства образца как детектора.

## Результаты эксперимента

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. СВЧ-сигнал от синтезатора ослаблялся настолько сильно, что гармонический сигнал превращался в поток фотонов, частота прихода которых описывается распределением Пуассона. Исследованы как большие, так и малые джозефсоновские контакты с критическими токами от десятков наноампер до единиц микроампер [1–3]. Получена статистика переключений и показано, что наклоны вероятности пере-

ключения соответствуют регистрации одного, двух, трех и более фотонов. Примеры такой статистики при измерении новых образцов представлены на рис. 2. На данный момент только на образцах из работы [2] продемонстрировано детектирование одиночных фотонов, в то время как для других исследованных образцов переключения от пар и троек фотонов происходят уверенно в широком диапазоне значений тока смещения.

Интересно отметить, что, несмотря на регулярное изменение тока смещения образца SPC-75 (см. рис. 2, а) на 2 нА между кривыми, результаты распределяются неравномерно, в отличие от того, что наблюдалось для образца SIS34-2 (см. рис. 2, б). Кроме этого, для образца SPC-75 все зависимости соответствуют детектированию двух или трех фотонов, а образец SIS34-2 при некоторых параметрах показывал детектирование только больших групп фотонов; вероятно, это связано с недостаточным изменением тока смещения образца SPC-75, что, впрочем, дало сопоставимые изменения вероятности детектирования при изменении мощности источника для обоих образцов.

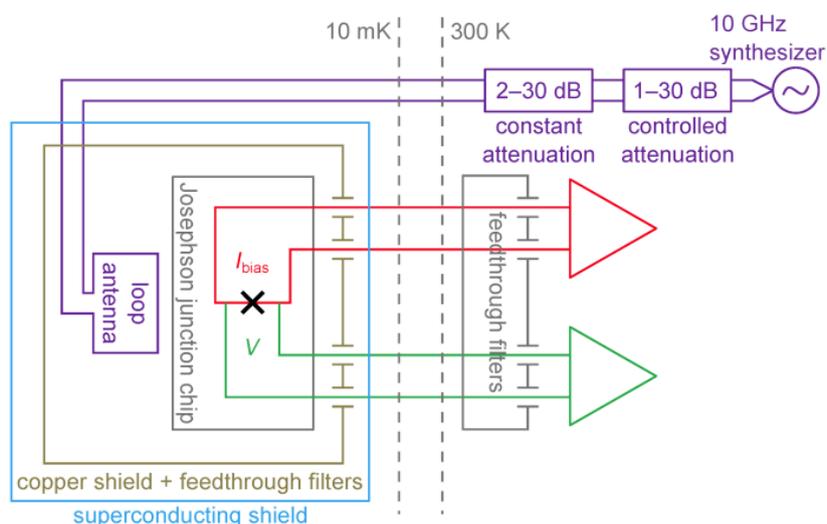
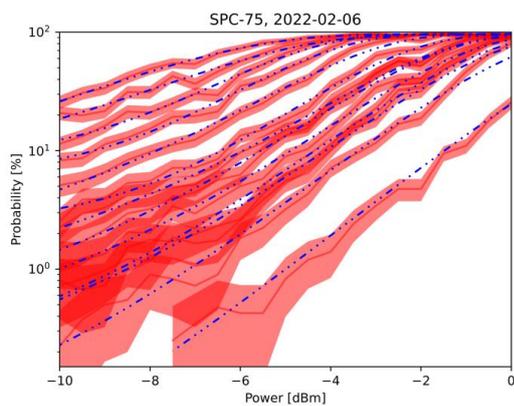
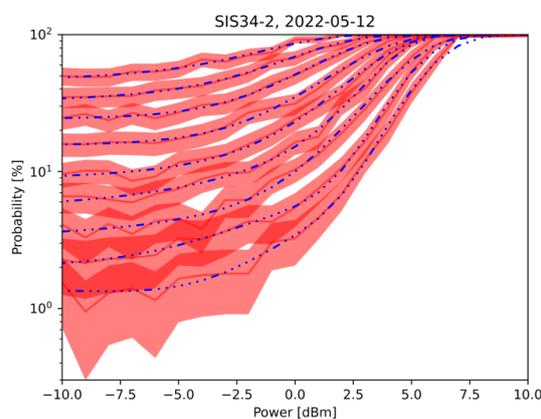


Рис. 1. Схема измерительной установки, с джозефсоновским переходом и антенной [2, 3]. Образец был помещен в экраны для уменьшения внешних наводок. СВЧ-сигнал попадал к SIS-переходу, проходя через ряд аттенуаторов на петлевую антенну, расположенную в непосредственной близости от образца. Линии питания, которые использовались для смещения образца и измерения напряжения на нем, также служили антеннами



*a*



*б*

Результаты эксперимента с образцом SPC-75 с криттоком около 1 мкА и без заметной фазовой диффузии при температуре эксперимента (15 мК)

Результаты эксперимента с образцом SIS34-2 с криттоком немногим более 60 нА и выраженной фазовой диффузией

**Рис. 2.** Вероятности детектирования фотонов в зависимости от мощности внешнего СВЧ-сигнала для двух образцов: SPC-75 (*a*) и SIS34-2 (*б*). Сплошными красными линиями показаны средние арифметические вероятности детектирования фотона, красными областями — погрешности определения этих средних значений, синими линиями показаны подогнанные по методу из статьи [2] зависимости. Число точек на синих кривых — минимальное число фотонов, начиная с которого вероятность их детектирования более 0,5. Шкалы мощности соответствуют значениям на синтезаторе без учета постоянных аттенуаторов различных номиналов, использованных в экспериментах

## Обсуждение

Исследован ряд новых образцов с критическими токами от нескольких микроампер до десятков наноампер. Было продемонстрировано детектирование энергии пяти фотонов на частоте 10 ГГц со временем темного счета более 10 с и эффективностью, близкой к единице. Регистрация одиночных фотонов, соответствующих энергии 7 йоктоджоулей, имеет эффективность два процента при времени темного счета около 0,01 с [2]. Также исследованы зависимости времени жизни от частоты гармонического сигнала синтезатора и показано, что благодаря эффекту резонансной активации возможно детектирование одиночных фотонов вплоть до частоты 2 ГГц. По этой причине, кроме задачи по обнаружению аксионов, разработка однофотонного счетчика для рассматриваемого гигагерцового диапазона частот востребована в приложении к технологиям квантовой обработки информации.

## Финансирование

Работа поддержана грантом РНФ № 19-79-10170.

## Литература

1. L. S. Revin, A. L. Pankratov, A. V. Gordeeva, A. A. Yablokov, I. V. Rakut, V. O. Zbrozhek, L. S. Kuzmin // *Beilstein J. Nanotechnol.*, 2020, **11**, 960–965. <https://doi.org/10.3762/bjnano.11.80>.
2. A. L. Pankratov, L. S. Revin, A. V. Gordeeva, A. A. Yablokov, L. S. Kuzmin, E. Il'ichev // *npj Quantum Inf.*, 2022, **8**, 61. <https://doi.org/10.1038/s41534-022-00569-5>.
3. A. L. Pankratov, A. V. Gordeeva, L. S. Revin, D. A. Ladeynov, A. A. Yablokov, L. S. Kuzmin, // *Beilstein J. Nanotechnol.*, 2022, **13**, 582–589. <https://doi.org/10.3762/bjnano.13.50>.

# Комбинационное рассеяние в оптоволоконных аттенуаторах с субмикронным смещением кора

В. Г. Попов<sup>1,2,3,\*</sup>, В. Г. Криштоп<sup>1,2</sup>, Д. А. Дворецкий<sup>4</sup>, К. Е. Бугай<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Центр научных исследований и перспективных разработок, АО «Инфотекс», ул. Отрадная, д. 2Б, стр. 1, Москва, 127273

<sup>2</sup> Факультет информационных технологий и анализа больших данных Финансового университета, 4-й Вешняковский пр-д, 4, Москва, 125167

<sup>3</sup> Центр радиофотоники, Физтех-школа радиотехники и компьютерных технологий, Московский физико-технический институт (НИУ), Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701

<sup>4</sup> ООО «СФБ Лаб», ул. Отрадная, д. 2Б, стр. 1, Москва, 127273

\* Vladimir.Popov@infotecs.ru

В работе исследованы оптоволоконные аттенуаторы, созданные на основе фосфоросиликатных и силикатных стекол. Обнаружено сильное рассеяние излучения в фосфоросиликатных аттенуаторах по сравнению с силикатными. Предложена модель, объясняющая подобный эффект стимулированным комбинационным рассеянием на молекулярных колебаниях P-O.

Бурно развивающаяся область квантовых коммуникаций на сегодняшний день активно использует ослабленные источники оптического когерентного излучения — лазеры [1, 2]. Ослабление, как правило, реализуется при помощи всевозможных аттенуаторов, среди которых есть оптоволоконные аттенуаторы, реализованные сплавлением волокон со смещением коров. Оказалось, что такие аттенуаторы меняют свои характеристики при воздействии на них мощного лазерного излучения, что нарушает режим ослабления и может привести к потере секретности в обмене информацией, например при квантовом распределении ключей (КРК). Аттенуаторы с большими коэффициентами ослабления в десятки децибел используются в системах КРК для обеспечения квази-однофотонного режима. При мощном лазерном воздействии возникает концентрация светового поля, которая приводит к сильному нагреву аттенуаторов. Из-за теплового расширения геометрия аттенуатора изменяется, и это может приводить к изменению степени ослабления аттенуатора и к нарушению однофотонного режима. В работах [3–5] исследовались реальные системы КРК, имеющие в составе источника квантовых состояний МЭМС-аттенуатор, волоконно-оптический аттенуатор и индий-фосфорный выходной конвертор. На примере этих устройств было показано, что внешнее лазерное воздействие может приводить к нарушению однофотонного режима в системах КРК. Импульсы становятся существенно многофотонными, что делает протокол КРК уязвимым к атаке с расщеплением оптического импульса.

В качестве возможной причины повреждения рассматривается тепловой нагрев конвертора или аттенуатора, приводящий к тепловому расширению и изменению величины смещения коров оптических волокон. Нагрев вызывается рассеиваемой оптической мощностью, которая может передавать энергию колебаниям атомов волокна, например, через комбинационное рассеяние. Эффективность передачи энергии в тепло можно оценить по ширине линий в спектрах комбинационного рассеяния. Если пик широкий, значит, оптически активные колебания хорошо передают энергию в материал, если же ширина пика мала, то и передача энергии в материал не велика. Отсюда возникает идея о том, что эффективный отвод оптической энергии возникает в тех материалах, где узкие

пики комбинационного рассеяния в качестве таких материалов можно рассмотреть фосфоросиликатное стекло. Спектр комбинационного рассеяния света в нем приведен на рис. 1. Комбинационное рассеяние света идет по трем основным каналам (рис. 2):

$$\text{стоксово рассеяние: } \hbar\omega_{\text{laser}} = \hbar\omega_{\text{scatter}} + \hbar\omega_{\text{PO}};$$

$$\text{антистоксово рассеяние: } \hbar\omega_{\text{laser}} = \hbar\omega_{\text{scatter}} - \hbar\omega_{\text{PO}};$$

$$\text{рэлеевское (упругое) рассеяние: } \hbar\omega_{\text{laser}} = \hbar\omega_{\text{scatter}}.$$

Особенностью SiO<sub>2</sub>, легированного фосфором, является сильное комбинационное рассеяние света.

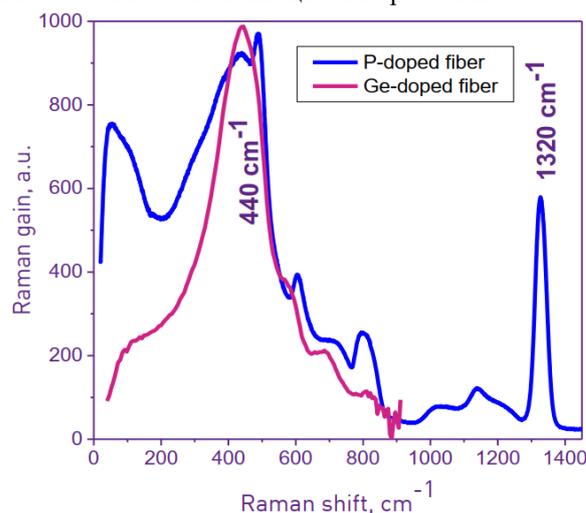


Рис. 1. Спектр комбинационного рассеяния света в волокне, легированном фосфором и германием. Максимум при 440 см<sup>-1</sup> соответствует рассеянию на Si-O-колебаниях, а при 1320 см<sup>-1</sup> колебаниям P-O

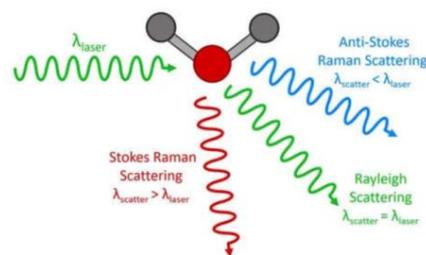


Рис. 2. Основные механизмы оптического рассеяния. Стоксово, антистоксово, и рэлеевское (эластичное) рассеяние

При наличии примеси фосфора оптически активные колебания P-O слабо взаимодействуют с решет-

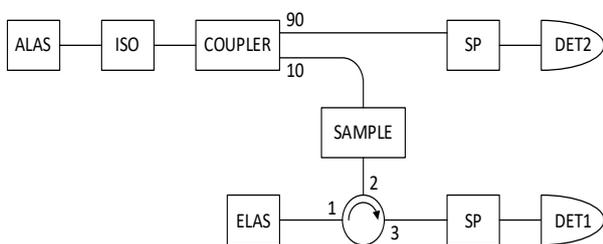
кой волновода, что обнаруживает в спектре комбинационного рассеяния (КР) острый пик (см. рис. 1). Оптически активные колебания Р-О могут эффективно перераспределять энергию в материале, снижая переход ее в тепло.

Хотя интенсивность спонтанного КР довольно мала, следует принимать во внимание, что высокая интенсивность оптического излучения приводит к возникновению вынужденного рассеяния, и интенсивность вынужденного комбинационного рассеяния возрастает на несколько порядков и может становиться сопоставимой с интенсивностью накачки.

Таким образом, рассеяние на легирующих примесях способно существенно изменить перераспределение энергии в волоконно-оптических элементах, обеспечить эффективный отвод энергии и уменьшить локальный нагрев.

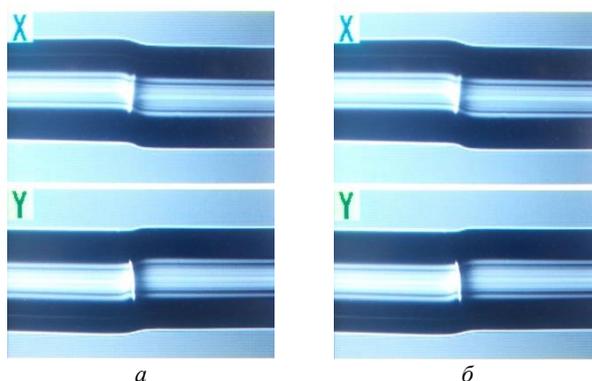
В работе исследованы attenuаторы, созданные на основе силикатных и фосфоросиликатных стекол, в которых роль комбинационного рассеяния на молекулярных колебаниях Р-О существенна. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 3.

Измерения на примере сварных волоконных attenuаторов (рис. 4) с высокой степенью ослабления показали, что мощные ослабители на основе стандартного волокна подвержены просветлению при мощности излучения более 2.5 Вт, т.е. коэффициент ослабления уменьшается на 20–25 дБ. Данный эффект подтвержден в литературе [3]. При этом использование легированного фосфором волокна увеличивает порог просветления до 3.6 Вт, что свидетельствует в пользу эффективной перекачки энергии молекулярными колебаниями. Схема эксперимента показана на рис. 3. Исследованные attenuаторы 8 дБ и 22 дБ показаны на рис. 4. Attenuаторы на основе волокна, легированного фосфором, тестировались на устойчивость к атаке с лазерным повреждением компонентов (LDA). На них подавалось непрерывное мощное лазерное излучение от 25 дБм (316,23 мВт) до 37,4 дБм (5495,41 мВт). Зависимость поглощения attenuатора от мощности взламывающего лазера показана на рис. 5.

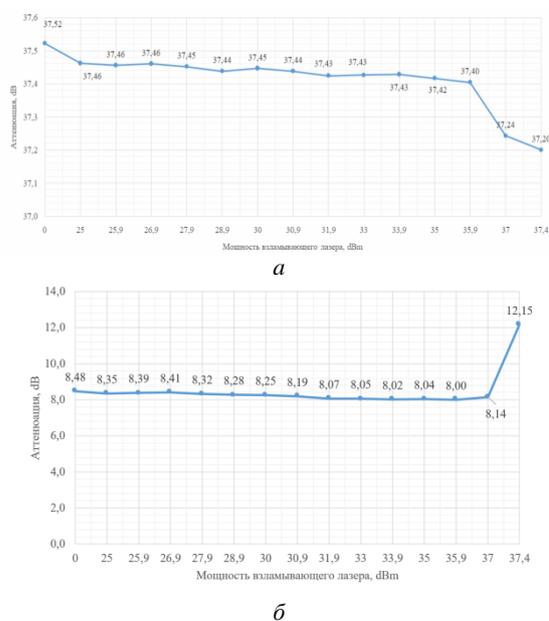


**Рис. 3.** Экспериментальная установка. ALAS — контрольный лазер (Алиса); ISO — оптический изолятор; COUPLER — оптоволоконный делитель 10/90; SP — узкополосный спектральный фильтр; ELAS — атакующий лазер (Ева); DET1 и DET2 — измерители оптической мощности; SAMPLE — испытываемый attenuатор

Одним из неожиданных результатов стало возгорание оболочки гильзы фосфорных attenuаторов в точке выхода оптоволоконна из гильзы при мощностях более 34 дБм. Расстояние от точки возгорания до



**Рис. 4.** Сварные attenuаторы на волокне, легированном фосфором: а — 8 дБ, б — 22 дБ



**Рис. 5.** Зависимость поглощения attenuатора от мощности взламывающего лазера: а — attenuатор на силикатном стекле; б — attenuатор на фосфоросиликатном стекле

пятна attenuации составило при этом около 25 мм, а характеристики attenuатора продолжали оставаться стабильными вплоть до термического разрушения оптоволоконна в точке возгорания. Это, во-первых, существенно отличается от поведения attenuатора на стандартном волокне. Стандартный attenuатор просветляется под воздействием лазерного излучения сравнимой мощности, теряет степень attenuации, но при этом не загорается и не сгорает, в связи с чем и становится возможна атака LDA. И во-вторых, возгорание на существенном расстоянии от точки attenuации свидетельствует об эффективном отводе энергии (тепла) из пятна сварки, что доказывает работоспособность предложенного механизма лазерного охлаждения на оптически активных примесях при высоких мощностях оптического излучения.

## Заключение

Волоконные attenuаторы, легированные фосфором, устойчивы к LDA, их можно использовать как «оптический предохранитель» для защиты от атаки LDA.

Комбинационное рассеяние света на оптических примесях — эффективный метод теплопередачи. Рамановское охлаждение более эффективно, чем классическая теплопроводность.

Оксид кремния, легированный фосфором, может обеспечить эффективный теплоотвод для интегральных оптических микросхем.

### Литература

1. E. Diamanti, H.-K. Lo, B. Qi, Z. Yuan // *npj Quantum Information*, vol. 2, p. 1–12 (2016).
2. E. Diamanti and A. Leverrier // *Entropy*, vol. 17, p. 6072–6092 (2015).
3. A. Huang, R. Li, V. Egorov *et al.* // *Phys. Rev. Applied*, 13, 034017 (2020). doi: 10.1103/Phys. Rev. Applied.13.034017.
4. V. Makarov, J.-P. Bourgoïn, P. Chaiwongkhot *et al.* // *Phys. Rev. A*, 94, 030302(R) (2015). doi: 10.1103/PhysRevA.94.030302.
5. A. Huang, Á. Navarrete, S.-H. Sun *et al.* // *Phys. Rev. Appl.* 12, 064043 (2019). doi: 10.1103/Phys. Rev. Applied.12.064043.
6. V. G. Krishtop, V. G. Popov, D. A. Dvoretzky *et al.* // *SNAIA-2021. Book of Abstracts. 4th Smart Nanomaterials: Advances, Innovations and Applications Conference*, p. 146–147 (2021).

# Квантовая акустика на поверхностных волнах со сверхпроводниковыми кубитами

А. Болгар<sup>1,2,\*</sup>, Ш. В. Сандуляну<sup>1,3,\*\*</sup>, О. В. Астафьев<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701

<sup>2</sup> Сколковский институт науки и технологий, Большой бульвар, д. 30, стр.1, Москва, 433423

<sup>3</sup> Университет науки и технологий МИСИС, Ленинский пр., д. 4, стр. 1, Москва, 119049

\* alexgood@list.ru, \*\* shtefan.sanduleanu@phystech.edu

Рассматривается взаимодействие сверхпроводящего потокового кубита с поверхностными акустическими волнами (ПАВ) в квантовом режиме в гигагерцовом диапазоне частот. Экспериментально продемонстрирована сильная связь кубита с квазинормальными модами фононного кристалла на ПАВ. Данный результат интересен в фундаментальном смысле для дальнейшего развития устройств квантовой акустодинамики.

## Введение

Квантовая акустодинамика (КАД) изучает взаимодействие полей механических осцилляций с квантовыми системами. Это новое направление квантовой механики, которое получило свое развитие благодаря экспериментальному изучению гибридных систем, в которых искусственные атомы взаимодействуют с фононами. Механическая часть таких систем может быть представлена резонаторами на поверхностных акустических волнах (ПАВ), а искусственный атом представлен сверхпроводящими кубитами.

Наша экспериментальная группа продемонстрировала ранее наблюдение сильной связи кубита типа трансмон с нормальными модами ПАВ резонатора [1] и с квазинормальными модами фононного кристалла [2].

Эти и другие, экспериментальные работы, сделанные в этой области, до недавнего времени касались интегрирования фононных систем только с кубитами зарядового типа, низкий ангармонизм которых существенно ограничивает возможности наблюдения многих квантовых эффектов в таких системах. Поэтому представляет интерес создание и изучение акустодинамического устройства на основе потокового кубита, где ангармонизм может быть велик.

В данном докладе мы демонстрируем наши результаты по интегрированию потокового кубита с модифицированным фононным кристаллом, который, в свою очередь, был изучен нами экспериментально в работе [3]. В нашем устройстве потоковый кубит связан с фононным кристаллом и открытой линией одновременно. Результаты измерений подтверждают наличие сильной связи кубита с квазинормальными модами. Соответствующие константы связи достигают значения в 33 МГц.

## Методика эксперимента

Принципиальная схема экспериментального образца и микрофотографии его ключевых компонентов представлены на рис. 1.

Акустическая часть устройства реализована в виде фононного кристалла на поверхностных акустических волнах. Преимуществом такой структуры являются высокие значения добротности фононных мод и константы их связи с кубитом. При этом существенно уменьшаются размеры акустической подсистемы устройства по сравнению с обыкновенными ПАВ – резонаторами [1], что было показано в работе [2].

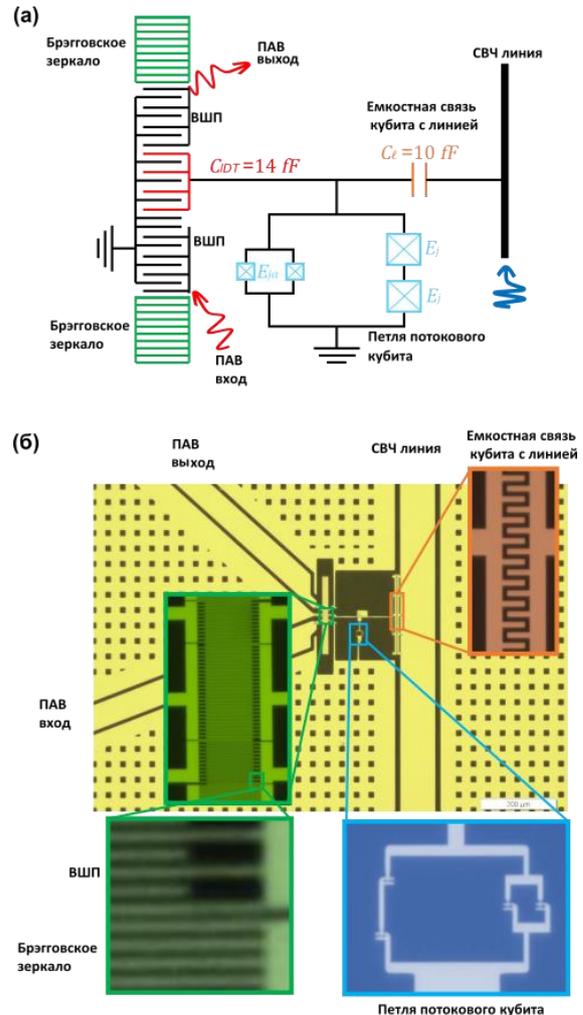


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментального образца (а) и микрофотографии исследуемого образца (б), демонстрирующей сильную связь между потоковым кубитом и фононными модами

Потоковый кубит расположен с фононным кристаллом на единой пьезокристаллической подложке из кварца. Связь кубита с фононными модами обеспечивается через встречно-штыревой преобразователь (ВШП), который встроен в структуру фононного кристалла и соединен электрически с петлей потокового кубита, формируя часть его электрической емкости  $C_{IDT}$ . Для подстройки внешним магнитным потоком параметров потокового кубита в широких пределах по величине джоузефсоновской энергии его альфа-переход реализован в виде двухконтактного симмет-

ричного СКВИДа. На рис. 1 показан только один кубит, в то время как схема включает в себя два таких потоковых кубита, связанных с одной и той же СВЧ-линией.

Спектроскопия кубита в данном устройстве производится через СВЧ-линию, которая связана с кубитом через дополнительную емкость  $C_l$ .

## Результаты и обсуждение

Экспериментальный график однотоновой спектроскопии кубитов через СВЧ-линию показан на рис. 2, различимо два семейства спектральных линий, что соответствует двум потоковым кубитам с разными площадями петель. Подробное сканирование в области частот фоновых мод показано на врезке. Семейство из четырех антипересечений на частотах

$$f_{0,1} = 4.35 \text{ ГГц}, f_{-2,1} = 4.325 \text{ ГГц}, \\ f_{2,1} = 4.38 \text{ ГГц}$$

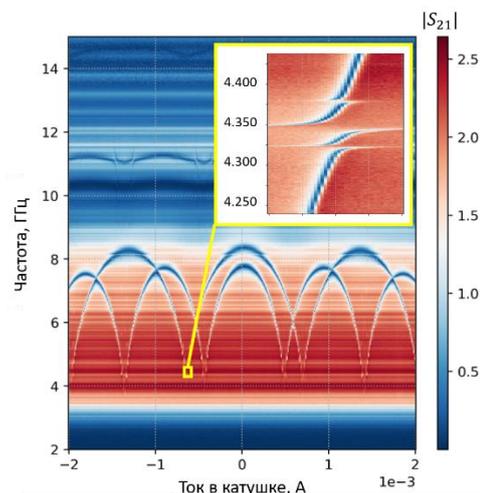
соответствуют четырем модам фоновых кристалла, обладающим наибольшей константой связи с кубитом.

Аналогичная картина антипересечений наблюдается у второго кубита на более низких частотах:

$$f_{0,1} = 3.51 \text{ ГГц}, f_{-2,1} = 3.48 \text{ ГГц}, f_{3,1} = 3.53 \text{ ГГц}, \\ f_{2,1} = 3.57 \text{ ГГц}.$$

Обнаруженные антипересечения в спектрах являются экспериментальной демонстрацией сильной связи между потоковым кубитом и фоновыми модами. Величина константы связи для основной моды, равная половине наблюдаемого на ней антипересечения, равна 33 МГц.

Полученные результаты стимулируют разработку новых типов квантовых устройств и проведение фундаментальных исследований в новой области — квантовой акустодинамике.



**Рис. 2.** Однотоновая спектроскопия двух потоковых кубитов, связанных с СВЧ-линией. На врезке — антипересечения спектральной линии кубита с модами фоновых кристалла

## Финансирование

*Данная работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 21-42-00025).*

## Литература

1. Aleksey N. Bolgar, Julia I. Zotova, Daniil D. Kirichenko, Iliia S. Besedin, Aleksander V. Semenov, Rais S. Shaikhaidarov, and Oleg V. Astafiev // *Phys. Rev. Lett.*, **120**, 223603 (2018).
2. A. N. Bolgar, D. D. Kirichenko, R. S. Shaikhaidarov et al. // *Commun. Phys.*, **3**, **207** (2020).
3. A. N. Bolgar, S. V. Sanduleanu, A. Strelnikov, O. V. Astafiev // *J. Low. Temp. Phys.* (2022). <https://doi.org/10.1007/s10909-022-02871-0>.

# Влияние внешнего электрического поля на эффективность сверхпроводникового однофотонного детектора

К. О. Седых<sup>1,2,\*</sup>, Е. Сулеймен<sup>4</sup>, М. И. Святодух<sup>1,2</sup>, А. Подлесный<sup>4</sup>, В. В. Ковалюк<sup>1,3</sup>, П. П. Ан<sup>2,3</sup>, Н. С. Каурова<sup>2</sup>, И. Н. Флорья<sup>2,3</sup>, К. Е. Лахманский<sup>4</sup>, Г. Н. Гольцман<sup>1,4</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Покровский бульвар, д. 11, Москва, 109028

<sup>2</sup> Московский педагогический государственный университет, ул. Малая Пироговская, д. 1, стр. 1, Москва, 119991

<sup>3</sup> Университет науки и технологий МИСиС, Ленинский пр., д. 4, стр. 1, Москва, 119049

<sup>4</sup> Российский квантовый центр, Большой бульвар, д. 30, стр. 1, Москва, 121205

\* kseniaolegovna98@gmail.com

В работе исследован макет поверхностной ионной ловушки для масштабируемого квантового компьютера с радиочастотным электродом и сверхпроводящим однофотонным детектором при температуре 4 К. Диапазон амплитуды радиочастотного сигнала варьировался от 10 до 500 мВ на частоте 10 МГц. Представлен эффект влияния наведенного внешнего радиочастотного поля ловушки на скорость темновых и световых отчетов однофотонного детектора. Результаты работы имеют важное значение при конструировании поверхностных ионных ловушек с детекторами.

## Введение

Крупномасштабный квантовый компьютер может эффективно решать задачи, которые неразрешимы с использованием классического компьютера. Квантовая обработка информации требует согласованного манипулирования элементарными объектами, называемыми кубитами. Кубиты могут быть реализованы на основе различных физических квантовых систем, наиболее популярными из которых являются сверхпроводниковые схемы, фотоны, нейтральные атомы и захваченные одиночные ионы [1]. Одним из наиболее перспективных подходов являются ионные кубиты [2], в которых информация закодирована в электронных состояниях отдельных атомных ионов, захваченных в сверхвысоком вакууме в системах, работающих либо при комнатной температуре, либо при температурах около 4 К.

Для первых экспериментов по манипуляции с ионными кубитами успешно использовались трехмерные радиочастотные ловушки Пауля, однако для перехода к масштабным квантовым вычислениям необходимо использование двумерных (поверхностных) ионных ловушек. В течение последних нескольких лет научными группами ведутся разработки таких ловушек, представляющих собой многообещающую масштабируемую архитектуру [3]. Поверхностная ионная ловушка представляет собой микросхему с набором DC и RF электродов на ее поверхности, создающих потенциальную яму для захвата ионов на некотором расстоянии от поверхности микросхемы.

По мере увеличения размера массива захваченных ионов, необходимо разрабатывать методы и технологии для сбора и обнаружения фотонов, испускаемых большим количеством отдельных ионов. Это должно быть сделано с высокой эффективностью, так как точное измерение состояния иона определяется числом фотонов, которое может быть собрано с иона и зарегистрировано за время измерения. Однофотонные детекторы, интегрированные в поверхностные ионные ловушки, могут быть эффективно использованы для достижения этой цели. Сверхпроводниковые однофотонные детекторы (SSPD, от англ. Superconducting single-photon detector) [4] обладают низким уровнем ложных срабатываний (< 10 Гц), высокой эффективностью (> 85%) и с успехом могут

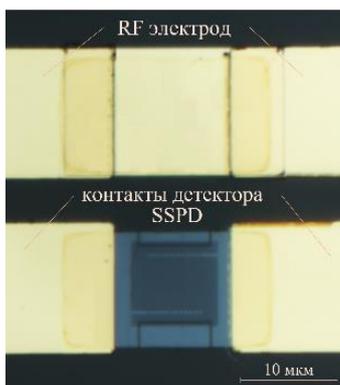
быть использованы для высокоточного измерения квантового состояния на чипе, без необходимости вывода излучения из криостата. Несмотря на успешную демонстрацию принципа работы, основной проблемой интеграции поверхностных ионных ловушек с SSPDs является влияние поля ловушки на характеристики детектора: подавление критического тока, уменьшение эффективности детектирования, а также увеличение скорости темновых отчетов, что может крайне негативно сказываться на скорости и точности считывания состояния захваченных ионов.

В работе [5] авторы использовали в качестве материала нанопроволоки SSPD аморфный сверхпроводник на основе соединения MoSi, обладающий низкой плотностью критического тока  $\approx 1$  MA/cm<sup>2</sup>, ограничивающим критический ток 8,9 мкА. В данной работе был выбран более сложный в изготовлении сверхпроводниковый материал (NbN), однако, обладающий в несколько раз большим критическим током (порядка 32 мкА) и плотностью критического тока  $\approx 5$  MA/cm<sup>2</sup>, для исследования влияния внешнего переменного электрического поля.

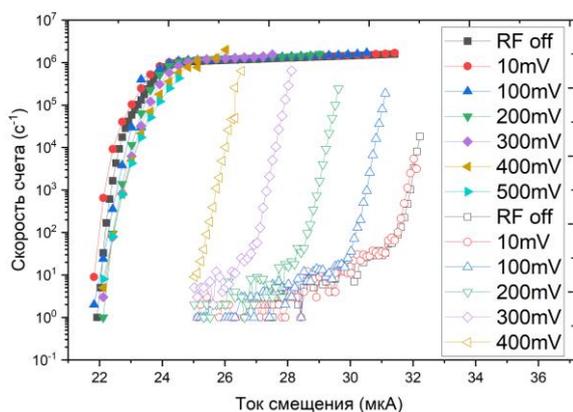
## Влияние внешнего электрического поля на SSPD

Макет поверхностной ловушки, исследуемый в данной работе, представляет собой SSPD с расположенным рядом Ti/Au электродом (рис. 1). На высокочастотный контакт подается внешнее электрическое поле с различными значениями амплитуд и частот, и исследуется влияние эффективности детектирования SSPD (при освещении светом с длиной волны 600 нм) и скорости темнового счета с закрытым оптическим входом на корпусе криостата.

На рис. 2 представлена зависимость скорости световых и темновых отчетов SSPD от тока смещения для внешнего поля ловушки на частоте 10 МГц с амплитудами 100–500 мВ с шагом в 100 мВ, а также 10 мВ. Для фиксированного тока смещения с увеличением значения амплитуды внешнего поля при заданной частоте увеличивается значение темновых отчетов, которые были измерены начиная с 25 мкА. Сравнивая значения критического тока однофотонного детектора с включенным и выключенным состоянием внешнего RF поля, можно также заметить



**Рис. 1.** Фотография макета поверхностной ионной ловушки с SSPD



**Рис. 2.** Зависимость количества световых и темновых отсчетов SSPD от тока смещения для различных амплитуд внешнего поля ловушки на частоте 10 МГц

уменьшение критического тока. Однако квантовая эффективность детектора при таком поле изменяется несильно. Полученные результаты можно объяснить возникающими на фоне радиочастотного сигнала па-

разитными токами в детекторе. С увеличением амплитуды внешнего поля увеличивается и значение возникающих токов, способствуя выходу детектора из сверхпроводящего состояния при токах меньше критического значения.

### Заключение

В данной работе выполнено исследование макета поверхностной ионной ловушки с NbN SSPD. В ходе исследования была измерена зависимость количества световых и темновых отсчетов детектора при включенном радиочастотном сигнале с различными амплитудами на частоте 10 МГц на длине волны 600 нм при температуре около 4 К. Полученные данные демонстрируют уменьшение критического тока однофотонного детектора с увеличением амплитуды радиочастотного сигнала.

### Финансирование

Работа поддержана ГК «Росатом» в рамках Дорожной карты по квантовым вычислениям (договор № 868-1.3-15/15-2021 от 05.10.2021 и договоры № P2185, P2178).

### Литература

1. J. M. Pino *et al.* // *Nature*, **592**, 209–213 (2021).
2. J. Chiaverini *et al.* // *Quantum Inf. Comput.*, **5**, 419–439 (2005).
3. C. D. Bruzewicz *et al.* // *Appl. Phys. Rev.*, **6**(2), 021314 (2019).
4. G. N. Gol'tsman *et al.* // *Appl. Phys. Lett.*, **79**(6), 705–707 (2001).
5. S. Todaro *et al.* // *Phys. Rev. Lett.*, **126**(1), 010501 (2021).

# Квантовая память для поляризационных состояний света в кристалле Eu:YSO

Р. А. Ахмеджанов\*, Л. А. Гущин, И. В. Зеленский, В. А. Низов, Н. А. Низов, Д. А. Собгайда

Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950  
\* rinat@ipfran.ru

В данной работе мы реализуем оптическую память для поляризационного состояния света, основанную на протоколе атомной частотной гребенки в кристалле  $^{153}\text{Eu}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ . Для компенсации анизотропии поглощения и преломления в кристалле мы используем схему с многократным прохождением через образец с промежуточным вращением поляризации. Мы получили эффективность памяти 25% с временем хранения 165 нс и точностью более 85%.

В настоящее время квантовые коммуникации являются одной из самых развитых и перспективных для практического использования области квантовых технологий. Наибольший интерес представляет возможность осуществления абсолютно защищенной связи посредством квантового распределения ключей. Сейчас уже коммерчески доступны системы КРК, основанные на одиночных фотонах и использующие для соединения пользователей существующие оптоволоконные сети. Из-за потерь сигнала в оптоволокне и невозможности копирования квантового состояния одиночного фотона дальность таких систем ограничена величиной порядка 100 км. Для достижения больших расстояний и создания глобальной квантовой сети могут быть использованы спутники или разбиение оптоволоконной линии связи на участки с применением промежуточных узлов, доверенных и недоверенных (квантовых повторителей).

В отличие от применения доверенных узлов, когда на стыках между отрезками сети происходит расшифровка информации и ее последующее шифрование новым ключом, квантовые повторители независимы от доверия к промежуточному узлу (абсолютная защищенность) благодаря использованию техники обмена запутанностью. При этом скорость генерации ключа увеличивается по сравнению с прямым соединением путем хранения успешных промежуточных результатов перепутывания в квантовой памяти на каждом узле. Ведутся активные исследования, но к настоящему времени полноценного квантового повторителя не создано. Одной из главных причин этого является отсутствие квантовой памяти, обладающей всеми нужными параметрами.

Среди различных сред, рассматриваемых для реализации оптической квантовой памяти можно выделить кристаллы, допированные ионами редкоземельных металлов. Они позволяют работать с большим ансамблем ионов, что увеличивает силу взаимодействия излучения с веществом, имеют хорошие когерентные свойства и обладают большим потенциалом для мультиплексирования благодаря неоднородному уширению оптических переходов. Кристалл Eu:YSO является одним из самых перспективных благодаря наибольшему времени жизни когерентности. На оптическом переходе время  $T_2$  может достигать 2.6 мс. Наличие спиновых подуровней основного ( $^7F_0$ ) и возбужденного ( $^5D_0$ ) состояний и переходов между ними позволяет потенциально реализовать квантовую память со считыванием «по требованию» при использо-

вании атомной частотной гребенки и промежуточно-го переноса состояния на долгоживущие спиновые подуровни (время жизни спиновой когерентности  $T_2$  до 6 часов). При использовании данного подхода продемонстрирована квантовая память с временем хранения около часа [1].

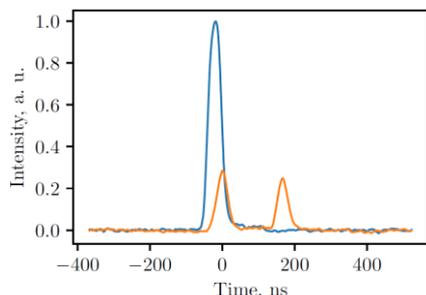
Хотя для кодирования однофотонных кубитовых состояний могут применяться различные степени свободы (время прихода, частота, поляризация), использование поляризационных состояний отличается простотой реализации кубитовых операций и измерений. Однако сохранение произвольной поляризации в кристалле YSO затруднено из-за необходимости учета анизотропии поглощения. Известно, что поглощение ионов Eu в кристалле YSO зависит от поляризации [2]. Оно составляет наибольшую величину при совпадении поляризации с кристаллографическим направлением  $D_1$  и минимальную вдоль ортогонального направления  $D_2$ . Кроме того, кристалл YSO обладает двулучепреломлением (главные оси  $D_1$  и  $D_2$ ). В общем случае это приводит к отличию поляризаций эха и записываемого входного импульса.

Для возможности сохранения поляризационного состояния в таких анизотропных средах могут использоваться различные схемы [3, 4]. В наших экспериментах для компенсации анизотропии использовалась схема с двумя проходами луча через образец с промежуточным поворотом поляризации при помощи полуволновой пластинки. При этом суммарное поглощение и набег фазы для обеих компонент поляризации становится одинаковым, что компенсирует анизотропию кристалла. В дальнейшем также использовалась аналогичная схема с четырьмя проходами через образец, в которой полуволновая пластинка располагалась после второго прохода. Такая схема обеспечивает в два раза большую оптическую толщину, что дополнительно увеличивает эффективность эха.

Для реализации квантовой памяти использовался протокол на основе атомной частотной гребенки, для создания которой необходимо выжечь части неоднородно уширенной линии поглощения серией частотно-модулированных импульсов, оставляющих долгоживущий спектральный профиль, состоящий из отдельных поглощающих пиков, разделенных периодом гребенки. Одной из отличительных особенностей кристалла являются большие времена когерентности и релаксации населенности. В результате, спектральные дырки можно было наблюдать и после несколь-

ких часов релаксации, а одна и та же атомная частотная гребенка могла использоваться для нескольких серий измерений.

В многопроходовой схеме входной импульс с произвольной поляризацией будет частично поглощаться на каждом проходе и сохраняться в суперпозиционном состоянии всего атомного ансамбля. В нашей установке проходы пространственно разделены и сфокусированы в разные области кристалла, поэтому для работы было необходимо, чтобы на каждом проходе была подготовлена атомная частотная гребенка. Для этого выжигающая гребенку последовательность направлялась в кристалл с поляризацией под углом  $45^\circ$  к осям кристалла, так что и до, и после промежуточной полуволновой пластинки свет имел ненулевую проекцию на более сильно поглощающую ось. В результате гребенка подготавливалась на всех проходах одновременно и произвольная поляризация могла быть сохранена. Итоговая эффективность памяти в поляризационно-независимой схеме составила около 25% (рис. 1) при периоде гребенки около 6 МГц, что соответствовало времени хранения около 165 нс.

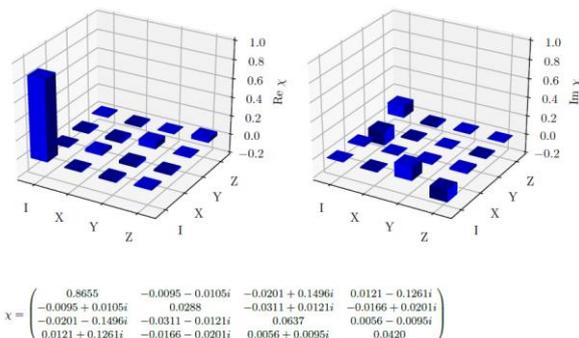


**Рис. 1.** Часть входного импульса, не поглощенная памятью, и последующий эхо-сигнал (оранжевый). Синяя линия показывает интенсивность входного импульса (измеренная вне линии поглощения). Результирующая эффективность памяти составляет около 25%, время хранения 165 нс

Для определения точности сохранения поляризации (fidelity) проводилась поляризационная томография памяти [5]. Для анализа памяти как неизвестного квантового процесса сравнивались поляризации записываемого импульса и импульса эха. Входная поляризация — это поляризация света сохраняемого импульса, задаваемая при помощи поляризатора, полуволновой и четвертьволновой пластинок. Всего подготавливалось 4 различных базисных входных состояния: линейные поляризации вдоль осей кристалла  $D_1$  и  $D_2$ , диагональная и круговая. Выходной кубит — это поляризация импульса эха на выходе. Базисные векторы для измерения выходного состояния были определены при подготовке соответствующего входного состояния с учетом изменения поляризации при прохождении луча через установку. Проведение томографии памяти заключалось в определении компонент  $\chi$ -матрицы квантового процесса по результатам измерения интенсивности эха в 16 различных комбинациях выбранных входных и выходных базисов.  $\chi$ -матрица описывает преобразование матрицы плотности входного состояния в выходную матрицу плотности в операторном базисе матрицы Паули. Определе-

ние  $\chi$ -матрицы проходило при помощи метода максимального правдоподобия.

Результирующая  $\chi$ -матрица, полученная из экспериментальных данных для поляризационно независимой схемы с четырьмя проходами через кристалл, показана на рис. 2. Точность памяти можно оценить по элементу матрицы  $\chi_{00}$ . Видно, что наша память имеет точность более 85%. Хотя это уже выше классического порога, мы считаем, что точность может быть ограничена несовершенной компенсацией разницы оптических путей для различных поляризаций за 4 прохода через кристалл, и потенциально может быть увеличена путем лучшей оптимизации проходов луча и углов волновых пластинок.



**Рис. 2.** Действительная и мнимая части  $\chi$ -матрицы квантовой памяти. Элемент  $\chi_{00}$  характеризует точность сохранения квантового состояния, которая для нашей реализации памяти составляет более 85%

В заключение, в данной работе мы продемонстрировали квантовую память для поляризационного состояния света в кристалле  $^{153}\text{Eu}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$  с эффективностью более 25%, временем хранения 165 нс и точностью сохранения квантового состояния более 85%. Эффективность памяти была повышена за счет использования многократного прохождения света через кристалл. Эти результаты позволяют перейти к реализации хранения однофотонных импульсов и, в конечном итоге, к созданию квантового повторителя.

## Финансирование

*Работа была выполнена при поддержке ОАО «Российские железные дороги».*

## Литература

1. Y. Ma et al. One-hour coherent optical storage in an atomic frequency comb memory // Nature communications. – 2021. – Т. 12. – № 1. – С. 1–6.
2. F. Könz et al. Temperature and concentration dependence of optical dephasing, spectral-hole lifetime, and anisotropic absorption in  $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$  // Physical Review B. – 2003. – Т. 68. – № 8. – С. 085109.
3. C. Clausen et al. Quantum storage of heralded polarization qubits in birefringent and anisotropically absorbing materials // Physical review letters. 2012. Т. 108, №. 19. С. 190503.
4. C. Laplane et al. Multiplexed on-demand storage of polarization qubits in a crystal // New Journal of Physics. 2015. Т. 18, № 1. С. 013006.
5. T. X. Zhu et al. On-Demand Integrated Quantum Memory for Polarization Qubits // Physical Review Letters. 2022. Т. 128, № 18. С. 180501.

# Зарядовые кубиты на основе полупроводниковых двойных квантовых точек

Л. Е. Федичкин<sup>1,2,\*</sup>, В. В. Вьюрков<sup>1,2</sup>, А. А. Мельников<sup>1</sup>, Д. А. Дрожжин<sup>2</sup>,  
Д. А. Тарпанов<sup>1</sup>, К. В. Руденко<sup>1,2</sup>, В. Ф. Лукичев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Физико-технологический институт им. К. А. Валиева РАН, Нахимовский пр., 34, Москва, 117218

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701

\*leonid@phystech.edu

Рассмотрена работа квантового регистра, создаваемого на основе кремниевых нанопроводов с электродами-затворами. Формирование квантовых точек, управление их состоянием и взаимодействием осуществляется посредством потенциалов затворов, что сближает такой регистр с интегральной схемой. Структура может функционировать также в режиме случайных квантовых блужданий, для решения задач оптимизации и обучения. Технология создания квантового регистра опирается на существующие передовые наработки развитой кремниевой технологии.

Изучение зарядовых кубитов на основе полупроводниковых двойных квантовых точек — это быстро развивающаяся область исследований, открывающая большие перспективы для развития новых технологий квантовой обработки информации. Применение квантовых точек, которые представляют собой полупроводниковые структуры, способные манипулировать отдельными электронами, позволяет точно контролировать пространственное зарядовое состояние электронов, с помощью чего можно управлять квантовыми явлениями, такими как когерентная суперпозиция и запутанность зарядовых состояний, которые важны для разработки новых квантовых технологий. Одним из ключевых преимуществ использования двойных квантовых точек является возможность управления взаимодействием между электронами, захваченными в точках. Настраивая параметры точек, такие как электростатический потенциал и связь между точками, можно достичь широкого диапазона сил взаимодействия. Это позволяет изучать явления многих тел, в контролируемой и настраиваемой среде. Еще одним важным аспектом квантовых точек на основе полупроводников является возможность использовать электрические, а не оптические средства для управления электронами. Это делает возможным интеграцию рассматриваемых структур с существующими электронными устройствами и открывает возможности для разработки новых типов электронных устройств на основе квантовой механики.

В 1999 году впервые были предложены симметричные пары квантовых точек (две туннельно связанные точки с одним электроном) в качестве когерентных зарядовых кубитов для целей квантовой обработки информации [1, 2]. Достоинством двойной квантовой точки является отщепленность двух нижних энергетических состояний, которые могут выступать в качестве двух базовых состояний кубита. При этом остальные состояния являются энергетически высоколежащими и слабо влияют на эволюцию квантового бита. Кроме того, малый энергетический зазор между базовыми состояниями обеспечивает существенное подавление процессов декогеренции кубита [3–5]. До этой работы именно опасения сверхбыстрой декогеренции пространственных состояний в твердом теле препятствовали прогрессу в этом направлении исследований. В развитие этой идеи в 2011 году предложена оригинальная конструкция квантового

регистра на основе системы электрически управляемых двойных квантовых точек, сформированных в протяженном FIN-канале кремниевого полевого транзистора-нанопровода (Silicon nanowire) (рис. 1) [6].

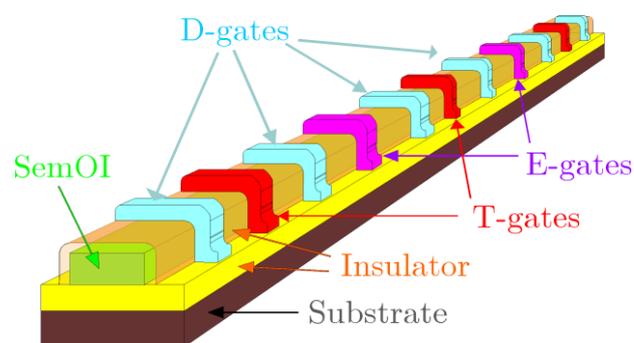


Рис. 1. Квантовый регистр на основе кремниевого нанопровода. Формирование квантовых точек, управление их состоянием и взаимодействием друг с другом осуществляется с помощью электродов-затворов

Отдельный кубит состоит из двух двойных квантовых точек [7], в процессе вычислений не происходит перемещения заряда между точками. Такое выполнение кубита устраняет влияние неконтролируемого кулоновского взаимодействия между зарядовыми кубитами с перемещением заряда, а также влияние сил изображения в металлических управляющих электродах. Предложенная конструкция допускает масштабирование и выполнение универсального набора квантовых логических операций. Выполнение двухкубитных операций обусловлено наличием кулоновского взаимодействия между кубитами. Следует подчеркнуть, что, в отличие от многих существующих предложений, управление данным регистром основано исключительно на подаче импульсов электрического потенциала и не требует резонаторов и электромагнитных источников. Это позволяет снизить расстояния между соседними кубитами до десятков нанометров, что позволяет достичь масштабирования, необходимого для решения больших практически полезных задач, а также разместить множество вычислительных элементов на одной кремниевой пластине, что сближает работу данного регистра с функционированием интегральной схемы.

Теоретически решена задача измерения конечного состояния регистра с помощью пропускания тока по

каналу в режиме кулоновского взаимодействия с электронами в квантовых точках, что позволяет выяснить наличие или отсутствие электрона в определенной квантовой точке [8–10]. Недавно были предложены коллективные кубиты, состоящие из идентичных двойных квантовых точек с кулоновским взаимодействием [11]. Эта структура формируется на основе системы кремниевых нанопроводов, таких как на рис. 1, управляемых общими электродами [12]. Зацепленность кубитов через кулоновское взаимодействие резко усиливает ее устойчивость по отношению к внешним возмущениям путем компенсации воздействий на отдельные кубиты, составляющие коллективный кубит. Таким образом, в предлагаемой системе должны быть значительно подавлены основные источники декогеренции, характерные для альтернативных реализаций твердотельных квантовых компьютеров на зарядовых кубитах: случайные заряды и фононы. Формирование кремниевых наноструктур на основе хорошо разработанной технологии кремниевых интегральных схем позволяет создавать структуры с малым количеством дефектов и таким образом существенно подавить процессы, являющиеся основным источником шума, в альтернативных конструкциях квантовых компьютеров.

Гибкая архитектура зарядовых регистров также позволяет эффективно работать в направлении альтернативных способов квантовой обработки информации. В задачах квантовой симуляции для целей, например, моделирования химических свойств, важным преимуществом оказывается фермионная природа квантовых состояний — носителей квантовой информации. Это позволяет, в отличие от альтернативных кандидатов в кубиты, использующих в качестве носителей информационных степеней свободы бозоны (фотоны, куперовские пары) либо спиновые состояния, моделировать парное фермионное взаимодействие [13] в молекулах с помощью парных элементарных квантовых логических операций, а не посредством выполнения многокубитовых вентилях, требующих для корректного учета знака множества операций, и соответственно вычислительных тактов.

Квантовые точки, расположенные в кольце, также позволяют определять кудиты (многоуровневые логические состояния) и операции над ними посредством квантовых блужданий, которые являются инструментом для изучения различных явлений в сложных сетях. В зависимости от структуры сети квантовые блуждания демонстрируют преимущества перед

классическими случайными блужданиями. В наших работах по изучению квантовых блужданий методами машинного обучения продемонстрирована эффективность использования сверточных нейросетей для определения практической полезности квантовых эффектов в квантовых блужданиях [14, 15].

## Финансирование

*Работа выполнена в рамках государственного задания ФТИАН им. К. А. Валиева РАН Минобрнауки РФ по теме № FFNN-2022-0016.*

## Литература

1. Л. Федичкин, М. Янченко, К. Валиев // IV Российская конференция по физике полупроводников : тезисы докладов. Новосибирск, 1999. С. 233.
2. L. Fedichkin, M. Yanchenko, K. Valiev // *Nanotechnology*. 2000. V. 11. P. 387.
3. L. Fedichkin, A. Fedorov // *Phys. Rev. A*. 2004. V. 69. 032311.
4. L. Fedichkin, A. Fedorov // *IEEE Tran. Nanotechnology*. 2005. V. 4. P. 65.
5. A. A. Melnikov, L. E. Fedichkin // *Russian Microelectronics*. 2013. V. 42. P. 148.
6. S. Filippov, V. Vyurkov, A. Orlikovsky // *Proc. EUROSOL-2011, Granada, Spain*. P. 101.
7. V. Vyurkov, S. Filippov, L. Gorelik // *Physics Lett. A*. 2010. V. 374. P. 3285.
8. M. Rudenko et al // *Int. Conf. ICMNE'2021, Zvenigorod, Russia*. 2014. P. q1-05.
9. L. Fedichkin, M. Shapiro, M. I. Dykman // *Phys. Rev. A*. 2009. V. 80. 012114.
10. S. A. Gurvitz, L. Fedichkin et al. // *Phys. Rev. Lett*. 2003. V. 91. 066801.
11. V. Vyurkov, A. Levin, L. Fedichkin // *Int. Conf. ICMNE'2021, Zvenigorod, Russia*. P. 73.
12. V. P. Popov et al. // *Sol. St. Electr.* 2022. V. 194, P. 08326.
13. A. A. Melnikov, L. E. Fedichkin // *Sci. Rep.* 2016. V. 6. 34226.
14. A. A. Melnikov, L. E. Fedichkin et al. // *Adv. Quant. Techn.* 2020. V. 3. 1900115.
15. A. Kryukov, R. Abramov, L. E. Fedichkin, A. Alodjants, A. A. Melnikov // *Phys. Rev. A*. 2022. V. 105. 022208.

# СОДЕРЖАНИЕ 1-го ТОМА

## Секция I

### СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ НАНОСИСТЕМЫ

<i>Apostoloff S., Андрияхина Е. С., Воробьев П. А., Третьяков О. А., Бурмистров И. С.</i> Связанные пары «магнитный скирмион — сверхпроводящий вихрь» в тонких бислоях .....	7
<i>Аксенов С. В., Федосеев А. Д., Шустин М. С., Злотников А. О.</i> Влияние локального кулоновского взаимодействия на майорановские угловые моды: пределы слабых и сильных корреляций.....	9
<i>Арутюнов К. Ю., Монахова С. Д., Панарина П. В., Позднякова Е. Ф., Цой Д. Э., Юсупов А. Р., Карамов Д. Д., Лачинов А. Н.</i> Транспортные свойства гетероструктур на базе электроактивного полимера.....	11
<i>Астафьев О. В.</i> Эффект когерентного квантового проскальзывания фазы .....	13
<i>Беспалов А. А.</i> Волновые функции майорановских состояний в цепочках Китаева симметричного класса BDI .....	16
<i>Большинов В. В., Ионин А. С., Егоров С. В., Россоленко А. Н., Карелина Л. Н., Шуравин Н. С.</i> Вопросы практической реализации адиабатических сверхпроводящих нейронов .....	18
<i>Носов П. А., Бурмистров И. С., Raghu S.</i> Взаимное влияние сверхпроводимости и локализации около двумерной ферромагнитной квантовой критической точки.....	20
<i>Валидов А. А., Насырова М. И., Хабибуллин Р. Р., Гарифуллин И. А.</i> Исследование конструкции сверхпроводящего спинового клапана $\text{CoO}_x/\text{Co}/\text{Pb}/\text{Co}$ с изоляционными слоями.....	21
<i>Винников Л. Я., Сидельников М. С.</i> Структура магнитного потока и пиннинг вихрей в магнитных сверхпроводниках .....	23
<i>Галин М. А., Левичев М. Ю., Елькина А. И., Антонов А. В., Kieler O.</i> Всестороннее исследование спектра излучения большого массива ниобиевых джозефсоновских контактов.....	25
<i>Лакунов И. С., Муханова Е. Д., Егоров С. В., Батов И. Е., Голикова Т. Е., Рязанов В. В.</i> Неравновесные явления в планарных мезоскопических джозефсоновских SNS-структурах с Nb.....	27
<i>Гончаров Б. В., Приходько К. Е., Гурович Б. А., Кутузов Л. В., Гончарова Д. А.</i> Моделирование тепловых процессов в многослойном логическом нанозаэлементе, состоящем из нанопроводов NbN, расположенных в различных функциональных слоях и разделенных слоем диэлектрика $\text{Al}_2\text{O}_3$ .....	29
<i>Григорьев П. Д., Могилюк Т. И., Синченко А. А.</i> Магнитные квантовые осцилляции холловского сопротивления в слоистых металлах и сверхпроводниках .....	31
<i>Гринберг Я. С., Моисеев А. Г., Штыгашев А. А.</i> Однофотонное рассеяние на кубите. Пространственно-временная структура рассеянного поля .....	33
<i>Есин В. Д., Швецов О. О., Тимонина А. В., Колесников Н. Н., Девятков Э. В.</i> Поверхностная сверхпроводимость в дираковских полуметаллах .....	35
<i>Жакетов В. Д., Десятериков Д. И., Кравцов Е. А., Норов Д. А., Колупаев Е. Д., Авдеев М. М., Кузьменко М. О., Хайдуков Ю. Н., Никитенко Ю. В.</i> Структурные свойства сверхрешеток Nb/Dy и Nb/No .....	37
<i>Злотников А. О.</i> Энергетическая щель для вихревых майорановских мод в киральных сверхпроводниках с неколлинеарным магнитным порядком.....	39
<i>Зуев О. Б., Скворцов М. А.</i> Протекание сверхтекучего тока в неоднородных сверхпроводниках.....	41
<i>Зюзин В. А., Зюзин А. А.</i> Анизотропное сопротивление и сверхпроводящая неустойчивость в сегнетоэлектрических металлах .....	43
<i>Ильин А. И., Иванов А. А., Егоров В. К.</i> Изменения кристаллической структуры и распределения кислорода в тонких пленках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ после хранения в вакууме .....	45
<i>Калашиников Д. С., Ружицкий В. И., Шишкин А. Г., Головачевский И. А., Соловьев И. И., Столяров В. С.</i> Динамика вихрей Джозефсона в высокочастотных устройствах .....	47
<i>Камашев А. А., Гарифьянов Н. Н., Валидов А. А., Фоминов Я. В., Гарифуллин И. А.</i> Различные модели конструкций сверхпроводящего спинового клапана.....	49
<i>Камашев А. А., Валидов А. А., Гарифьянов Н. Н., Мамин Р. Ф., Гарифуллин И. А.</i> Использование пьезоэлектрической подложки PMN-PT в тонкопленочной структуре $\text{Co}/\text{Al}/\text{Fe}/\text{Pb}$ .....	51

<i>Кислинский Ю. В., Москаль И. Е., Петржик А. М., Шадрин А. В., Овсянников Г. А.</i>	
Переход металл – изолятор при изменении химического состава в тонких пленках иридата .....	53
<i>Korason A. A., Mel'nikov A. S.</i> Influence of the spin-triplet interlayer pairing on the induced superconductivity in two-dimensional electronic systems .....	55
<i>Кориунов М. М., Тогушова Ю. Н.</i> Влияние нематичности на сверхпроводимость в соединениях железа .....	57
<i>Кузьмичев С. А., Перваков К. С., Власенко В. А., Дегтяренко А. Ю., Гаврилкин С. Ю., Кузьмичева Т. Е.</i> Сверхпроводящий параметр порядка в арсениде железа $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ (семейство 1144) методом создания планарных контактов на микротрещине.....	59
<i>Кузьмичева Т. Е., Кузьмичев С. А., Кориунов М. М.</i> Наблюдение спинового экситона в сверхпроводящих оксиднигидах методом андреевской спектроскопии .....	61
<i>Кунцевич А. Ю.</i> Электростатически управляемая сверхпроводимость в двумерных системах.....	63
<i>Курин В. В., Шерешевский И. А., Вдовичева Н. К.</i> Зависимость спектра излучения активных джозефсоновских антенн от разброса параметров джозефсоновских контактов .....	64
<i>Ломакин А. И., Баева Э. М., Титова Н. А., Золотов Ф. И., Семёнов А. В., Колбатова А. И., Гольцман Г. Н.</i> Экспериментальное наблюдение независящего от беспорядка времени электрон-фононного рассеяния в тонких пленках NbN.....	66
<i>Лукьянов А. Е., Неверов В. Д., Красавин А. В., Вагов А., Кроитору М. Д.</i> Коррелированный беспорядок — путь к улучшению характеристик сверхпроводников .....	68
<i>Люблинская А. А., Бурмистров И. С.</i> Нелинейная сигма-модель для топологической диссипативной динамики.....	70
<i>Шейн К. В., Жаркова Е. В., Любчак А. Н., Титова Н. А., Гайдученко И. А., Чараев И. А., Бандурин Д. А., Гольцман Г. Н.</i> Изготовление и исследование сверхпроводящих пленок диселенида ниобия ( $\text{NbSe}_2$ ) для создания ТГц-болметров .....	71
<i>Мазов Л. С.</i> Комнатнотемпературная псевдосверхпроводимость гидридов при сверхвысоких давлениях: теория, расчеты, эксперимент.....	73
<i>Матрозова Е. А., Панкратов А. Л.</i> Эффекты шума и генерации в параллельных цепочках джозефсоновских контактов.....	75
<i>Korason A. A., Tsar'kov I. M., Mel'nikov A. S.</i> Switching in the vortex pinning in type-II superconductors with modulated disorder .....	77
<i>Москвин А. С., Панов Ю. Д.</i> Анти-ян-теллеровское диспропорционирование и перспективы спин-триплетной сверхпроводимости в соединениях d-элементов .....	79
<i>Неверов В. Д., Лукьянов А. Е., Красавин А. В., Вагов А., Кроитору М. Д.</i> Локальная и глобальная сверхпроводимость в разупорядоченных материалах.....	81
<i>Пашиковская В. Д., Карабасов Т., Голубов А. А., Васенко А. С.</i> Исследование плотности состояний в присутствии рассеяния в гетероструктурах сверхпроводник — ферромагнетик .....	83
<i>Пестов Е. Е., Левичев М. Ю., Мастеров Д. В., Парафин А. Е., Павлов С. А., Хоршев С. К., Рогожкина Н. В.</i> Исследование ВАХ массивов джозефсоновских контактов из высокотемпературных сверхпроводников при импульсном облучении.....	85
<i>Plastovets V. D., Melnikov A. S., Buzdin A. I.</i> Excitation of Higgs modes in a superconductor by a Zeeman field .....	87
<i>Полькин А. В., Иоселевич П. А.</i> Многократные андреевские отражения в диффузных SINIS- и SIFIS-контактах .....	88
<i>Гурович Б. А., Приходько К. Е., Гончаров Б. В., Кутузов Л. В., Малиева Е. М., Комаров Д. А., Голубев Г. Ю.</i> Влияние ионного облучения на свойства тонких сверхпроводящих пленок NbN .....	90
<i>Пудалов В. М., Перваков К. С., Садаков А. В., Соболевский О. А., Власенко В. А., Мартовицкий В. П., Усольцев А. С., Григорьев П. Д., Павлов Н. С., Некрасов И. А., Терещенко О. Е.</i> Слоистые сверхпроводники и топологические полуметаллы с магнитным упорядочением атомов .....	92
<i>Путилов А. В., Миронов С. В., Буздин А. И.</i> Локализованная сверхпроводимость и диодный эффект в системах сверхпроводник — ферромагнетик со спин-орбитальным взаимодействием .....	93
<i>Рыбин Д. А., Бастракова М. В., Пашин Д. С., Пикунов П. В., Щеголев А. Е., Кленов Н. В., Соловьев И. И., Сатанин А. М.</i> Диссипативные и температурные эффекты в квантовом сверхпроводниковом нейроне .....	95
<i>Рюмишин В. С., Улитко В. А., Панов Ю. Д.</i> Исследование двумерной модели локальных бозонов квантовым методом Монте-Карло .....	97

<i>Antonov A. V., Masterov D. V., Mikhaylov A. N., Morozov S. V., Pavlov S. A., Paraphin A. E., Tetelbaum D. I., Ustavschikov S. S., Yunin P. A., Savinov D. A. Diffusive limit in YBCO films with non-zero <math>T_c</math>.....</i>	99
<i>Самохвалов А. В. Спонтанная генерация вихрей ферромагнитным диском в тонкой сверхпроводящей пленке со связью Рашбы .....</i>	101
<i>Степанов Н. А., Скворцов М. А. Флуктуационная проводимость при произвольной силе беспорядка .....</i>	103
<i>Ильин А. С., Стругова А. О., Кон И. А., Соболевский О. А., Морзун Л. А., Садаков А. В., Мартовицкий В. П., Рыбальченко Г. В., Зайцев-Зотов С. В. Сверхпроводимость в тонких пленках нитрида рутения.....</i>	105
<i>Таланов Ю. И., Гимазов И. И., Чареев Д. А., Васильев А. Н. Исследование рассеяния носителей тока на магнитных и немагнитных флуктуациях в кристаллах халькогенидов железа.....</i>	107
<i>Тарасов М. А., Ломов А. А., Чекушкин А. М., Гунбина А. А., Фоминский М. Ю., Краевский С. В., Козулин Р. К., Шадрин А. В. Предельные параметры СИС-переходов в теории и технологические возможности их достижения .....</i>	109
<i>Тарасов С. В., Кочаровский Вл. В. Совместная статистика чисел частиц в наборе возбужденных мод бозе-конденсата и ее вычислительная сложность.....</i>	111
<i>Улитко В. А., Панов Ю. Д., Чиков А. А., Москвин А. С. Кинематический учет сохранения заряда в классическом алгоритме Монте-Карло для псевдоспиновой модели купрата.....</i>	113
<i>Уставицкий С. С., Левичев М. Ю., Пашенькин И. Ю., Гусев Н. С., Гусев С. А., Водолазов Д. Ю. Вихри в полосках MoN с боковым разрезом.....</i>	115
<i>Фоминов Я. В., Михайлов Д. С. Джозефсоновский диодный эффект в асимметричном СКВИДе с высшими гармониками.....</i>	117
<i>Хаймович И. М., Tomasi G. De. Усиление локализации в неэрмитовых дальнедействующих неупорядоченных моделях.....</i>	119
<i>Хан Ф. В., Атепалихин А. А., Филиппенко Л. В., Кошелец В. П. Сравнение методов моделирования сверхпроводниковых интегральных структур с помощью полуаналитического расчета и в Ansys HFSS.....</i>	121
<i>Чарикова Т. Б., Шелушинина Н. Г., Попов М. Р., Клепикова А. С., Иванов А. А. Слоистый электронный сверхпроводник <math>Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}</math> как система внутренних контактов Джозефсона.....</i>	123
<i>Чуйкин О. А., Гринберг Я. С. Реконструкция запутанного состояния двух кубитов с помощью измерения спектра излучения.....</i>	125
<i>Шагинян В. Р. Особенности физики металлов с тяжелыми фермионами: теория и эксперимент.....</i>	127
<i>Шитов С. В. Активный сверхпроводящий терагерцовый детектор .....</i>	128
<i>Меренков А. В., Ким Т. М., Ермаков Ан. Б., Соломатов Л. С., Чичков В. И., Шитов С. В. Измерение параметров сверхпроводящего болометра с СВЧ-считыванием.....</i>	130
<i>Shukrinov Yu. M., Rahmonov I. R., Kulikov K. V., Abdelmoneim S. A., Nashaat M., Janalizadeh A., Kolahchi M. R., Botha A. E., Tekic J. Nonlinearity, locking, and chaos in anomalous Josephson junctions.....</i>	132
<i>Шустин М. С., Степаненко В. А., Дзебисаивили Д. М. Магнитные скирмионы высокого порядка в неоднородном магнитном поле .....</i>	134
<i>Щетинина Е. В., Дрязгов М. А., Корнеева Ю. П., Корнеев А. А., Тархов М. А. Моделирование двухфотонных событий в сверхпроводящей полоске для различной длины тепловой связи .....</i>	136

## Секция 2

### МАГНИТНЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ

<i>Авдеев П. Ю., Горбатова А. В., Безвиконный Н. В., Овчаренко С. В., Гусев Н. С., Караитин Е. А., Сапожников М. В., Буяков А. М. Высокоэффективные спинтронные эмиттеры ТГц-излучения на основе металлических бислоев.....</i>	141
<i>Артемов Е. М., Ким Т. А., Закарлюка А. В. Магнитные свойства и гетерофазные состояния наночастиц системы Co-Rh.....</i>	142
<i>Артемов Е. М., Ким Т. А., Закарлюка А. В. Фазовый переход порядок беспорядок и его влияние на магнитные свойства в тонких пленках твердых растворов CoPd и CoIr .....</i>	143
<i>Башиева А. Х., Юлдашева А. Р., Шарафуллин И. Ф., Диен Х. Т. Особенности фазовых переходов скирмионных решеток в фрустрированных магнитных пленках.....</i>	145

<i>Балаев Д. А., Дубровский А. А., Красиков А. А., Семенов С. В., Князев Ю. В., Баюков О. А., Якушкин С. С., Кириллов В. Л., Мартыанов О. Н.</i> Проявление поверхностных и размерных эффектов в магнитных свойствах наночастиц $\epsilon\text{-Fe}_2\text{O}_3$ .....	147
<i>Сацук С. А., Комогорцев С. В., Балашов Ю. Ю.</i> Анизотропия гистерезиса поликристаллической ферромагнитной нанонити.....	149
<i>Бизяев Д. А., Чукланов А. П., Нургазизов Н. И., Бухараев А. А., Базан Л. В., Шур В. Я., Ахматханов А. Р.</i> МСМ- и ФМР-исследование изменения магнитных свойств микрочастиц Ni под действием одноосных механических напряжений.....	151
<i>Богданова Т. В., Калябин Д. В., Сафин А. Р., Никитов С. А.</i> Управление свойствами магнитоупругих волн в слоистых антиферромагнитных гетероструктурах.....	153
<i>Важенина И. Г., Столяр С. В., Тюменцева А. В., Волочаев М. Н., Исхаков Р. С., Комогорцев С. В., Пьянков В. Ф.</i> Исследование влияния биосовместимой оболочки на магнитные свойства наночастиц оксида железа.....	155
<i>Важенина И. Г., Столяр С. В., Комогорцев С. В., Ли О. А., Исхаков Р. С., Великанов Д. А., Черемискина Е. В., Немцев И. В.</i> Неоднородность размагничивающих полей наноструктурированных покрытий 3d-металлов, выявляемая статическими и динамическими магнитными методами.....	157
<i>Васинович Е. В., Москвин А. С.</i> Простая спин-переориентационная модель редкоземельных ортоферритов и ортохромитов.....	159
<i>Мальшиева Е. И., Дорохин М. В., Дёмина П. Б., Кудрин А. В., Здравейцев А. В., Вихрова О. В.</i> Спин-зависимые фотоэлектрические эффекты в структурах с квантовой ямой InGaAs/GaAs и близкорасположенным $\delta\text{-Mn}$ -слоем.....	161
<i>Никулин Ю. В., Высоцкий С. Л., Кожевников А. В., Филимонов Ю. А., Селезнев М. Е.</i> Генерация ЭДС при распространении ПМСВ в структуре ЖИГ-Pt в слабых полях подмагничивания.....	163
<i>Гамзатов А. Г., Алиев А. М., Kim D.-H., Yu S.-C.</i> Динамика магнитокалорического эффекта вблизи магнитоструктурного фазового перехода в циклических магнитных полях в ленточных образцах сплавов Гейслера.....	165
<i>Голосовский И. В., Kibalin I., Gukasov A., Hansen T., Roca A. G., Nogués J.</i> Дифракция поляризованных нейтронов на наносистемах и наночастицах.....	167
<i>Горев Р. В., Садовников А. В., Сапожников М. В., Удалов О. Г.</i> Магнитоэлектрический эффект в композитной структуре плёнки CoPt / PMN-PT.....	168
<i>Грачев А. А., Губанова Ю. А., Бегинин Е. Н., Садовников А. В.</i> Спин-волновой транспорт в одномерных и трёхмерных магнитных структурах на основе магнитных кристаллов с пьезоэлектрическим слоем.....	169
<i>Губанов В. А., Кругляк В. В., Садовников А. В.</i> Управление распространением спиновых волн локальным лазерным нагревом в структуре с нарушением трансляционной симметрии.....	170
<i>Гусейнов Д. В., Ежеский А. А., Сухоруков А. В., Аверина Н. И., Гусев Н. С., Караитин Е. А.</i> О форме линии ФМР и генерируемых спиновых токов в структурах Ru/n-Si:Bi.....	171
<i>Пашенькин И. Ю., Кузнецов М. А., Полушкин Н. И., Сапожников М. В., Демидов Е. С., Фраерман А. А.</i> Проявление сильного обменного взаимодействия в ФМР наноразмерных слоистых структур FeGd.....	173
<i>Демин Г. Д., Дюжнев Н. А., Федина А. Д., Чеплаков А. А.</i> Микромагнитный анализ чувствительности ГМИ-сенсора на основе аморфных тонкоплёночных ферромагнитных наноструктур.....	175
<i>Дёмина П. Б., Дорохин М. В., Здравейцев А. В., Здравейцев Д. А., Темирязов А. Г., Темирязева М. П., Калентьева И. Л., Трушин В. Н., Садовников А. В., Мартышкин А. А.</i> Фазовый состав и магнитные свойства тонких плёнок CoPt.....	177
<i>Демшиев С. В.</i> Спин-флуктуационные переходы.....	179
<i>Демшиев С. В.</i> Квазиклассическая спиновая динамика с учетом магнитных флуктуаций.....	181
<i>Чеканова Л. А., Денисова Е. А., Комогорцев С. В., Исхаков Р. С., Важенина И. Г., Немцев И. В., Ли О. А.</i> Особенности ферромагнитного резонанса композиционно модулированных нанокристаллических нитей в матрице поликарбоната.....	183
<i>Чеканова Л. А., Денисова Е. А., Комогорцев С. В., Важенина И. Г., Исхаков Р. С., Ли О. А., Сухачев А. Л., Великанов Д. А., Немцев И. В.</i> Наноструктурированные покрытия FeNi-C: синтез и магнитные свойства... ..	185
<i>Джунь И. О., Чеченин Н. Г.</i> Температурная зависимость динамики намагниченности в структурах Co/IrMn и Co/FeMn.....	187
<i>Долуденко И. М., Волчков И. С., Кошелев И. О.</i> Проводящие металлполимерные композиты на основе нанопроволок из сплава FeNi, полученных методом матричного синтеза.....	189

<i>Дровосеков А. Б., Крейнс Н. М., Зигануров Д. А., Ситников А. В., Николаев С. Н., Рыльков В. В.</i> Необычные свойства пика ЭПР ( $g \approx 4.3$ ) в магнитных металл-диэлектрических нанокompозитах с ионами Fe и Co в изолирующей матрице.....	191
<i>Еремин Л. А., Мацнин А. А., Быкова Л. Е., Комогорцев С. В., Жигалов В. С., Балашов Ю. Ю.</i> Исследование структурных превращений и магнитных свойств в тонких пленках Sn/Co/MgO(001) при вакуумном отжиге .....	193
<i>Завьялов А. Г., Машикович Е. А.</i> Динамика намагниченности железо-иттриевого граната вблизи точки компенсации при возбуждении терагерцовыми импульсами.....	195
<i>Загорский Д. Л., Долуденко И. М., Чигарев С. Г., Фомин Л. А., Криштон В. Г., Хайретдинова Д. Р., Вилков Е. А., Муслимов А. Э.</i> Гетерогенные нанопроволоки для генерации и детектирования электромагнитного излучения.....	197
<i>Загорский Д. Л., Долуденко И. М., Фролов К. В., Перунов И. В., Гиппиус А. А., Журенко С. В., Ткачев А. В., Чуев М. А., Каневский В. М., Чумаков Н. К., Калачикова И. В.</i> Особенности получения методом матричного синтеза, микроскопия и ядерно-резонансные исследования нанопроволок из железа.....	199
<i>Здоровейцев А. В., Дорохин М. В., Демина П. Б., Здоровейцев Д. А., Вихрова О. В., Темирязева М. П., Темирязев А. Г.</i> Влияние толщины пленок $Co_{0.35}Pt_{0.65}$ на их магнитные свойства.....	201
<i>Федотов И. А., Илюхина А. А., Скороходов Е. В., Пашенькин И. Ю., Гусев Н. С.</i> Развитие методов электронной литографии для создания магнитных структур.....	203
<i>Исляйкин М. К., Иванов Е. Н., Койфман О. И., Конарев Д. В.</i> Гемигексафизазин и гомотрехъядерные комплексы на его основе как перспективные материалы для нанoeлектроники.....	205
<i>Калентьева И. Л., Дорохин М. В., Здоровейцев А. В., Вихрова О. В., Здоровейцев Д. А., Татарский Д. А., Горев Р. В., Орлова А. Н.</i> Образование скирмионных состояний в тонких ферромагнитных пленках Co/Pd.....	207
<i>Ведь М. В., Дорохин М. В., Здоровейцев А. В., Демина П. Б., Здоровейцев Д. А., Дудин Ю. А., Котомина В. Е., Калентьева И. Л.</i> Детектор магнитного поля на основе магнитоуправляемого спинового светодиода.....	209
<i>Караитин Е. А., Пашенькин И. Ю., Kholid F., Saito Y., Mikhaylovskiy R. V.</i> Терагерцовая эмиссионная спектроскопия спинтронных структур с обменным сдвигом.....	211
<i>Киктева В. Р., Киселева К. В., Кичин Г. А., Скирдков П. Н., Звездин К. А.</i> Влияние взаимного направления поляризатора и свободного слоя на автогенерацию магнитных туннельных переходов (МТП) разной геометрии.....	213
<i>Кичин Г. А., Дувакина А. В., Скирдков П. Н., Звездин К. А.</i> Исследование выпрямляющих свойств магнитных туннельных переходов под действием постоянных и переменных токов в резонансном и в широкополосном режимах.....	215
<i>Князев Ю. В., Балаев Д. А., Столяр С. В., Панкрац А. И., Исхаков Р. С.</i> Особенности ферромагнитного резонанса при формировании покрытия ансамблей наночастиц ферригидрита.....	217
<i>Козлов А. Г., Давыденко А. В., Тарасов Е. В., Шатилов В. С., Кузнецова М. А., Шишелов А. Ф., Черноусов Н. Н., Турпак А. А., Ткаченко И. А., Огнев А. В., Самардак А. С., Садовников А. В.</i> Граничные эффекты в эпитаксиальных пленках Pd/Co.....	219
<i>Константинян К. И., Ульев Г. Д., Овсянников Г. А., Шмаков В. А., Шадрин А. В., Кислинский Ю. В.</i> Спиновый угол Холла в гетероструктурах иридат / манганит.....	221
<i>Красиков А. А., Князев Ю. В., Балаев Д. А., Столяр С. В., Ярославцев Р. Н., Михлин Ю. Л., Исхаков Р. С.</i> Магнитные межчастичные взаимодействия и температура суперпарамагнитной блокировки порошковых систем ферригидрита с различной степенью покрытия наночастиц.....	223
<i>Кривулин Д. О., Горев Р. В., Юнин П. А., Сапожников М. В.</i> Влияние радиационного облучения на свойства пленок ферромагнетик / $IGMn$ с обменным сдвигом.....	225
<i>Криштон В. Г., Чигарев С. Г., Фомин Л. А., Вилков Е. А., Загорский Д. Л., Долуденко И. М.</i> Тепловое и динамическое излучение в терагерцовом диапазоне при инъекции спиновых токов в магнитных переходах.....	226
<i>Кудасов Ю. Б.</i> Топологические зоны в металле с геликоидальным магнитным порядком.....	228
<i>Кузнецов М. А., Мухаматчин К. Р., Фраерман А. А.</i> Эффективное взаимодействие Дзялошинского — Морри в гибридных системах ферромагнетик / парамагнетик и ферромагнетик / сверхпроводник.....	230

<i>Купцов П. В.</i> Синхронизация и управляемая бистабильность двух спин-трансферных осцилляторов с одноосной симметрией и полевой связью.....	232
<i>Курляндская Г. В., Архипов А. В., Бекетов И. В., Багазеев А. В., Волегов А. С., Larraga A., Свалов А. В.</i> Магнитокалорический эффект магнитных наночастиц FeNi, полученных методом электрического взрыва проволоки.....	235
<i>Лобкова М. Д., Скирдков П. Н., Звездин К. А., Путря М. Г.</i> Модель магнитного туннельного перехода на Verilog-A для использования в средах автоматизированного проектирования интегральных схем.....	237
<i>Логунов М. В.</i> Генерация терагерцовых магнонов в ферромагнетиках.....	239
<i>Ляпилин И. И.</i> Калибровочные поля и эффект спинового кулоновского увлечения в неравновесных магнитных структурах.....	240
<i>Макарова Т. П., Шикин А. М., Ерыженков А. В., Тарасов А. В.</i> Исследование электронной структуры топологического изолятора $MnBi_2Te_4$ при допировании атомами Ge, Sb и S.....	242
<i>Мельников Г. Ю., Лепаловский В. Н., Сафронов А. П., Бекетов И. В., Багазеев А. В., Незнахин Д. С., Курляндская Г. В.</i> Магнитные композиты на основе эпоксидной смолы с магнитными микро- и наночастицами оксида железа: фокус на магнитное детектирование.....	244
<i>Миляев М. А., Наумова Л. И., Проглядо В. В., Устинов В. В.</i> ГМР эффект как основа датчиков магнитного поля, проблемы и решения.....	246
<i>Мишина Е. Д., Горбатова А. В., Буряков А. М., Преображенский В. Л., Пашенькин И. Ю., Сапожников М. В., Tiercelin N.</i> Управляемые спинтронные терагерцовые излучатели.....	248
<i>Мурзина Т. В., Майдыковский А. И., Новиков В. Б., Темиряева М. П., Темиряев А. Г.</i> Изучение доменной структуры эпитаксиальных пленок феррит-граната методами магнитно-силовой микроскопии и микроскопии второй гармоники.....	250
<i>Филиппова (Мухаммадева) В. В., Екомасов Е. Г.</i> Управление связанной динамикой вихрей в спин-трансферном наноосцилляторе.....	252
<i>Нужин С. В., Улитко В. А., Панов Ю. Д., Москвин А. С.</i> Численное моделирование системы спин-триплетных бозонов классическим методом Монте-Карло.....	253
<i>Нургазизов Н. И., Бизяев Д. А., Бухараев А. А., Чукланов А. П.</i> Сравнение реакции доменной структуры различных ферромагнитных микрочастиц на действие одноосного механического напряжения.....	255
<i>Нурмухаметов А. Р., Васин К. В., Еремин М. В.</i> О происхождении гигантских скачков электрической поляризации при фазовых переходах в $Fe_2Mo_3O_8$ .....	257
<i>Одинцов С. А., Пташенко А. С., Локк Э. Г., Бегинин Е. Н., Садовников А. В.</i> Распространение спиновых волн в многослойном магнонном кристалле.....	259
<i>Орлова А. Н., Татарский Д. А., Пашенькин И. Ю., Горев Р. В., Гусев С. А.</i> Управление магнитными текстурами в тонких плёнках под действием обменного поля.....	261
<i>Панов Ю. Д.</i> Фрустрации и псевдопереходы в одномерных спиновых моделях.....	263
<i>Пасынкова А. А., Тимофеева А. В., Лукишина В. А., Курляндская Г. В.</i> Магнитные свойства аморфных лент на основе кобальта: экспериментальные данные и моделирование методом конечных элементов.....	265
<i>Патрин Г. С., Кобяков А. В., Юшков В. И., Анисимов И. О., Жарков С. М., Семенов С. В., Моисеенко Е. Т.</i> Сосуществование эффектов обменного смещения и магнитной близости в трехслойных пленках Fe-Ni/V2O3/Fe-Ni.....	267
<i>Патрин Г. С., Орлов В. А., Шиян Я. Г., Плеханов В. Г.</i> Магнитные и резонансные свойства сверхрешеток [(CoP)soft/(NiP)am/(CoP)hard/(NiP)am]n.....	269
<i>Пашенькин И. Ю., Сапожников М. В., Скороходов Е. В., Гусев Н. С., Фраерман А. А.</i> Вихревые туннельные магниторезистивные контакты CoFeB/MgO/CoFeB.....	271
<i>Перов Н. С., Алехина Ю. А., Шендрикова Л. А., Устинов К. А., Колесникова В. Г., Родионова В. В., Панина Л. В.</i> Магнитная интроскопия на основе гигантского магнитоимпеданса.....	273
<i>Петров В. Н., Устинов А. Б., Малиновский Е. А., Клевцов А. И., Яшин Ю. П.</i> Исследование поляризации внутренних электронных уровней твердого тела методом оже-электронной спектроскопии с разрешением по спину (на примерах спин-орбитального и обменного взаимодействий).....	276
<i>Быков А. И., Егоров Н. И., Козабаранов Р. В., Коршунов А. С., Кудасов Ю. Б., Макаров И. В., Маслов Д. А., Платонов В. В., Репин П. Б., Селемир В. Д., Стрелков И. С., Сурдин О. М.</i> Исследования фазовых переходов в магнетиках при воздействии мегагауссных полей и мегабарных давлений.....	277

<i>Рунов В. В., Бугров А. Н., Смыслов Р. Ю., Котица Г. П., Иванькова Е. М., Павлова А. А., Феоктистов А.</i> Магнитное рассеяние нейтронов в восстановленном оксиде графена.....	279
<i>Русалина А. С., Лепаловский В. Н., Степанова Е. А., Васьяковский В. О., Курляндская Г. В., Свалов А. В.</i> Аномальные петли гистерезиса ферромагнитных пленок Gd-Co различной толщины вблизи температуры магнитной компенсации.....	281
<i>Николаев С. Н., Черноглазов К. Ю., Емельянов А. В., Пацаев Т. Д., Ганьшина Е. А., Васильев А. Л., Ситников А. В., Демин В. А., Аверкиев Н. С., Грановский А. Б., Рыльков В. В.</i> Аномальное поведение магнетосопротивления в нанокompозитных пленочных структурах $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}/\text{Si}$ ниже порога перколяции.....	283
<i>Савин С. С., Беспалов А. В., Евдокимов А. А., Стогний А. И.</i> О формировании объемоподобных свойств пленок никеля на стадии зарождения в условиях повторения циклов ионно-лучевого распыления-осаждения.....	285
<i>Самигуллина А. И., Валиахметов У. Р., Шарафуллин И. Ф.</i> Транспорт решеток магнитных скирмионов путем упругого деформирования структуры в многослойных сверхтонких магнитных пленках .....	287
<i>Саповский И. М., Ильин Н. В., Ткаченко И. А., Крайнова Г. С., Рахматуллаев Т. Р.</i> Магнитная микроструктура аморфных сплавов на основе железа и никеля.....	289
<i>Сапожников М. В.</i> Эффект Холла в магнитных наноструктурах.....	291
<i>Свалов А. В., Иванов В. Е., Андреев С. В., Лепаловский В. Н., Феценко А. А., Кудюков Е. В., Макарович И. А., Курляндская Г. В.</i> Особенности плоскостной магнитной анизотропии и доменной структуры пленок FeNi, осажденных в вертикальном магнитном поле.....	293
<i>Сахаров В. К., Хивинцев Ю. В., Джумалиев А. С., Селезнёв М. Е., Филимонов Ю. А.</i> Особенности распространения спиновых волн в каналах, полученных декорированием поверхности магнитных плёнок металлическими областями.....	295
<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.</i> Измерение электронных потерь в микроструктурах ЖИГ/Pt с помощью обратного спинового эффекта Холла.....	297
<i>Серокурова А. И., Шарко С. А., Новицкий Н. Н., Кецо В. А., Стогний А. И.</i> Композиционный материал на основе органического фоторезиста с инкорпорированным наноразмерным порошком $\text{Mg}(\text{Fe}_{0,5}\text{Ga}_{0,5})_2\text{O}_x$ для магнитной микроэлектроники.....	299
<i>Харитонский П. В., Сергиенко Е. С., Ралин А. Ю., Сетров Е. А., Шейдаев Т. С., Гареев К. Г., Дубешко Д. Д.</i> Суперпарамагнетизм стекол, синтезированных на основе горных пород: экспериментальные данные и теоретическое моделирование.....	301
<i>Буздаков А. Г., Скирдков П. Н., Звездин К. А.</i> Легкоконусное магнитное состояние в несмещенных магнитных туннельных переходах и его влияние на выпрямление переменного тока.....	303
<i>Скорыходов Е. В., Татарский Д. А., Горев Р. В., Миронов В. Л., Фраерман А. А.</i> Гиротропные колебания магнитных вихрей в двух взаимодействующих ферромагнитных дисках .....	305
<i>Столяр С. В., Ли О. А., Николаева Е. Д., Боев Н. М., Воротынов А. М., Великанов Д. А., Исхаков Р. С., Пьянков В. Ф., Князев Ю. В., Баюков О. А., Шохрина А. О.</i> Нагрев магнитных порошков в режиме ферромагнитного резонанса на частоте 8,9 ГГц .....	307
<i>Быков А. И., Бычкова Е. А., 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., Репин П. Б., Селемир В. Д., Стрелков И. С., Сурдин О. М., Филиппов А. В.</i> Халдейновские цепочки $S = 1$ в сверхсильном магнитном поле.....	309
<i>Быков А. И., Бычкова Е. А., 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., Терёшина И. С., Филиппов А. В., Звездин А. К.</i> Измерение намагниченности группы ферромагнетиков $\text{R}_2\text{Fe}_{14}\text{V}$ в сверхсильном магнитном поле.....	311
<i>Тарасов А. В., Вялых Д. В., Креллнер К., Усачев Д. Ю.</i> Развитие фотоэмиссионных методов исследования магнитных наноструктур на основе 4f-элементов.....	313
<i>Татарский Д. А., Дорохин М. В., Здоровейцев А. В., Каленьтева И. Л., Гусев Н. С., Пашенькин И. Ю., Скорыходов Е. В., Орлова А. Н., Гусев С. А.</i> Лоренцева просвечивающая электронная микроскопия.....	315
<i>Татарский Д. А., Гусев Н. С., Скорыходов Е. В., Гусев С. А.</i> Косвенная голография магнитных полей.....	317
<i>Трушин О. С., Фаттахов И. С., Попов А. А., Мазалецкий Л. А., Ломов А. А.</i> Управление магнитной анизотропией и оптическими характеристиками наноструктурированных пленок кобальта методом наклонного напыления.....	319

<i>Носов И. Ю., Усеинов Н. Х.</i> Коэффициент прохождения электрона проводимости в магнитных туннельных наноконтактах с мультиферроиком $\text{BiFeO}_3$ .....	321
<i>Федоров А. С., Федорова А. А., Сафонов С. С., Кецко В. А., Федосюк В. М., Стогний А. И., Никитов С. А., Логунов М. В.</i> Магнитооптические свойства термостабилизированных наноразмерных пленок ферритов-гранатов гипотетического состава $\text{Ce}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ .....	323
<i>Федорова А. А., Федоров А. С., Сафонов С. С., Тлегинов Р., Никитов С. А., Логунов М. В.</i> Динамика формирования зигзагообразно модулированной полосовой доменной структуры в пленках ферритов-гранатов .....	325
<i>Федулов Ф. А., Савельев Д. В., Белан В. О., Мусатов В. И.</i> Нелинейный магнитоэлектрический эффект в композитной кольцевой гетероструктуре $\text{Ni}$ -ЦТС.....	327
<i>Фещенко А. А., Москалев М. Е., Лепаловский В. Н., Горьковенко А. Н., Кравцов Е. А., Васьковский В. О.</i> Использование антиферромагнитных сплавов $\text{Cr-Mn}$ для получения эффекта обменного смещения в тонких пленках.....	329
<i>Никулин Ю. В., Высоцкий С. Л., Слезнев М. Е., Кожевников А. В., Сахаров В. К., Дудко Г. М., Хивинцев Ю. В., Филимонов Ю. А.</i> Частотная зависимость смешанной спиновой проводимости структур $\text{YIG/Pt}$ при спиновой накачке ПМСВ .....	331
<i>Фраерман А. А.</i> Нарушение киральной симметрии и неоднородные состояния в деформированных ферромагнетиках.....	333
<i>Хайретдинова Д. Р., Долуденко И. М., Волчков И. С., Загорский Д. Л., Панина Л. В.</i> Изучение корреляции кинетики роста нанопроволок состава $\text{Fe}_{0,5}\text{Co}_{0,5}$ и их магнитных и структурных свойств.....	335
<i>Давыденко А. В., Черноусов Н. Н., Пашенко А. С., Турпак А. А., Козлов А. Г.</i> Динамика доменных границ в эпитаксиальной системе $\text{Pd/Co/Pd}$ .....	337
<i>Чижикова А. С., Юдина Е. Б., Швидченко А. В., Алексенский А. Е.</i> Алмазные наночастицы детонационного синтеза с поверхностью, модифицированной ионами d-элементов .....	339
<i>Шарко С. А., Серокурова А. И., Новицкий Н. Н., Стогний А. И., Поддубная Н. Н., Кецко В. А.</i> Упруго-напряженное состояние интерфейсов в слоистых магнитоэлектрических структурах ферромагнетик / сегнетоэлектрик .....	341
<i>Ясинская Д. Н., Панов Ю. Д.</i> Термодинамические и магнитные свойства модели Изинга с немагнитными примесями .....	343

#### Секция 4

### ИЗМЕРЕНИЯ И ТЕХНОЛОГИИ АТОМАРНОГО И НАНОМЕТРОВОГО МАСШТАБА НА ОСНОВЕ ЗОНДОВЫХ, ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВЫХ И ИОННО-ЛУЧЕВЫХ МЕТОДОВ

<i>Логинев Б. А., Блишников Д. Ю., Второва В. С., Кириллова В. В., Ляшко Е. А., Макеев В. С., Первых А. Р., Абросимова Н. Д., Забавичев И. Ю., Пузанов А. С., Волкова Е. В., Тарасова Е. А., Оболенский С. В.</i> Особенности трансформации микрорельефа структур «кремний на изоляторе» при воздействии фотонных и корпускулярных излучений.....	347
<i>Аладышкин А. Ю.</i> Влияние квантово-размерных состояний на наблюдаемую высоту моноатомных ступеней на поверхности тонких пленок $\text{Pb}(111)$ .....	349
<i>Балашов Ю. Ю., Мягков В. Г., Быкова Л. Е., Волочаев М. Н., Жигалов В. С., Бондаренко Г. Н., Мацынин А. А., Галушка К. А., Кологорцев С. В.</i> Особенности протекания твердофазных реакций в трехслойной пленочной системе $\text{Sn/Fe/Cu}$ .....	351
<i>Бизяев Д. А., Нургазизов Н. И., Бухараев А. А., Чукланов А. П., Ахматханов А. Р., Шур В. Я.</i> МСМ-исследования магнитной структуры $\text{Ni}$ -микрочастиц с конфигурационной анизотропией.....	353
<i>Божко С. И., Ксенз А. С., Фокин Д. А., Ионов А. М.</i> Квантовые эффекты при формировании двойниковой границы в $\text{Pb}$ .....	355
<i>Быков В. А., Быков Ан. В., Быков А. А., Бобров Ю. А., Котов В. В., Леесмент С. И., Поляков В. В.</i> Сканирующая зондовая техника НТ-МДТ: приборы и возможности.....	357
<i>Вековичин Ю. Е., Грузнев Д. В., Тупчая А. Ю., Бондаренко Л. В., Михалюк А. Н., Денисов Н. В., Зотов А. В., Саранин А. А.</i> Переход Лифшица в двумерном соединении $\text{Pb}_3\text{Gd}_{1-x}\text{Yb}_x/\text{Si}(111)$ .....	359
<i>Вилков И. В., Каверин Б. С., Обьедков А. М., Семенов Н. М.</i> Электронно-микроскопические исследования наноразмерных углеродных наполнителей для композитных материалов.....	361

<i>Дохликова Н. В., Доронин С. В., Гатин А. К., Сарвадий С. Ю., Гришин М. В., Шуб Б. Р.</i> Дескриптор химической активности поверхности наночастицы на примере адсорбции водорода на золоте.....	363
<i>Гатин А. К., Дохликова Н. В., Озерин С. А., Сарвадий С. Ю., Харитонов В. А., Веденкин А. С., Гришин М. В.</i> Ориентационные эффекты при взаимодействии СО с нанесенными наночастицами меди и никеля.....	365
<i>Грузнев Д. В., Тупчая А. Ю., Бондаренко Л. В., Вековишин Ю. Е., Михалюк А. Н., Зотов А. В., Саранин А. А.</i> Взаимодействие 2D-системы Pb/ $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -В с редко- и щелочноземельными элементами.....	367
<i>Гусев Н. С., Ермолаева О. Л., Татарский Д. А., Миронов В. Л., Гусев С. А.</i> Магнитно-силовая и лоренцева микроскопия многослойных структур Co/Pt.....	369
<i>Елесин Л. О., Шилов А. Л., Дрёмов В. В., Демин А. Д., Кащенко М. А.</i> Изучение ферроэлектрических доменных структур в сверхрешетках двумерных систем методами АСМ.....	371
<i>Доломатов М. Ю., Бахтизин Р. З., Доломатова М. М., Шуткова С. А.</i> Сопряженные фазовые переходы диамагнетик — парамагнетик и диэлектрик — полупроводник в многокомпонентных аморфных средах с хаосом состава.....	373
<i>Шилов А. Л., Елесин Л. О., Казарян Д. А., Гребенко А. К., Малышкин П. А., Яковлев Д. С., Кащенко М. А., Дремов В. В.</i> Разработка метода АСМ-литографии на изолированных двумерных материалах и гетероструктурах.....	375
<i>Жуков А. А.</i> Применение различных типов зондов в АСМ-манипуляторе.....	377
<i>Зотов А. В., Бондаренко Л. В., Тупчая А. Ю., Вековишин Ю. Е., Грузнев Д. В., Михалюк А. Н., Денисов Н. В., Матецкий А. В., Олянич Д. А., Утас Т. В., Жданов В. С., Саранин А. А.</i> Атомные пленки Ga на Si(111): иллюзорное формирование галлена и локализация вместо сверхпроводимости.....	379
<i>Казанцева А. В., Харинцев С. С.</i> Исследование пространственно-ограниченных полимеров методом спектроскопии комбинационного рассеяния света.....	380
<i>Коломийцев А. С., Котосонова А. В.</i> Формирование острия апертурных кантилеверов для сканирующей ближнепольной оптической микроскопии методом ионно-стимулированного осаждения.....	383
<i>Лукьянцев Д. С., Лубенченко А. В., Иванов Д. А., Лубенченко О. И.</i> Исследование горизонтальных периодических неоднородностей нанометрового масштаба на поверхности ультратонких пленок методом РФЭС.....	385
<i>Миронов В. Л., Скороходов Е. В., Татарский Д. А.</i> Магнитно-резонансная силовая спектроскопия взаимодействующих магнитных вихрей.....	387
<i>Миронюк В. Н., Аль-Альвани А. Ж. К., Кочубей В. И., Смирнова А. И., Усольцева Н. В., Глуховской Е. Г.</i> Влияние ортофосфорной кислоты на агрегацию молекул производного порфина А <sub>3</sub> В-типа в плавающих слоях и пленках Ленгмюра — Шеффера.....	389
<i>Михалюк А. Н., Мараров В. В., Бондаренко Л. В., Тупчая А. Ю., Утас Т. В., Грузнев Д. В., Еремеев С. В., Зотов А. В., Саранин А. А.</i> Возникновение сильных электронных корреляций и делокализация заряда в эпитаксиальном C60 фуллереновом слое, сформированном на атомном сэндвиче Ti/NiSi <sub>2</sub> /Si(111).....	391
<i>Морозова А. С., Бизяев Д. А., Бухараев А. А., Нургазизов Н. И., Чукланов А. П.</i> Создание методом сканирующей зондовой литографии никелевых микрочастиц с конфигурационной анизотропией.....	393
<i>Морозова А. С., Зиганишина С. А., Кудрявцева Е. О., Бухараев А. А., Зиганишин М. А.</i> Самосборка короткоцепных олигопептидов с образованием микро- и нанообъектов и их свойства по данным СЗМ.....	395
<i>Шевлюга В. М., Воронцова Ю. А., Павлова Т. В.</i> Встраивание фосфора в кремний при адсорбции РВг <sub>3</sub> на Si(100).....	397
<i>Пашина Е. А., Чезганов Д. С., Слаутина А. С., Турыгин А. П., Ушаков А. Д., Шур В. Я.</i> Формирование доменной структуры на [100]-срезах кристаллов PMN-PT, индуцированное облучением сфокусированным ионным пучком.....	399
<i>Петров Ю. В., Вывенко О. Ф., Гогина О. А., Bolotin K., Kovalchuk S., Watanabe K., Taniguchi T.</i> Влияние электронного и ионного облучения на люминесценцию гексагонального нитрида бора.....	401
<i>Польвянова М. Р., Соболева О. И., Ильин О. И., Ильина М. В.</i> Исследование резистивного переключения в легированных азотом углеродных нанотрубках.....	403

<i>Преображенский Е. И., Водопьянов А. В., Нежданов А. В.</i> Водородная интеркаляция одностенных углеродных нанотрубок с помощью индукционно-связанной водород-аргонной плазмы.....	405
<i>Приходько К. Е.</i> Применение просвечивающей растровой электронной микроскопии для исследования функциональных наноструктур.....	407
<i>Резник А. Н., Востоков Н. В.</i> Резистивные свойства контакта Шоттки по данным микроволновой Z-V-спектрометрии.....	409
<i>Саранин А. А., Грузнев Д. В., Бондаренко Л. В., Тупчая А. Ю., Вековишин Ю. Е., Матецкий А. В., Денисов Н. В., Михалюк А. Н., Еремеев С. В., Зотов А. В.</i> Двумерный слой GdPb <sub>3</sub> на поверхности кремния: атомные, электронные и гальваномагнитные свойства .....	411
<i>Semenov M. B., Krevchik V. D., Filatov D. O., Antonov D. A., Shkurinov A. P., Ozheredov I. A., Krevchik P. V., Wang Yu-Hua, Li Tian-Rong, Razumov A. V., Shorokhov A. V., Moyko I. M., Antonov I. S., Semenov I. M.</i> Effect of temperature on the tunneling electron transfer through Co nanoparticles in HfO <sub>2</sub> films as an effect of dissipative tunneling.....	412
<i>Соломонов Н. А., Лебедев Д. В., Школдин В. А., Пермьяков Д. В., Можаров А. М., Дворецкая Л. Н., Архипов А. В., Павлов Д., Кучмижак А. А., Мухин И. С.</i> Исследование эмиссии фотонов при неупругом туннелировании электронов через золотые нанополоски, сформированные фемтосекундным лазерным излучением .....	414
<i>Суханова Т. Е., Диденко А. Л., Кобышно И. А., Борисов И. Л., Нестерова А. С., Кудрявцев В. В., Анохина Т. С., Лебедев Н. В.</i> АСМ и рентгеновское исследование влияния термализации и гидролиза на структурно-морфологические характеристики сополи(уретан-имидов), перспективных в качестве мембран для нано- и ультрафильтрации .....	416
<i>Толстихина А. Л., Гайнутдинов Р. В., Селезнева Е. В., Макарова И. П.</i> Исследование суперпротонных кристаллов кислых солей сульфата калия-аммония методами атомно-силовой микроскопии.....	418
<i>Тупчая А. Ю., Утас Т. В., Котляр В. Г., Бондаренко Л. В., Вековишин Ю. Е., Грузнев Д. В., Михалюк А. Н., Зотов А. В., Саранин А. А.</i> Поверхностные реконструкции в системе PbCu/Si(100): 4×2 и c(4×8).....	420
<i>Турыгин А. П., Шихова В. А., Кособоков М. С., Ахматханов А. Р., Сергеева О. Н., Шур В. Я.</i> Особенности роста доменов при локальном переключении поляризации в монокристаллах триглицинсульфата.....	422
<i>Утас Т. В., Котляр В. Г., Михалюк А. Н., Зотов А. В., Саранин А. А.</i> Поверхностные реконструкции в системе (Pb,Au)/Si100.....	424
<i>Федоров Л. Ю., Ушаков А. В., Карпов И. В.</i> Применение кельвин-зондовой силовой микроскопии в установлении фазового состава оксида меди.....	426
<i>Маликов И. В., Березин В. А., Трофимов О. В., Фомин Л. А.</i> Исследования морфологии и электрон-транспортных свойств ультратонких пленок Mo на R-плоскости сапфира.....	428
<i>Воротынцев И. В., Рассадин А. Э., Фомин Л. А.</i> Альтернатива методу Ван дер Пау для измерения поверхностной проводимости тонких круглых пластин.....	430
<i>Чукланов А. П., Морозова А. С., Нургазизов Н. И., Митюшкин Е. О., Жарков Д. К., Леонтьев А. В., Никифоров В. Г.</i> Использование сканирующей зондовой микроскопии для прецизионного перемещения апконверсионных наночастиц по поверхности.....	432
<i>Шур В. Я.</i> Рост доменов в одноосных сегнетоэлектриках при локальном переключении зондом сканирующего зондового микроскопа.....	434

## Секция 6

### ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ ЭЛЕМЕНТНАЯ БАЗА КВАНТОВЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

<i>Акимов А. В.</i> Датчики на основе центров окраски в алмазе.....	439
<i>Бастракова М. В., Муняев В. О.</i> Генерация и контроль запутанного состояния двух связанных кубитов.....	440
<i>Буньков Ю. М.</i> Кубиты на основе магнитной бозе-конденсации.....	442
<i>Венедиктов И. О., Ковалюк В. В., Ан П. П., Голиков А. Д., Святодух С. С., Гольцман Г. Н.</i> Исследование направленных ответвителей для реализации квантовых операций над кубитами.....	444
<i>Вожяков В. А., Бастракова М. В., Линева А. В., Куландин Д. С., Сергеев М. А., Соловьев И. И.</i> Оптимизационные подходы в задаче нахождения алгоритма управления трансмоном при помощи быстрых однокубитовых импульсов.....	446

<i>Бутенко А. В., Головатюк В. М., Капишин М. Н., Кекелидзе В. Д., Мешков И. Н., Сорин А. С., Трубников Г. В.</i> Вызовы мега-сайенс проекта «Комплекс NICA».....	448
<i>Лобаев М. А., Радищев Д. Б., Вихарев А. Л., Горбачев А. М., Богданов С. А., Исаев В. А., Краев С. А., Охупкин А. И., Архипова Е. А., Демидов В. Е., Дроздов М. Н.</i> Электролюминесценция SiV-центров в алмазном диоде.....	452
<i>Панкратов А. Л., Гордеева А. В., Яблоков А. А., Ладейнов Д. А., Ревин Л. С.</i> Счетчики одиночных микроволновых фотонов на Al SIS-контактах.....	454
<i>Попов В. Г., Криштон В. Г., Дворецкий Д. А., Бугай К. Е.</i> Комбинационное рассеяние в оптоволоконных аттенюаторах с субмикронным смещением кора.....	456
<i>Болгар А., Сандуляну Ш. В., Астафьев О. В.</i> Квантовая акустика на поверхностных волнах со сверхпроводниковыми кубитами.....	459
<i>Седых К. О., Сулеймен Е., Святodus М. И., Подлесный А., Ковалюк В. В., Ан П. П., Каурова Н. С., Флоря И. Н., Лахманский К. Е., Гольцман Г. Н.</i> Влияние внешнего электрического поля на эффективность сверхпроводникового однофотонного детектора.....	461
<i>Ахмеджанов Р. А., Гуцин Л. А., Зеленский И. В., Низов В. А., Низов Н. А., Собгайда Д. А.</i> Квантовая память для поляризационных состояний света в кристалле Eu:YSO.....	463
<i>Федичкин Л. Е., Вьюрков В. В., Мельников А. А., Дрожжин Д. А., Тарпанов Д. А., Руденко К. В., Лукичев В. Ф.</i> Зарядовые кубиты на основе полупроводниковых двойных квантовых точек.....	465

*Научное издание*

**НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА**

**Материалы XXVII Международного симпозиума**

*Нижний Новгород, 13–16 марта 2023 г.*

Том 1: секции 1, 2, 4, 6

Федеральный исследовательский центр  
Институт прикладной физики Российской академии наук  
(ИПФ РАН),  
603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

Оригинал-макет подготовлен сотрудниками  
Редакционно-издательского сектора ИПФ РАН

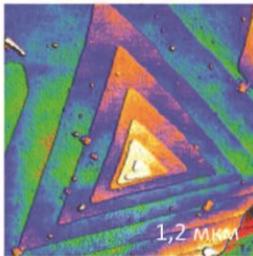
Формат 60×90 <sup>1</sup>/<sub>8</sub> Усл. печ. л. 62,0.  
Тираж 200 экз. Заказ № 4(2023)

Отпечатано на ризографах в типографии ИПФ РАН,  
603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

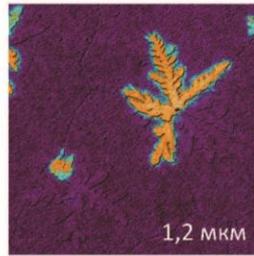
## NEXT II

### Результаты предельно высокого качества на повседневной основе

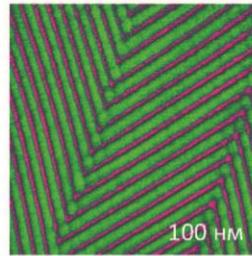
- Исследовательский АСМ с исключительным уровнем автоматизации подготовки и проведения эксперимента
- Рекордно низкий уровень шумов и высочайшая стабильность
- Полный набор самых современных методов АСМ, включая методы прыжковой микроскопии (Hybrid Mode™)



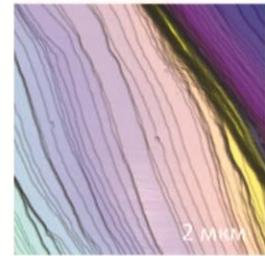
Остроконечная структура  $Al_2O_3$  полученная с использованием ScanTriptic и в ручном режиме



Кристаллы пентацена. ЭСМ карта наложенная на рельеф



Молекулярные цепочки фторалканов F14H20 на блюде

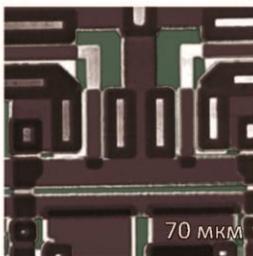


Кристалл поваренной соли

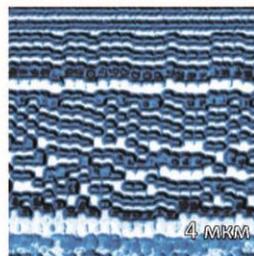
## VEGA

### Высокопроизводительный АСМ для исследования большемерных образцов

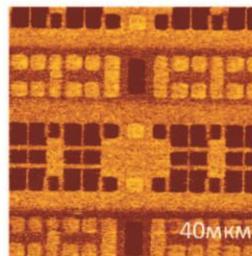
- Измерения рельефа и других поверхностных свойств с нанометровым пространственным разрешением на пластинах диаметром до 200 мм, большемерных образцах и массивах образцов
- Высочайший уровень автоматизации процессов настройки и измерений
- 50+ современных методов АСМ, включая методы высокоскоростной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



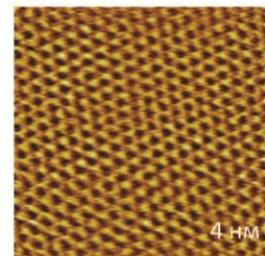
Рельеф фрагмента микросхемы



Магнитные домены в HDD 1 ТБ



Поверхностный пртенциал в SRAM



Атомное разрешение на графите

[www.ntmdt-si.com](http://www.ntmdt-si.com)

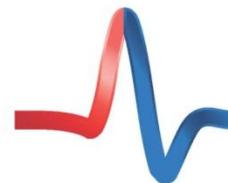
Узнать больше

[www.ntmdt-tips.com](http://www.ntmdt-tips.com)

## 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)



**HybridMode™**



Рельеф



Адгезия



Модуль Юнга



Латеральный пьезоотклик

Неразрушающее исследование пептидных нанотрубок на основе дифенилаланина методом Прыжковой АСМ. Размер скана: 7x7 мкм

## ScanTronic™

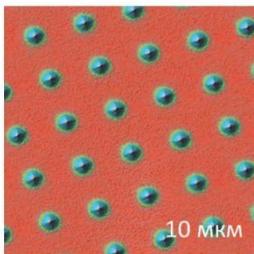
### Программный модуль ScanTronic: полностью автоматическая настройка сканирования в полуконтактной АСМ

- 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

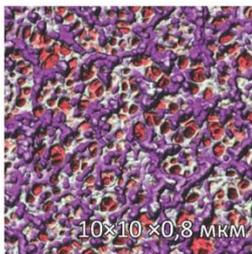


Техника дойдет до такого совершенства, что человек сможет обойтись без себя

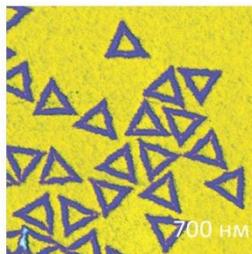
Станислав Ежи Лец



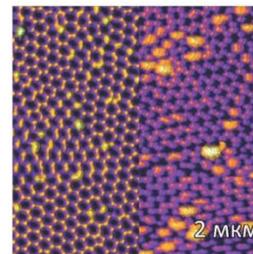
Массив заготовок АСМ зондов  
10 мкм



Нитроцеллюлозная мембрана  
10x10x0.8 мкм



ДНК-оригами на слайде  
700 нм



Остроконечная структура Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> полученная с использованием ScanTronic и в ручном режиме  
2 мкм

[www.ntmdt-si.com](http://www.ntmdt-si.com)

Узнать больше

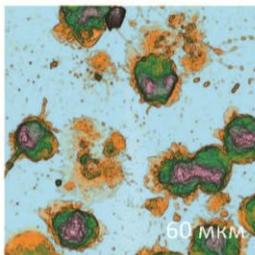
[www.ntmdt-tips.com](http://www.ntmdt-tips.com)

## NTEGRA II

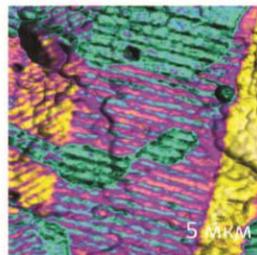
Легендарный АСМ для научных исследований,  
оснащенный всеми новейшими решениями



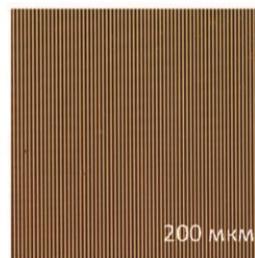
- Открытая архитектура: потрясающая гибкость системы и широчайшие возможности конфигурирования под конкретную научную задачу
- Все самые современные методы АСМ, включая самый широкий набор методов прыжковой микроскопии (Hybrid Mode)
- Автоматизация эксперимента благодаря интеллектуальному программному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



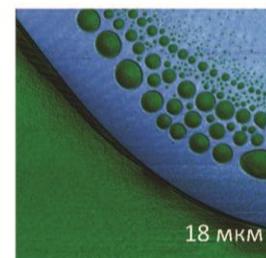
АСМ изображение нейтрофилов на стекле



Доменная структура тонкой пьезоэлектрической пленки



Изображение калибровочной решетки, полученное в конфигурации DualScan™

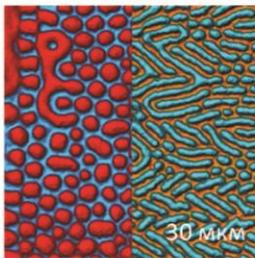
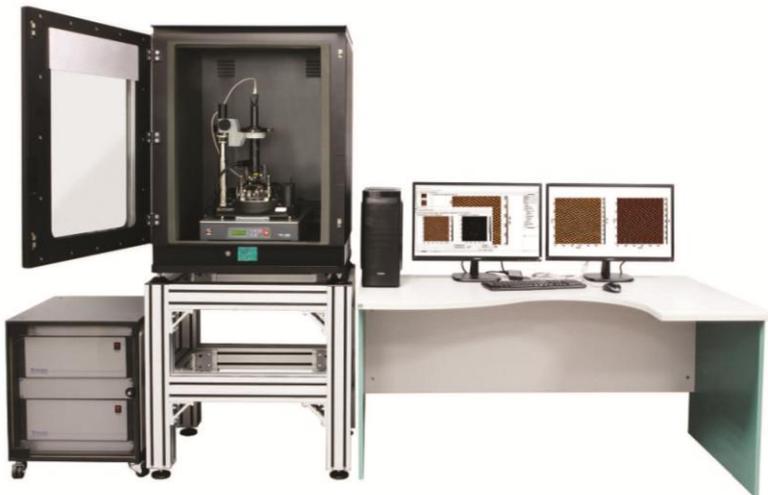


Карта модуля упругости смеси полистирола (голубой) с полиэтиленом (зелёный)

## NTEGRA II - конфигурации и опции

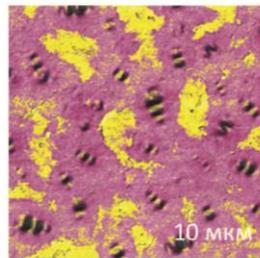


- Чтобы исключить влияние шумной среды, NTEGRA II поставляется в стандартном шкафу, обеспечивающем стабилизацию термодрейфов, акустическую и виброизоляцию
- NTEGRA II позволяет сканировать до 10 Гц со стандартными кантилеверами (резонансная частота до 500 кГц) и до 25 Гц с короткими кантилеверами (резонансная частота более 1 МГц)
- Для традиционной биологической визуализации ACM, а также биохимии и биоорганических приложений NTEGRA II использует уникальную герметичную ячейку с жидкостью, которая поддерживает замкнутый объем.
- Проведение ACM-измерений в условиях контролируемой атмосферы, низкого и среднего вакуума, а также в условиях приложения внешнего магнитного поля



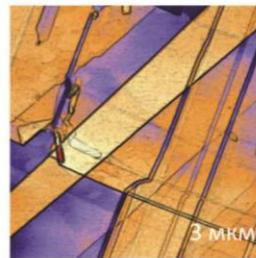
МСМ карты иттриевого железного граната до и после приложения латерального магнитного поля

30 мкм



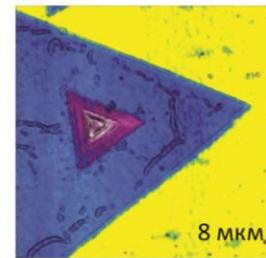
Карта адгезии пленки битума

10 мкм



Поверхность ВОПГ в вакууме

3 мкм



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

8 мкм

[www.ntmdt-si.com](http://www.ntmdt-si.com)

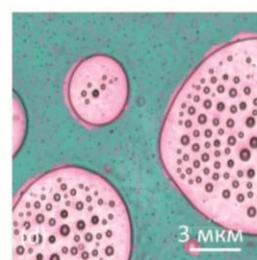
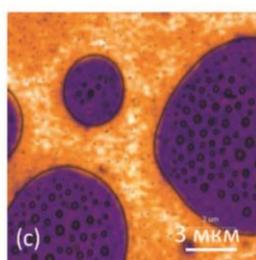
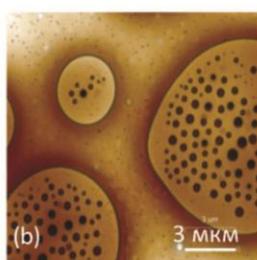
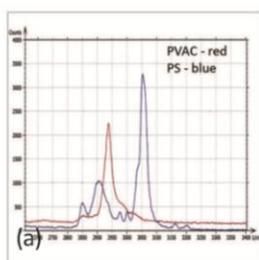
Узнать больше

[www.ntmdt-tips.com](http://www.ntmdt-tips.com)

## NTEGRA Spectra II

### Автоматизированная АСМ-Раман система

- Оптический доступ сверху, сбоку и снизу оптимизирован для Рамана, TERS и SNOM
- Открытый дизайн обеспечивает широкие возможности в настройке системы
- Допускается использование до 5 различных автоматически подключаемых лазеров
- АСМ-Раман исследования на воздухе, в контролируемой атмосфере, жидкости, при переменной температуре
- Полная автоматизация системы упрощает рутинные операции

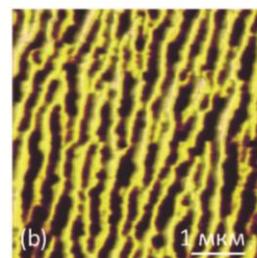
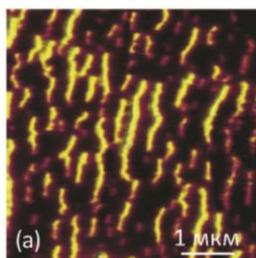
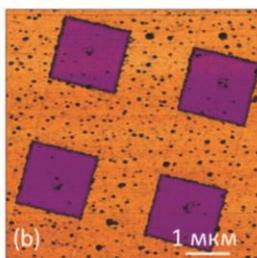
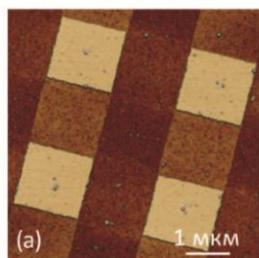


(a) Рамановские спектры поливинилацетата (PVAC) и полистирена (PS), (b) изображение рельефа пленки PS/PVAC. (c)-(d) Рамановские карты полос PVAC и PS

## 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/SiO<sub>2</sub>

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)

[www.ntmdt-si.com](http://www.ntmdt-si.com)

Узнать больше

[www.ntmdt-tips.com](http://www.ntmdt-tips.com)

NTEGRA®, NANOEDUCATOR®, HYBRIDMODE®, ScanT®, NT-MDT®, NT-MDT SPECTRUM INSTRUMENTS® являются зарегистрированными товарными знаками ООО "НТ-МДТ" резидента Сколково и ИНТЦ МГУ «Воробьевы горы»  
Адрес: Москва, г. Зеленоград, проезд 4922, д. 4 стр. 3, 3 этаж – Технопарк «ЭЛМА»



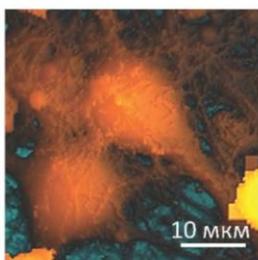
## NTEGRA Marlin

Новейшая система АСМ-Раман-СМИП для биологических исследований

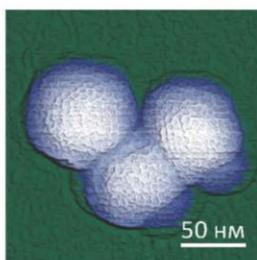
- Высокоскоростная сканирующая микроскопия ионной проводимости
- Бесконтактное исследование живых клеток в естественной физиологической среде
- Измерение механических свойств в широком диапазоне жесткостей
- Patch-clamp измерения с нанометровой локализацией
- Комбинация с оптическими методиками



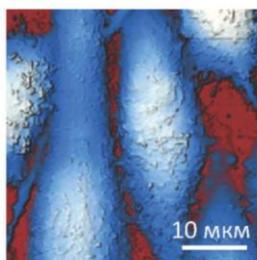
Проект реализуется при содействии Фонда содействия инновациям



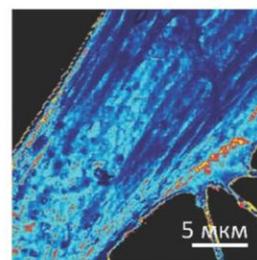
СМИП-изображение живого нейрона из гиппокампа мыши



АСМ-изображение частиц риновируса



СМИП-изображение клеток карциномы РС3 предстательной железы человека

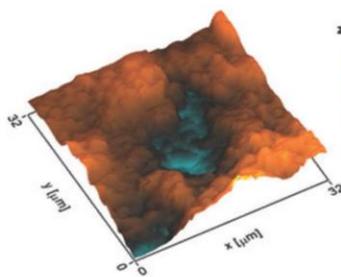


СМИП карта модуля упругости живого фибробласта.  $E=2$  Па..3,4 МПа

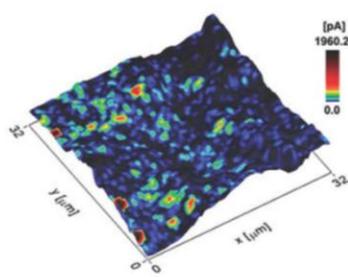
## NTEGRA Helios

Интеграция наноИК-спектроскопии и электрохимической микроскопии

- Измерение электрохимической активности различных топливных элементов с наноразмерным разрешением путем создания локальной электрохимической ячейки
- Совмещенная система представляет собой капиллярный нанозонд, который заполняется катализатором, активирующим процесс зарядки-разрядки электрохимической ячейки



Топография поверхности образца CuHCF



Карта электрохимической активности образца CuHCF



ИНТЕГРА Гелиос с измерительной головкой СЭХМ



---

# МИКРОСКОП СКАНИРУЮЩИЙ **ЗОНДОВЫЙ «СММ-2000»**

+7 (495) 364-60-93 | z-proton.ru | microscopy.su | b-loginov@mail.ru

## ВСТРОЕННАЯ ВИБРОИЗОЛЯЦИЯ И ВЫСОЧАЙШЕЕ РАЗРЕШЕНИЕ

В базовой комплектации показывает атомы пиролитического графита в режиме сканирующей туннельной микроскопии.

Для качественного осмотра малых и больших объектов микроскоп имеет сканеры с разными размерами полей по X/Y/Z.

**Микроскоп предоставляет уникальную возможность сборки его и разборки – для встраивания в различные системы и для лучшего обучения, выдерживая сборки-разборки до 12 лет в учебных классах**

Микроскоп СММ-2000 работает со стандартными зондами-кантилеверами, имеет 3 основных режима сканирующей туннельной, полуконтактной и контактной атомно-силовой микроскопии, а также более 25 дополнительных режимов по снятию карт различных физических характеристик.

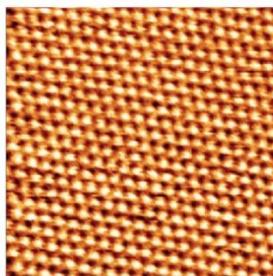


- Увеличение от 2 тыс. до 10 млн. крат
- Разрешение вплоть до АТОМОВ
- Трехмерный вид поверхности
- Измерение размеров от 0,2 нм до 40 мкм
- Распределение размеров зерен
- Анализ шероховатости до 0,2 нм
- Техподдержка 24/7 на «микроскоп.su»
- Серийный выпуск в России
- Для точных производств, науки и университетов
- Надежен даже для обучения в школах!

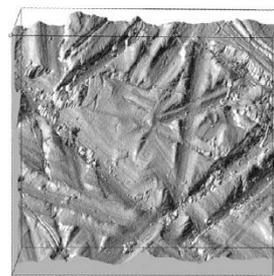


Микроскоп позволяет: отсканировать поверхность в выбранной точке образца, снять образец с микроскопа, воздействовать на образец тем или иным способом, например, напылить,

протравить или облучить, обратно установить образец в микроскоп и просканировать ту же с нанометровой точностью ранее выбранную точку на образце.



АТОМЫ ПИРОГРАФИТА  
кадр 8,8×8,8 нм



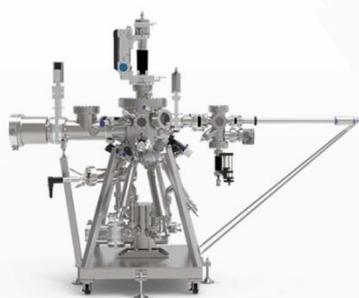
ШЛИФ СТАЛИ, кадр 10×10 мкм,  
шероховатость Ra = 0,007 мкм

# ПЕРЕДОВЫЕ РЕШЕНИЯ ДЛЯ РОСТА ТОНКИХ ПЛЕНОК

Наша компания обладает полной производственной цепочкой вакуумной промышленности: от вакуумной арматуры до сверхбольших вакуумных систем длиной в десятки метров, сконфигурированных в зависимости от индивидуальных задач.



КОМПЛЕКСНЫЕ  
СИСТЕМЫ



МВЕ СИСТЕМЫ



ЭФФУЗИОННЫЕ ЯЧЕЙКИ



4,5,6-ОСЕВЫЕ МАНИПУЛЯТОРЫ

Для получения дополнительной информации обращайтесь:

**ЭКСИТОН**АНАЛИТИК



[info@exiton-analytic.ru](mailto:info@exiton-analytic.ru)



+7 (812) 322-58-99

exiton-analytic.ru

# Измерители и регуляторы

## расхода и давления

### газов и жидкостей

для создания материалов нанoeлектроники



#### Инновационные МЭМС-регуляторы расхода газа

Высокая точность и быстродействие  
Оптимальны для быстро изменяющихся процессов

#### «Классические» регуляторы массового расхода газа

Стабильное и надежное поддержание расхода даже  
коррозионных газов



#### Расходомеры и регуляторы расхода жидкости

Возможность контроля микрорасходов от 0,04 г/ч  
Системы дозирования на основе расходомера с насосом



#### Измерители и регуляторы давления

Регулирование давления «до себя», «после себя», «в объеме»



Россия, 117342, Москва, ул. Введенского, д. 3

T: (495) 789-3664; 333-3325

E: sales3@siplus.ru

I: www.massflow.ru



ООО «Мелитэк Тестинг» занимается поставкой и сервисом оборудования для исследования свойств материалов. Основным направлением деятельности компании является комплексное решение задач производственных и исследовательских организаций в области материаловедения, химического и фазового анализа, а также физико-механических испытаний.



## ОБОРУДОВАНИЕ ДЛЯ ПРОБОПОДГОТОВКИ

- отрезные станки;
- оборудование для запрессовки образцов;
- шлифовально-полировальные станки;
- электролитическая подготовка;
- расходные материалы.



## МИКРОСКОПЫ ДЛЯ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЯ

- стереоскопические микроскопы;
- инвертированные металлографические микроскопы;
- прямые микроскопы;
- прямые биологические микроскопы;
- прямые поляризационные микроскопы;
- измерительные микроскопы;
- микроскопы для исследования микронных компонентов;
- цифровые камеры и программное обеспечение.



## ЭЛЕКТРОННЫЕ МИКРОСКОПЫ

- настольные сканирующие электронные микроскопы;
- современные универсальные сканирующие электронные микроскопы сверхвысокого разрешения;
- высокопроизводительные прецизионные исследовательские двухлучевые системы;
- высокотехнологичные просвечивающие электронные микроскопы ультравысокого разрешения.



## ФИЗИКА ПОВЕРХНОСТИ

- профилометры: трехмерные измерения;
- нанотвердомеры: оценка твердости слоев, модуля упругости, ползучести и упругого восстановления;
- скрэтч-тестеры: метод царапания;
- трибометры: оценка параметров износа.

Ключевое преимущество нашей компании заключается в том, что мы поставляем заказчикам полноценные решения, включающие в себя разработку методики измерений, доставку и монтаж оборудования, обучение персонала, сервисную и методическую поддержку. Менеджеры по продажам и сервисные инженеры имеют специальное образование и большой опыт работы. Сотрудники компании проходят ежегодное обучение на заводах-изготовителях оборудования, что подтверждается соответствующими сертификатами. На базе московского офиса компании создана демонстрационная лаборатория, где заказчики имеют возможность провести исследования и измерения образцов и выбрать оптимальное решение для своих задач.

## ТВЕРДОМЕРЫ

- шкалы Роквелла, Виккерса, Бринелля, Кнупа;
- полуавтоматические и полностью автоматические системы;
- универсальные твердомеры, сочетающие в себе возможность прямых измерений по нескольким методам;
- специальные решения на заказ, интеграция в промышленную линию.



## ОБОРУДОВАНИЕ ДЛЯ МЕХАНИЧЕСКИХ ИСПЫТАНИЙ

- машины для статических и динамических испытаний различных материалов;
- маятниковые копры для испытаний на ударную вязкость по методам Шарпи, Изода, инструментированные испытания;
- высокочастотные (резонансные) испытательные системы;
- стандартные модели и специальные решения для физико-механических испытаний;
- модернизация существующей отечественной и зарубежной испытательной техники.



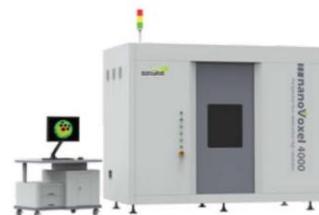
## АНАЛИЗАТОРЫ ХИМИЧЕСКОГО И ФАЗОВОГО СОСТАВА МАТЕРИАЛОВ

- мобильные и стационарные оптико-эмиссионные и рентгеновские спектрометры;
- анализаторы для измерения массовых долей C, S, O, H, N в твердых материалах;
- рентгеновские дифрактометры;
- атомно-абсорбционные спектрометры, оптико-эмиссионные спектрометры с индуктивно-связанной плазмой, масс-спектрометры с индуктивно-связанной плазмой, спектрофотометры видимого и УФ-диапазона;
- высокая скорость и точность измерения химического состава практически любых материалов;
- качественный и количественный фазовый анализ, определение размеров кристаллитов и микронапряжений, анализ текстур, анализ остаточных макронапряжений;
- ИК- и КР-спектрометры.



## ПРОМЫШЛЕННЫЕ ТОМОГРАФЫ

- линейка рентгеновских источников для разных режимов сканирования – от нанофокусного до режима высоких энергий;
- неразрушающий метод визуализации внутренней структуры объекта с разрешением до сотен нанометров;
- уникальные аппаратно-программные решения для сканирования объектов любой формы и состава;
- автоматизация всех процессов, реконструкции, анализа полученных изображений;
- создание трехмерных моделей.



Москва  
info@melytec.ru  
+7 (495) 781-07-85

Санкт-Петербург  
infospb@melytec.ru  
+7 (812) 380-84-85

Екатеринбург  
infofoural@melytec.ru  
+7 (343) 287-12-85

Таллин  
info@melytec.ee  
+372 (5) 620-32-81

Усть-Каменогорск  
infofz@melytec.ru  
+7 (7232) 41-34-18

**ООО «Криогенные приборы»** — это торгово-производственная компания, выполняющая поставки научного оборудования для лабораторий и промышленности почти 15 лет. Основное направление деятельности — производство криостатов для научных исследований. Помимо разработки, проектирования, изготовления и проведения ПНР, мы выполняем гарантийное и постгарантийное сервисное обслуживание криостатов, а также их модернизацию под новые задачи. Наши высококвалифицированные технические специалисты всегда готовы помочь с подбором оборудования, максимально соответствующего требованиям эксперимента заказчика.

## **Наша компания производит следующее оборудование:**

- стандартные компактные заливные азотные криостаты моделей LN-120 и LN-121-SPECTR, прекрасно зарекомендовавшие себя на рынке;
- азотные и гелиевые криостаты проточного и замкнутого типа — стандартные либо проектируемые под задачи пользователя;
- гелиевые криостаты замкнутого типа со сниженными вибрациями;
- криостаты с образцом в обменном газе;
- криостаты, позволяющие работать на температурах вплоть до 0.3/0.9 К;
- сверхпроводящие магниты с отверстием комнатной температуры (RTB) или с камерой переменных температур (VTI), заливные и замкнутого типа, оптические и неоптические;
- переливные устройства для LN<sub>2</sub> и LHe с ЭВТИ и системы выдачи азота;
- криовакуумные камеры и холодные экраны для вакуумных камер, а также температурные столы для вакуумных камер;
- генераторы жидкого азота производительностью от 20 до 300 л/сутки.

## **Основные типы поставляемого оборудования:**

- гелиевые ожижители производительностью от 20 до 200 л/сутки;
- Термостатируемые столики с диапазоном температур  $-190... + 1200$  °С;
- сопутствующее оборудование — криогенные провода, температурные датчики, мониторы и контроллеры, источники тока, сосуды Дьюара и др.;
- LN<sub>2</sub> генераторы смесового типа производительностью от 1 до 50 л/ч;
- турбомолекулярные вакуумные откачные посты, вакуумные датчики, арматура и все сопутствующие товары;
- оборудование для вакуумных систем — сверхвысоковакуумные переносные камеры, системы линейного перемещения (от 1 до 5 осей), высокотемпературные и ионно-лучевые испарители, затворы и др.;
- электромагниты, катушки Гельмгольца и установки на их основе (VSM, системы измерения эффекта Холла, Керра, установки размагничивания);
- оптическое и лазерное оборудование и виброизоляционные столы;
- электрическое измерительное оборудование (мультиметры, источники тока, LCR-метры и т.п.);
- синхронные усилители с частотным диапазоном до 60 МГц;
- системы перемещения с пьезоприводами;
- оборудование для СВЧ-измерений: детекторы, циркуляторы, изоляторы, коаксиальные провода и т. п.;
- чиллеры и термостабилизаторы — от компактных настольных для лазеров до промышленных систем уличного исполнения;
- оптические компоненты, полупроводниковые подложки, сцинтилляторы, кристаллы для лазеров, окна прозрачности.

Кроме того, мы занимаемся **выполнением обслуживания криогенных и вакуумных систем**. Наша производственная база имеет все необходимые инструменты, оборудование и ЗИП. Основные выполняемые работы: плановые ТО, диагностика неисправностей, вакуумирование объемов и проверка на течи, обслуживание криорефрижераторов и компрессоров, модернизация оборудования.



Российское приборостроительное предприятие — акционерное общество «ОПТЭК» существует на рынке аналитического оборудования с 1989 года.

В номенклатуре продукции предприятия: газоанализаторы для атмосферного мониторинга, контроля воздуха рабочей зоны, газовых промышленных, транспортных выбросов и технологических газовых смесей. Предприятием производятся портативные и стационарные, одно- и многокомпонентные газоанализаторы, оптимизаторы горения, пробоотборные устройства (аспираторы), генераторы газовых поверочных смесей, рамановские аналитические системы. Предприятие поставляет различные расходные и комплектующие материалы для газоанализаторов и аналитических систем.

Производимые средства измерения зарегистрированы в Государственных реестрах России, Казахстана, Белоруссии, Китая и имеют соответствующие сертификаты. Ряд приборов отмечен дипломами и медалями конкурсов, проводимых Госстандартом и Правительством РФ.



Since 1989 OPTEC JSC has been developing and manufacturing high quality and cost-effective analytical equipment. Located in St. Petersburg, Russia, our company offers a comprehensive range of instruments for numerous application fields, such as ambient air quality monitoring, occupational safety, industrial processes control, research. Our product portfolio includes portable or fixed, mono-or- multi channeled gas analyzers, air-monitoring stations, combusting processes controllers, sampling pumps, sampling probes, calibration gas generators, Raman spectrometers, data loggers and software packages.

Being focused on demanding requirements in terms of accuracy and reliability, we implement only advanced technologies. Most of our devices are compatible and can be integrated into a sophisticated multi-component air analysis network.

We provide customers with onsite preventative maintenance and repair services ensuring years of dependable performance. All measuring systems have approvals and certificates in Russian Federation, Kazakhstan, Belorussia and China.



Акционерное общество  
«Научное и технологическое оборудование»

## СПЕЦИАЛЬНОЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЕ ОБОРУДОВАНИЕ ДЛЯ РАЗРАБОТКИ И ПРОИЗВОДСТВА ЭКБ

### Молекулярно-лучевая эпитаксия

| A3N | A3B5 | A2B6

### Плазмохимическое травление и осаждение

| ICP-RIE | RIE | ICP-PECVD | PECVD

### Физическое осаждение

| Магнетронное распыление  
| Электронно-лучевое напыление

### Быстрый термический отжиг и процессинг



## ПРОИЗВОДСТВО И РЕИНЖИНИРИНГ КОМПЛЕКТУЮЩИХ И КЛЮЧЕВЫХ УЗЛОВ

Молекулярные источники  
Вводы вращения  
Ростовые и линейные манипуляторы

в том числе для установок МЛЭ иностранного производства



АО «НТО»  
194156, Россия, г. Санкт-Петербург, пр. Энгельса, д. 27  
Тел.: +7 (812) 601-06-05, e-mail: sales@semiteq.ru

[www.semiteq.ru](http://www.semiteq.ru)





## Атомные силовые микроскопы и оборудование для изучения эффекта Холла.

**NanoMagnetics Instruments Ltd.** была организована в мае 1998 года и на данный момент является одним из лидеров в разработке атомных силовых микроскопов и оборудования для изучения эффекта Холла.



### ezAFM & ezAFM+

Простой и надежный;  
Большая область сканирования (120x120x40 мкм или 40x40x4 мкм);  
Установка за 1 час;  
Бесплатное ПО с регулярными обновлениями;  
Встроенный оптический микроскоп 2 мкм разрешения;  
Встроенная камера FHD;  
Использование универсальных кантилеверов;  
Гарантийный и послегарантийный сервис.



### АСМ высокой производительности hrAFM

Диапазон сканирования: 100x100x12 мкм;  
Разрешение: 0,01 нм;  
Методики: 8 стандартных методик;  
Камера: 0,7 мкм оптическое разрешение;  
Акустический, тепловой и виброизоляционный шкаф;  
Оptionальное охлаждение и нагрев;  
Работа в воздушной среде и в жидкости;  
Использование универсальных кантилеверов;  
Оptionальный генератор магнитного поля;  
Послепродажный и послегарантийный сервис высокого уровня.



**NanoMagnetics Instruments Ltd.** предлагает широкий выбор оборудования для исследований эффекта Холла. Измерения эффекта Холла и магнитостойкость идеально подходят для исследования материалов, разработки продукции и контроля качества. Компания производит 2 модификации оборудования - с постоянными магнитами до 1Т и электромагнитами до 2,5Т. Возможно применение высокотемпературных и низкотемпературных ячеек.

Официальный дистрибьютор **NanoMagnetics Instruments Ltd.** в РФ

**ООО «АКА-ЛОДЖИК»**

Московская обл., г. Красногорск, ш. Ильинское, д. 1А.

Тел: +7969-077-72-72, e-mail: [main@aka-logic.ru](mailto:main@aka-logic.ru)

<https://nanoafm.ru>

Оборудование **Bio-Logic** для электрохимических исследований и тестирования батареек.

<https://ilpa-tech.ru>

Центр Технического Сопровождения «НАУКА» занимается поставкой и обслуживанием научного оборудования для лабораторий. Работа с ЦТС «НАУКА» — это:

- широкий спектр научного лабораторного оборудования и расходных материалов
- возможность поставки серийного оборудования и по индивидуальным проектам
- своевременная реакция на запросы по оборудованию
- гибкая ценовая политика и оперативное решение всех возникающих задач
- ответственное исполнение всех условий договора
- полное соответствие поставленного оборудования техническим спецификациям
- разработка и постановка методик измерения и анализа (для аналитического оборудования)
- собственные сертифицированные компаниями-производителями сервисные инженеры
- гарантийное и постгарантийное обслуживание оборудования и техническая поддержка пользователей.

## ЦТС «Наука» предлагает к продаже следующее оборудование

- Криостаты заливные, проточного и замкнутого типов (на цикле Гиффорда-МакМагона, на пульсационных трубах), а также криостаты-вставки в сосуды Дьюара
- Поточные охладители
- Криостаты замкнутого и проточного типа, а также проб-станции от Advanced Research Systems, США
- Температурные столики для охлаждения (до  $-196\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) и нагревания (до  $1500\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) образцов для микроскопии, производства Linkam Scientific Instruments (Великобритания)
- Расходные материалы для криогенных систем (сенсоры, провода, контроллеры и др.)
- Криостаты со сверхпроводящими магнитами, в т. ч. для микроскопии
- Системы для измерений в магнитных полях от Cryogenic Limited, Великобритания



Все предлагаемые криостаты могут быть поставлены как отдельно, так и вместе с сопутствующим оборудованием — откачными постами, температурными контроллерами, дополнительными температурными датчиками, различными средствами измерений и т. д.

Компания ЦТС «НАУКА» предлагает пользователям в России и СНГ как стандартные решения, которые отличаются невысокой ценой и малыми сроками поставками, так и нестандартные системы, построенные с учетом всех требований заказчика.

С 2016 года у компании ЦТС «НАУКА» открыт интернет-магазин расходных материалов и комплектующих для лабораторий широкого спектра [www.nauka-shop.ru](http://www.nauka-shop.ru), в котором представлено более 50 000 наименований.

## Наши поставщики



## ВАКУУМНЫЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ АНАЛИЗА ПОВЕРХНОСТИ

✓ XPS, ARPES, NAP-XPS, SPM, PEEM/LEEM, HAXPES, AES, MBE, UPS, SIMS и другие

✓ Насосы, компоненты и комплектующие вакуумных систем

✓ Системы позиционирования, манипуляторы и трансляторы



## РЕНТГЕНОВСКИЕ ДИФРАКТОМЕТРЫ

✓ Настольные порошковые дифрактометры

✓ Дифрактометры с точечным и линейным детектором

✓ Дифрактометры с высоким разрешением для анализа тонких пленок

✓ Монокристалльные дифрактометры

## ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ, ИСПАРИТЕЛИ И ДЕТЕКТОРЫ

✓ Рентгеновские, ионные и плазменные источники

✓ Электронные источники и электронно-лучевые испарители

✓ Рентгеновские детекторы и детекторы электронов

