

XXIII Конференция
«Сильно коррелированные электронные
системы и квантовые критические явления»

ФИАН, г. Москва
21 мая 2026 г.

СБОРНИК ТЕЗИСОВ



Москва ♦ Ижевск

2026

УДК 530.1(065)
ББК 22.31я43

XXIII Конференция «Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления» : сборник тезисов. — М.—Ижевск : Институт компьютерных исследований, 2026. — 218 с.

ISBN 978-5-4344-1118-9

Настоящий сборник содержит тезисы докладов, заявленных на XXIII конференцию «Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления». В докладах представлены оригинальные научные результаты как экспериментальных, так и теоретических исследований, охватывающие широкий круг проблем, связанных с различными актуальными аспектами физики сильно коррелированных систем и квантовых критических явлений.

В соответствии с программой конференции доклады объединены в следующие разделы:

1. Квази-низкоразмерные системы
2. Магнетизм
3. Сверхпроводимость и сверхтекучесть
4. Топологически нетривиальные
5. Фазовые переходы, квантовые эффекты и прочие загадки
6. Разное

Конференция организована Физическим институтом им. П. Н. Лебедева РАН. Издание представляет интерес для научных сотрудников, а также студентов и аспирантов соответствующего профиля.

© Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт имени П. Н. Лебедева Российской академии наук, 2026

ISBN 978-5-4344-1118-9

Программный комитет

- С.М. Стишов (ФИАН) — председатель
- В.М. Пудалов (ФИАН) — зам. председателя
- П.А. Алексеев (НИЦ «КИ»)
- В.Е. Дмитриенко (ИКАН)
- С.В. Зайцев-Зотов (ИРЭ РАН)
- А.Ю. Румянцев (Росатом, НИЦ «КИ»)
- А.И. Смирнов (ИФП РАН)

Оргкомитет

- А.Е. Петрова (ФИАН) — председатель
- О.И. Акинфиева (ФИАН) — зам. председателя
- Е.В. Кулебякина (ФИАН)
- Д.А. Саламатин (ИФВД)
- В.А. Степанов (ФИАН)
- В.П. Сафронова (ФИАН)

Предисловие

Сборник содержит тезисы докладов, представленных на XXIII конференцию «Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления», которая проводится в Физическом институте имени П. Н. Лебедева в Москве. Предыдущая XXII конференция, проведенная в ФИАНе в 2025 г., привлекла большое количество участников. Представленные тезисы были изданы и вручены всем авторам и участникам. Настоящая конференция также оказалась достаточно популярной, и организаторы надеются на ее успешное проведение.

Содержание

Предисловие	4
-------------------	---

Квази-низкоразмерные системы

<i>Д. М. Васильев, В. Я. Покровский, М. В. Никитин, С. Г. Зыбцев, В. В. Кашин, В. П. Мартовицкий, А. Л. Васильев, И. Н. Трунъкин</i> Синхронизация волны зарядовой плотности как методика исследования атомарно-тонких слоёв фазы NbS₃-II в матрице NbS₃-I	15
--	-----------

<i>И. Г. Горлова, В. Я. Покровский, С. Ю. Гаврилкин, А. Ю. Цветков, Н. Б. Болотина, А. Г. Иванова</i> Особенности намагничённости при низких температурах слоистого диамагнетика TiS₃.....	18
---	-----------

<i>П. Д. Григорьев, С. И. Песоцкий, Р. Б. Любовский, С. А. Торунова, Е. И. Жилева, Д. С. Любшин, Т. И. Могилюк, В. Н. Зверев</i> Особенности магнитосопротивления и квантовых осцилляций вблизи перехода Мотта в органических проводниках.....	22
--	-----------

<i>В. Д. Кочев, В. В. Еналдиев</i> Пространственная локализация длинноволновых фононов в подкрученных бислоях дихалькогенидов переходных металлов с учётом пьезоэффекта	25
---	-----------

<i>Т. И. Могилюк, П. Д. Григорьев, А. А. Морочо-Амбойя, С. С. Сеидов, 4, С. А. Гудин, А. М. Дюгаев, И. Я. Полищук</i> Эффект де Гааза – ван Альфена в двумерных металлах.....	27
---	-----------

<i>М. В. Никитин, В. Я. Покровский, Д. Ю. Салтыкова, В. В. Колесов, В. В. Кашин, И. Е. Кузнецова, И. А. Недоспасов</i> Синхронизация скольжения волны зарядовой плотности в пространственно-неоднородном поле акустических волн.....	29
--	-----------

*В. Я. Покровский, Д. М. Васильев, М. В. Никитин,
В. П. Мартовицкий, А. Л. Васильев, И. Н. Трунькин*
**Спинодальный распад NbS₃ как процесс самоорганизации
2D слоёв с высокоскоростными волнами зарядовой плотности32**

Д. Ю. Салтыкова, М. В. Никитин, В. Я. Покровский, С. Г. Зыбцев
**Воздействие механических колебаний на проводимость
кристаллов квазиодномерного проводника (TaSe₄)₂I35**

*М. Yu. Melnikov, D. G. Smirnov, A. A. Shashkin, S.-H. Huang,
C. W. Liu, S. V. Kravchenko*
**Квантовый вигнеровский кристалл двумерных электронов
в магнитном поле в гетероструктуре SiGe/Si/SiGe38**

М. М. Тюменцев, В. Е. Минакова, Н. И. Федотов, С. В. Зайцев-Зотов
**Расщепление фазового перехода в системе с многокомпонентным
параметром порядка при одноосном растяжении41**

А. В. Цветкова, Я. И. Родионов, П. Д. Григорьев
**Осцилляции запрещенных зон в спектре электронов,
рассеянных на деформированном крае двумерного
топологического изолятора44**

Магнетизм

A. Vl. Andrianov
**Probable role of the Fermi surface in the paramagnetic —
helimagnetic transition in MnSi47**

М. Anisimov, А. Bokov, А. Semeno, V. Sidorov, and А. Tsvyashchenko
The analysis of heat capacity of MnGe metallic helimagnet48

А. М. Белемук, С. М. Стишов
**Сценарий магнитного фазового перехода двумерной
модифицированной XY-модели50**

В. А. Блинов, М. М. Маркина, П. С. Бердоносков, А. А. Гуппиус
**Поиск спиновой жидкости в модифицированном аверьевите
с изолированными слоями кагоме по данным ЯМР на ядрах ¹³³Cs...51**

<i>М. Г. Васин, А. А. Елистратов, С. В. Ремизов</i> Описание диссипативной динамики спина в представлении майорановских спиноров	54
<i>О. Волкова</i> Структурные дефекты и ферромагнетизм $T\text{Hal}_5$ ($T = \text{Mo, W}$, $\text{Hal} = \text{Cl, Br}$)	55
<i>В. Н. Глазков, М. А. Дубовицкий, Я. В. Ребров, М. М. Маркина, А. Муртазов, П. С. Бердоносков, А. Н. Васильев</i> Парамагнитный и антиферромагнитный резонанс в магнетиках с декорированной квадратной кагоме-решёткой из семейства набоконита.....	57
<i>М. Р. Джамалудинов, Д. Р. Курбанова, Т. Р. Ризванова, К. Ш. Муртазаев, М. К. Мазагаева, М. К. Рамазанов, А. К. Муртазаев</i> Влияние величины межслойного обмена на фазовые переходы в модели Поттса с $q = 4$ на слоистой треугольной решетке	59
<i>В. Е. Дмитриенко, В. А. Чижиков</i> Неколлинеарный зонный магнетизм в ThVe_{13}	61
<i>А. В. Кузикова, Н. А. Любачко, С. Н. Барило, А. В. Садовников, Р. В. Писарев, А. М. Калашникова</i> Переход спиновой переориентации в слабом ферромагнетике Fe_3VO_6, индуцированный фемтосекундным лазерным импульсом...64	64
<i>С. А. Климин, А. Д. Молчанова, Н. Н. Кузьмин, Lihua Yin, М. Н. Попова</i> Фазовые переходы в $h\text{-YbMnO}_3$: спектроскопическое исследование	66
<i>Н. Н. Ковалева, Д. Хвостова, Ф. А. Пудонин</i> Исследование ультратонких слоев Vi в многослойных GMR-структурах Vi-FeNi	68
<i>А. Н. Кульчу, Р. А. Халания, С. М. Аксенов, А. В. Богач, А. В. Шевельков</i> Влияние частичного замещения 3d-металла и р-элемента на магнитное поведение фаз срастания и внедрения на основе структуры RGa_3	69

<i>В. М. Курдюков, А. В. Ткачёв, Н. Е. Гервиц, А. А. Гиппиус, А. В. Кошелев</i> Ядерно-резонансная спектроскопия и восстановление распределения локальных полей в мультиферроике LiCuFe₂(VO₄)₃.....	71
<i>А. Д. Ляхов, А. С. Овчинников, В. Е. Сеницын, И. Г. Бострем</i> Схема полного нарушения репличной симметрии случайной модели Блюма–Каппеля.....	73
<i>Р. Ф. Мамин, Т. С. Шапошникова, В. В. Кабанов</i> Исследование магнитных и проводящих свойств гетероструктур на основе сегнетоэлектрика.....	74
<i>В. Н. Меньшов, И. П. Русинов, Е. В. Чулков</i> Электронные состояния, индуцированные доменными стенками на поверхности планарного магнитного полупроводника с сильным спин-орбитальным взаимодействием	75
<i>А. С. Москвин</i> Эффекты электрон-решеточной связи в ян-теллеровских магнетиках RNiO₃.....	78
<i>Д. Ю. Новосёлов, М. А. Мазанникова, З. З. Исаев</i> Межузельный магнетизм и корреляционные эффекты в гетероструктурах слоистых электридов XF (X = Ca, Sr, Ba)	82
<i>М. А. Мазанникова, В. И. Анисимов, Д. Ю. Новосёлов</i> Электриды: от фундаментальных концепций к управляемому магнетизму в слоистых системах	85
<i>В. В. Павлов, П. А. Усачёв, Р. В. Писарев</i> Нелинейно-оптическое зондирование ферро-октупольного параметра порядка в коллинеарном альтермагнетике CoF₂	88
<i>Т. Р. Ризванова, М. Р. Джамалудинов, А. К. Муртазаев, Ш. К. Рамазанов</i> Антиферромагнитное межслойное взаимодействие в модели Поттса с числом состояния спинов $q = 4$ на решетке кагоме в магнитном поле	92

<i>П. С. Савченков, П. А. Алексеев</i> Механизм формирования магнетизма в интерметаллидах Eu с промежуточной валентностью	93
<i>В. А. Сидоров, А. В. Цвященко, В. Н. Краснорусский, А. В. Боков, А. В. Семенов, М. А. Анисимов, Н. М. Щелкачёв, М. В. Магницкая, З. Н. Волкова, А. В. Богач, А. Н. Азаревич, Д. А. Саламатин, С. В. Демисhev, В. В. Бражкин</i> Новый хиральный гелимагнетик $Fe_{0.5}Rh_{0.5}Si$	95
<i>Т. А. Солдатов, А. И. Смирнов</i> Два кроссовера и фазовый переход в цепочечном антиферромагнетике Cs_2CoCl_4	97
<i>R. Tagirov, A. Bogach, A. Azarevich, A. Semeno, A. Shestakov, S. Demishev, A. Bokov, D. Salamatin, A. Tsvyashchenko</i> Magnetic properties and significant magnetocaloric effect in $GdCoC_2$	100
<i>Н. А. Фоминых, В. В. Стегайлов</i> Разрушение тримеронного упорядочения и адиабатизация поляронного хоппинга при переходе Вервея в магнетите	102
<i>А. А. Фраерман</i> Деформационный механизм стабилизации дальнего порядка в ферромагнитных поликристаллах	104
<i>Р. А. Халания, К. А. Лысенко, Я. А. Шахмухаметова, Н. Шуев, А. В. Миронов, А. Н. Кульчу, А. О. Полевик, А. Н. Самарин, А. В. Богач, А. В. Шевельков</i> Реализация антиферромагнетизма и спинового стекла в новых металлах кагомэ $Ti_3Mn_3Sn_4Ga$ и $Hf_3Mn_3Sn_4Ga$	105
<i>В. А. Чижиков</i> Парадоксальное поведение магнитной анизотропии в кубических гелимагнетиках $MnSi$ и Cu_2OSeO_3	107
<i>А. V. Shestakov, I. I. Fazlizhanov, R. M. Eremina, V. V. Rodionova, V. G. Kolesnikova</i> Phase transition in $Co_{83}Fe_7C_1Si_7B_2$ and $Fe_{45}Co_{30}Si_{10}B_{15}$ micro-wires of different sizes in the temperature dependence of the ESR spectrum	110

Сверхпроводимость. Сверхтекучесть

С. Н. Бурмистров, Л. Б. Дубовский

**Сверхпроводимость в легированных полупроводниках
с резонансными отрицательными U-центрами.....113**

*В. Д. Жакетов, Е.Д. Колупаев, Заки А. Заки, Д. А. Татарский,
Р. Н. Садрадзе*

**Ферромагнитно-сверхпроводящие слоистые квазикристаллы
Фибоначчи: нейтронно-оптическое моделирование и перспективы
исследования сильно коррелированных состояний.....114**

А. Н. Ионов

**Влияние СВЧ излучения на вольт-амперные характеристики
допированных углеродных материалов с внутренними
механическими напряжениями при нормальном внешнем
давлении и комнатной температуре116**

*Ю. В. Кислинский, Н. В. Дубицкий, К. И. Константианян,
И. Е. Москаль, К. Е. Нагорных, А. М. Петржик, А. В. Шадрин,
Г. А. Овсянников*

**Транспорт носителей тока в гетероструктурах купратный
сверхпроводник – иридат стронция – ниобий119**

*Т. Е. Кузьмичева, С. А. Кузьмичев, А. Д. Ильина,
И. А. Никитченков, Е. О. Рахманов, А. И. Шилов, И. В. Морозов*

**Прямое доказательство однощелевой сверхпроводимости
ферроселенидов с изовалентным замещением122**

*S. A. Kuzmichev, T. E. Kuzmicheva, I. V. Morozov, A. I. Shilov,
A. I. Boltalin*

Three-Gap Superconductivity in LiFeAs125

*А. Д. Ломоносова, И. А. Никитченков, С. А. Кузьмичев,
С. Н. Понтис, К. С. Перваков, В. А. Власенко, А. Ю. Левахова,
М. А. Соловьев, А. Д. Денищенко, Т. Е. Кузьмичева*

**Многозонный андреевский транспорт в SnS-контактах
на базе стехиометрического пниктида $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ 128**

А. П. Менушенков

**Резонансно-туннельный механизм сверхпроводимости
в ВТСП со структурой перовскита131**

<i>И. А. Никитченков, С. А. Кузьмичев, И. В. Морозов, А. И. Шилов, Е. О. Рахманов, А. Д. Ломоносова, С. Н. Понтис, Т. Е. Кузьмичева</i> Туннельная спектроскопия пниктидов $\text{Na}_{1-\delta}\text{FeAs}$ и $\text{Na}_{1-\delta}\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ в нормальном состоянии	133
<i>С. Н. Понтис, А. Д. Ломоносова, И. А. Никитченков, С. А. Кузьмичев, А. С. Медведев, М. А. Фешина, В. А. Власенко, К. С. Перваков, Т. Е. Кузьмичева</i> Температурная зависимость критического тока оптимально допированного пниктида $\text{Ba}_{0.6}\text{Na}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$ методом туннельной спектроскопии	137
<i>В. В. Дмитриев, Д. В. Петрова, А. А. Солдатов, А. Н. Юдин</i> Температура сверхтекучего перехода ^3He в кремниевом аэрогеле в магнитном поле	139
<i>Я. В. Туркин, П. Л. Алексеев, Н. Г. Пугач</i> Взаимодействие перпендикулярных стоячих спиновых волн с пространственными гармониками вихревой решетки в гибридных структурах сверхпроводник/ферромагнитный диэлектрик	141
<i>В. Р. Шагинян</i> Сильно коррелированные и обычные сверхпроводники: эксперимент и теория	143
<i>Е. В. Шпагина, Е. С. Тихонов, В. С. Храпай</i> Эффект фононного узкого горла в свободно подвешенном сверхпроводящем Al островке на InAs нанопроводе	144
<i>В. В. Дмитриев, М. С. Кутузов, Д. В. Петрова, А. А. Солдатов, А. Н. Юдин</i> Влияние давления на область существования сверхтекучей бета-фазы в ^3He в нематическом аэрогеле	148
Топологически нетривиальные	
<i>В. С. Журкин, А. Д. Божко, Б. В. Андрюшечкин, В. М. Шевлюга, В. В. Глушков</i> Модификация поверхности и управление электронным транспортом в коррелированном топологическом изоляторе SmB_6	150

*В. С. Журкин**, *А. Д. Божко*, *М. А. Анисимов*, *О.С.Кудрявцев*,
В. М. Шевлюга, *Б. В. Андриюшечкин*, *В. В. Глушков*
**Влияние обработки поверхности на параметры зарядового
транспорта в SmB_6153**

Р. М. Лукманова, *И. А. Кон*, *В. Е. Минакова*, *С. В. Зайцев-Зотов*
**Индукцированный деформацией сверхпроводящий эффект
близости в топологическом изоляторе TaSe_3 156**

A. E. Petrova, *S. Yu. Gavrilkin*, *V. A. Stepanov*, *S. M. Stishov*,
S. S. Khasanov, *Dirk Menzel*
**Isotropic and linear magnetoresistance of $\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$
at $x=0.2$; 0.4 ; 0.65 160**

И. П. Русинов, *В. Н. Меньшов*, *Е. В. Чулков*
**Электронные состояния, возникающие на магнитных
доменных стенках со сложной текстурой на поверхности
топологических изоляторов164**

Г. Д. Ульев, *Г. А. Овсянников*, *К. И. Константианя*
**Низкотемпературные поправки проводимости в тонких пленках
топологического полуметалла-иридата стронция.....167**

Фазовые переходы, квантовые эффекты и прочие загадки

С. Н. Бурмистров, *Л. Б. Дубовский*
**Моттовский изолятор в приближении Гинзбурга – Ландау
для модели Хаббарда.....170**

Ю. С. Поносков, *Y. E. Xubin*, *Y. W. Long*, *С. В. Стрельцов*
КР спектроскопия перехода изолятор-металл в Sr_2VO_4171

Д. П. Судас, *Г. Г. Якущева*, *П. И. Кузнецов*
**Получение оксидов ванадия с рекордно малой шириной
температурного гистерезиса в структурном фазовом переходе
полупроводник–металл172**

Разное

M. A. Anisimov, A. V. Bogach, A. V. Semeno, A. V. Griбанov, A. V. Bokov, D. A. Salamatin, V. A. Sidorov, V. V. Glushkov, A. V. Tsvyashchenko
Isosbestic point formation on transverse magnetoresistance curves for strongly correlated quantum matter176

Н. В. Валенко, Р. О. Маликов, С. Г. Тиходеев
Электромагнитные моды кремниевой хиральной метамембраны для терагерцового диапазона.....178

С. А. Винокуров, Н. В. Классен, В. В. Кедров, И. С. Цебрук
Ориентационные корреляции дипольных моментов молекул растворителя при электрокристаллизации диэлектриков из растворов180

А. В. Горячевский
Определение структурных особенностей колончатых фаз 3,4,5-трис(алкилокси)бензолсульфонатов бария184

П. В. Зинин, В. Ю. Фоминский, Р. И. Романов, В. П. Филоненко, Д. Журавлев, И. Б. Кутуза
Межзеренная металлическая проводимость борсодержащих алмазоподобных пленках186

И. Д. Копчинский, Н. М. Шубин
Интерференционные эффекты в модели молекулярного проводника с учётом слабого кулоновского отталкивания электронов.....188

А. Р. Лепешкин
Исследования теплопроводности металлических проводников в поле центробежных ускорений с учетом инерции электронов192

А. Р. Лепешкин
Исследования теплопроводности металлических проводников при воздействии высокочастотных механических колебаний195

А. В. Мирмельштейн
5f-оболочка плутония: коллективизированные или сильно коррелированные электроны?.....198

<i>А. Г. Петров, А. В. Андрианов, А. О. Захарьин</i> Плазмон-поляритоны в системе с каплями электронно-дырочной жидкости	200
<i>Д. А. Саламатин, С. Г. Ляпин, М. В. Магницкая, А. П. Новиков, А. В. Цвященко</i> Кристаллическая структура RuGe при высоком давлении	201
<i>С. Н. Чмырь, А. В. Галеева, Д. Е. Долженко, А. И. Артамкин, М. Ю. Чернов, Д. Р. Хохлов</i> Сосуществование осцилляций Шубникова – де Гааза и отрицательного магнитосопротивления в GaAs, легированном кремнием	203
<i>И. С. Цебрук, Н. В. Классен, В. В. Кедров, А. П. Киселев, С. А. Винокуров</i> Усиление корреляций электронных и вибронных возбуждений в кластерно-молекулярных гибридах неорганика–органика	207
<i>В. А. Цыплухин</i> Метод измерения отклонения от закона Ламберта при диффузном рассеянии ультрахолодных нейтронов на материальных стенках	210
<i>Г. Д. Чичеватов, В. В. Стегайлов</i> Электронное строение и свойства двойных молибдатов уранила-натрия в рамках DFT+U	212
<i>N. M. Chtchelkatchev, M. V. Magnitskaya, R. E. Ryltsev, V. K. Kohanov, D. A. Salamatin</i> A foundation-model-based approach to crystal structure prediction: application to the Ca–Fe–Ni system under high pressure	215

КВАЗИ-НИЗКОРАЗМЕРНЫЕ СИСТЕМЫ

Синхронизация волны зарядовой плотности как методика исследования атомарно-тонких слоёв фазы NbS₃-II в матрице NbS₃-I

Д. М. Васильев^{1,2}, В. Я. Покровский¹, М. В. Никитин¹, С. Г. Зыбцев¹,
В. В. Кашин¹, В. П. Мартовицкий³, А. Л. Васильев⁴, И. Н. Трунькин⁴

¹*Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН,
г. Москва, Россия*

²*Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»,
факультет физики, г. Москва, Россия*

³*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия*

⁴*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»,
г. Москва, Россия*

Недавние исследования вискеро́в NbS₃ с использованием мягкого рентгеновского излучения в скользящей геометрии показали, что в процессе роста может происходить спинодальный распад (СР) — расщепление однородного кристалла на разные фазы, связанное с диффузией вакансий серы [1, 2]. Частичный спинодальный распад наблюдается и в некоторых вискерах I фазы, без волны зарядовой плотности (ВЗП), с появлением тонких прослоек фазы IV и фазы II с ВЗП. Существование тонких слоев фазы II в объеме фазы I таких образцов подтверждается наблюдением ступенек Шапиро (СШ) на ВАХ при подаче ВЧ напряжения.

При анализе синхронизации скольжения ВЗП с СВЧ полем были получены необычные результаты. На рис. 1 показана зависимость отноше-

ния нелинейного тока (тока ВЗП) к частоте, I_{CDW}/f , от частоты f СВЧ поля при различных расстояниях между контактами на одном и том же образце. Во II фазе NbS_3 на одну элементарную ячейку приходится одна проводящая цепочка. Площадь ячейки в плоскости (010) составляет 180 \AA^2 [3]. Если бы в переносе заряда участвовала ровно одна цепочка ВЗП, ток ступеньки Шапиро составлял бы $I_{CDW}^0 = 2ef$. Измеренный ток I_{CDW} превышает это значение в I_{CDW}/I_{CDW}^0 раз, что соответствует числу цепочек, дающих вклад в ток ВЗП. Умножая это число на площадь ячейки, получаем суммарную площадь поперечного сечения, занятую проводящими цепочками. Учитывая, что толщина слоя фазы II $c = 18 \text{ \AA}$, а ширина образца 12 мкм, легко посчитать, что рассчитанная площадь соответствует сечению одного монослоя II фазы, пересекающему образец по ширине, или даже меньшей величине. Отметим, что толщина исследованного образца, около 3 мкм, соответствует более, чем 10^3 монослоев II фазы.

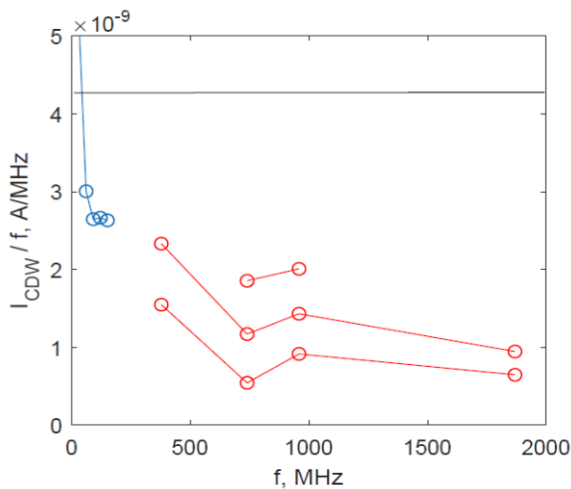


Рис. 1. Зависимость отношения I_{CDW}/f в области СШ от частоты f СВЧ облучения. Синие значки — расстояние между контактами 1 мм, красные — 20 мкм (показаны разные гармоники). Черная линия — величина I_{CDW}/f , соответствующая одному монослою фазы II

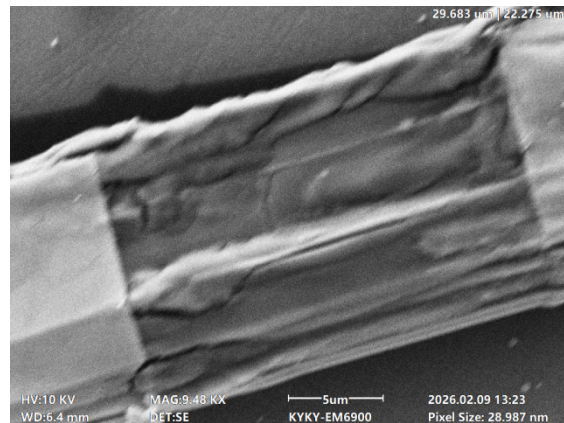


Рис. 2. Изображение в СЭМ образца NbS_3 длиной 20 мкм, толщиной 3 мкм и шириной 12 мкм после приложения высоких напряжений (поля $\sim 5 \text{ кВ/см}$)

Как видно из рис. 1, отношение I_{CDW}/I_{CDW}^0 уменьшается как с ростом тока ВЗП, так и при сближении токовых контактов. Это можно объяснить растеканием тока вглубь образца, поперёк слоёв. Можно предположить, что анизотропия проводимости фазы I порядка 10^2 или выше. Благодаря слоям низкоомной II фазы анизотропия ещё выше. Умножив толщину на корень из анизотропии, получаем величину, сравнимую с расстоянием между контактами. Значит, ток течёт преимущественно вблизи поверхности. Рост тока увеличивает анизотропию, что, как и сближение контактов, уменьшает толщину слоя, в котором течёт ток. Этим можно объяснить уменьшение I_{CDW}/I_{CDW}^0 как с ростом I_{CDW} , так и при сближении контактов (рис. 1). Данный результат указывает на то, что включения фазы II находятся не в одном, а в нескольких слоях по толщине образца. Возможно, конфигурация слоёв (нитей) фазы II – более сложная, на что указывают данные исследований в ПЭМ [4].

Уменьшение расстояния между контактами позволило увеличить максимальное поле, а, значит, и ток ВЗП. Удалось наблюдать СШ на рекордных частотах, до 2.5 ГГц, что соответствует скорости скольжения 9 км/час: ВЗП скользит в атомарно тонких слоях фазы II, находящихся в матрице диэлектрической фазы I, что позволяет достичь высоких скоростей без перегрева образца. Однако при бóльших токах ВЗП (скоростях выше 10 км/час) начался необратимый рост сопротивления образца, а признаки скольжения ВЗП постепенно исчезли. Как видно из рис. 2, на котором представлено изображение кристалла в сканирующем электронном микроскопе (СЭМ), часть образца выгорела. По-видимому, сгорели именно проводящие слои фазы II. Таким образом, микроскопические исследования кристалла, претерпевшего необратимые изменения, также могут дать ценную информацию о структуре проводящих слоёв.

Список литературы

- [1] В.П. Мартовицкий, М.В. Никитин, В.Я. Покровский, Спинодальный распад вискеро́в NbS_3 с волнами зарядовой плотности // *Письма в ЖЭТФ* **120**, 37–44 (2024).

- [2] V. Ya. Pokrovskii, V. P. Martovitskii, M. V. Nikitin, S.G. Zybtev, Structural transformation of NbS₃-I whiskers and formation of perfect NbS₃-II interlayers with charge density waves // *Physica Scripta*, 2026, accepted for publication, 10.1088/1402-4896/ae59c8.
- [3] P. Monceau, Electronic crystals: an experimental overview // *Adv. Phys.* **61**, 325 (2012).
- [4] А. Л. Васильев, И. Н. Трунькин, М. В. Никитин, В. Я. Покровский, А. Г. Иванова, Н. Б. Болотина, С. Г. Зыбцев, Микроструктура двухфазных вискеро NbS₃ // *Кристаллография* **70**, 942–950 (2025).

Особенности намагниченности при низких температурах слоистого диамагнетика TiS₃

И. Г. Горлова^{1*}, В. Я. Покровский¹, С. Ю. Гаврилкин²,
А. Ю. Цветков², Н. Б. Болотина³, А. Г. Иванова³

¹*Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН,
г. Москва, Россия*

²*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия*

³*Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова ФНИЦ «Кристаллография
и фотоника» РАН, г. Москва, Россия*

**E-mail: gori@cplire.ru*

Интенсивное изучение свойств слоистого квазиодномерного полупроводника TiS₃ связано в основном с перспективами использования этого соединения в микро- и наноэлектронике [1]. Вместе с тем, особый интерес представляют исследования TiS₃ при низких температурах. В области температуры $T_0 \approx 50$ К наблюдаются аномалии проводимости, фотопроводимости, эффекта поля, эффекта Холла и магнетосопротивления [2, 3], природа которых пока не установлена. Как известно, TiS₃ при комнатной температуре является диамагнетиком. В настоящей работе представлены результаты измерений намагниченности TiS₃ при

$2 \text{ K} < T < 300 \text{ K}$ в магнитных полях до 9 Т. Обнаружен парамагнитный вклад в намагниченность и указания на магнитоструктурный переход при 50 К.

Образцы представляли собой таблетки массой 17 и 34 мг, изготовленные из вискероов TiS_3 методом прессования. Измерения намагниченности (магнитного момента) M образцов проводились во внешнем постоянном магнитном поле H с помощью вибрационного магнитометра на установке Quantum Design Physical Property Measurement System (PPMS-9) в ФИАН им. П. Н. Лебедева.

При высоких температурах в полях выше 1 Т TiS_3 ведет себя как диамагнетик. Намагниченность отрицательна и слабо зависит от температуры T , а в больших полях — почти не зависит. С понижением T и приближением к T_0 увеличивается парамагнитный вклад в M . Отрицательная намагниченность снижается, и M растет как T^{-1} , что характерно для парамагнетиков (рис. 1).

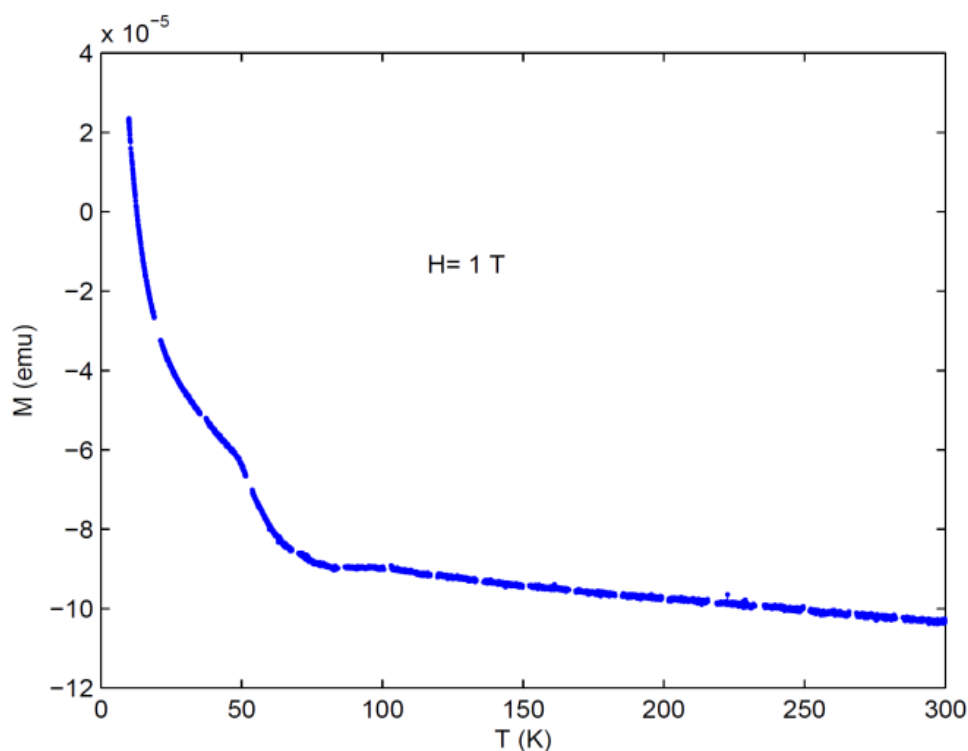


Рис .1. Зависимость намагниченности образца TiS_3 (34 мг) от температуры при $5 \text{ K} < T < 300 \text{ K}$

В области T_0 на кривых $M(T)$ наблюдается особенность с петлей гистерезиса шириной ~ 20 К. Вид особенности зависит от направления и скорости развёртки температуры. Чем медленнее происходит охлаждение, тем больше парамагнитный вклад в намагниченность. При скорости $\lesssim 0.25$ К/мин кривые становятся зигзагообразными (рис. 2). На зависимостях $M(H)$ вблизи T_0 также наблюдается гистерезис, величина которого максимальна при 45-50 К. Рентгеноструктурные исследования параметров элементарной ячейки показали, что при охлаждении угол моноклинности растет, достигает максимума при 50 К, а при дальнейшем понижении T уменьшается.

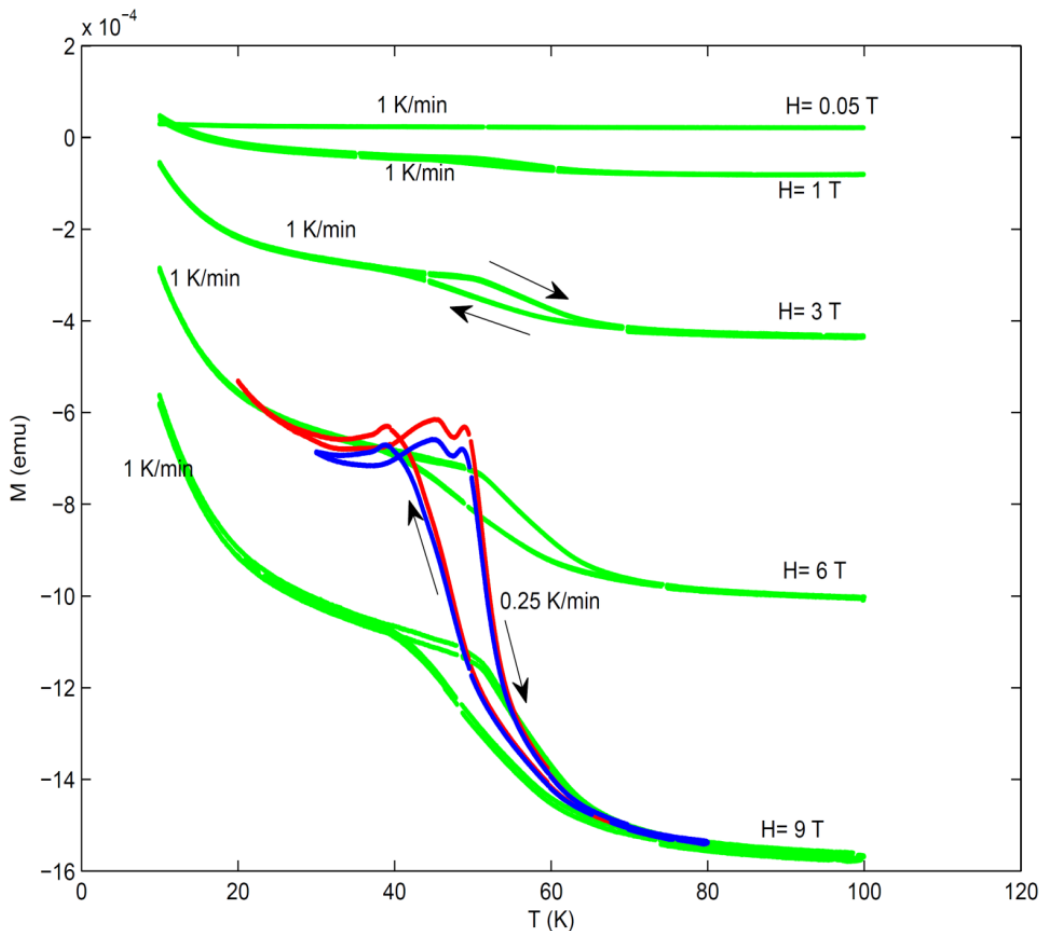


Рис. 2. Температурные зависимости намагниченности образца TiS_3 вблизи $T_0 \approx 50$ К для различных значений внешнего магнитного поля и скорости изменения температуры. Масса образца 34 мг

Снижение отрицательной намагниченности с понижением T можно объяснить присутствием парамагнитных центров или изменением электронной структуры и появлением неспаренных электронов. Температурный и полевой гистерезис в области T_0 свидетельствуют об образовании долгоживущих метастабильных магнитных состояний. По-видимому, образуются домены, для перемагничивания которых необходимо преодоление энергетического барьера. Можно предположить, что одновременное изменение магнитных и структурных свойств, а также зигзагообразные гистерезисные зависимости $M(T)$, указывают на магнитоструктурный переход вблизи 50 К. Такие фазовые переходы и похожие зависимости наблюдались в ферромагнитных материалах, например, в MnAs и в сплавах Гейслера [4].

Список литературы

- [1] J. O. Island, A. J. Molina-Mendoza, M. Barawi, R. Biele, E. Flores, J. M. Clamagirand, J. R. Ares, C. Sanchez, H. S. J. van der Zant, R. D'Agosta, I. J. Ferrer, and A. Castellanos-Gomez // *2D Mater.*, **4**, 022003 (2017).
- [2] M. D. Randle, A. Lipatov, I. Mansaray, J. E. Han, A. Sinitskii, and J. P. Bird // *Appl. Phys. Lett.* **118**, 210502 (2021).
- [3] I. G. Gorlova, S. A. Nikonov, S. G. Zybtshev V. Ya. Pokrovskii, A. N. Titov // *Appl. Phys. Lett.* **120** 153102 (2022).
- [4] B. Hernando, J. L. Sánchez Llamazares, J. D. Santos, M. L. Sánchez, Ll. Escoda, J. J. Suñol, R. Varga, C. García, J. González // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **321**, 763 (2009).

**Особенности магнитосопротивления и квантовых
осцилляций вблизи перехода Мотта
в органических проводниках**

П. Д. Григорьев^{1,2*}, С. И. Песоцкий³, Р. Б. Любовский³, С. А. Торунцова³,
Е. И. Жилиева³, Д. С. Любшин¹, Т. И. Могилюк⁴, В. Н. Зверев⁵

¹ *Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, г. Черноголовка,
Московская обл., Россия*

² *Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС»,
г. Москва, Россия*

³ *ФИЦ проблем химической физики и медицинской химии РАН,
г. Черноголовка, Московская обл., Россия*

⁴ *Национальный исследовательский центр Курчатовский институт,
г. Москва, Россия*

⁵ *Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН,
г. Черноголовка, Россия*

**E-mail: grigorev@itp.ac.ru*

Гигантское магнитосопротивление с огромным гистерезисом наблюдается [1] (см. рис. 1) в органическом металле κ -(BEDT-TTF)₂Hg(SCN)₂Br при низкой температуре в интервале давлений около 3 кбар шириной ~ 1 кбар, соответствующему переходу Мотта, которое в этом соединении также сопровождается структурным переходом при $T = 90$ К [2]. Гистерезисное магнитосопротивление изотропно относительно направления магнитного поля, что исключает орбитальный эффект магнитного поля как его причину. Внешнее магнитное поле может сдвигать линию перехода Мотта, что приводит к возникновению магнитоиндуцированного перехода Мотта и магнитосопротивления [3,4]. Однако наблюдаемая температурная и магнитополевая зависимость этого гистерезиса и времени его релаксации указывает на сильное влияние состояния спинового стекла на магнитосопротивление [1], которое также проявляется в других наблюдаемых величинах [5]. Хотя количественная теория этого эффекта, обусловленного сильными электронными корре-

ляциями, требует сложных численных расчетов, мы предлагаем его объяснение и простую модель, основанную на резистивной сетке, управляемой спиновым состоянием в модели Изинга (см. рис. 2). Эта модель качественно описывает наблюдаемое поведение магнитосопротивления и демонстрирует сильную спин-зарядовую связь. Предложенный эффект предлагает еще один класс механизмов экстремального магнитосопротивления.

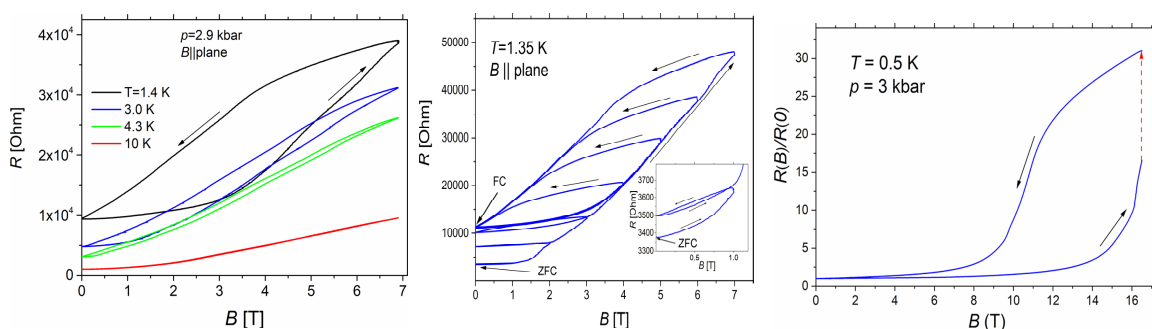


Рис. 1. Наблюдаемое в κ -(BEDT-TTF) $_2$ Hg(SCN) $_2$ Br магнитосопротивление с сильным гистерезисом при низких температурах и давлениях $P = 2.9$ kbar (a) и $P=3$ kbar (b)

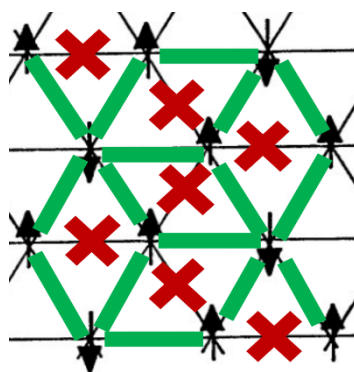


Рис. 2. Схематическое изображение классической игрушечной модели треугольной решетки с одним электроном на каждом узле на уровне Ферми. Электроны могут перескакивать на ближайшие узлы, но вероятность этого перескока сильно зависит от взаимной ориентации спинов электронов на этих двух узлах. Поэтому ближайшие узлы этой треугольной решетки соединены сопротивлениями двух значений: R_1 (зеленые толстые линии, когда спины электронов антипараллельны) и R_2 (красные кресты), что соответствует одинаковой ориентации спинов на этих ближайших узлах

Похожее магнитосопротивление наблюдается в родственном органическом металле κ -(BEDT-TTF)₂Hg(SCN)₂Cl, который при атмосферном давлении при охлаждении ниже $T = 30$ К переходит в состояние моттовского изолятора. Внешнее гидростатическое давление $P > 0.7$ кбар восстанавливает металлическое состояние и дает возможность исследовать поведение сопротивления, магнитосопротивления и осцилляций Шубникова – де Гааза при гелиевых температурах в интервале внешних давлений $P = 1\text{--}8$ кбар. Спектр наблюдаемых осцилляций Шубникова – де Гааза хорошо согласуется с теоретическими расчетами зонной структуры. В то же время характеристики осцилляций (циклотронная масса, частота, амплитуда) испытывают существенное влияние электронных корреляций.

Эволюция магнитных квантовых осцилляций в этих соединениях при изменении давления интересна по следующим причинам. (1) Квантовые осцилляции наблюдаются даже в той области давлений, где сопротивление намного выше, чем в металлическом состоянии при высоком давлении. Это указывает на пространственное разделение фаз моттовского изолятора и металла с размерами металлических доменов больше или сравнимых с ларморовским радиусом. (2) Частота осцилляций слабо зависит от давления, но их амплитуда сильно уменьшается с понижением давления, что указывает на уменьшение доли металлической фазы. (3) Широкая область сильного магнитосопротивления и сильной зависимости амплитуды квантовых осцилляций от давления указывает на большую ширину перехода Мотта по давлению.

Список литературы

- [1] P. D. Grigoriev, S. I. Pesotskii, R. B. Lyubovskii, S. A. Torunova, D. S. Lyubshin, V. N. Zverev, Giant hysteretic magnetoresistance accompanying the Mott transition and spin-glass state in the organic metal κ -(BEDT-TTF)₂Hg(SCN)₂Br // *Phys. Rev. B* **113**, 125139 (2026).
- [2] S. I. Pesotskii, R. B. Lyubovskii, G. V. Shilov, V. N. Zverev, S. A. Torunova, E. I. Zhilyaeva, and E. Canadell, Effect of external pressure on the metal–insulator transition of the organic quasi-two-dimensional metal κ -(BEDT-TTF)₂Hg(SCN)₂Br // *Magnetochemistry* **8**, 152 (2022).

- [3] L. Laloux, A. Georges, and W. Krauth, Effect of a magnetic field on Mott-Hubbard systems // *Phys. Rev. B* 50, 3092 (1994).
- [4] F. Kagawa, T. Itou, K. Miyagawa, and K. Kanoda, Magnetic field-induced Mott transition in a quasi-two-dimensional organic conductor // *Phys. Rev. Lett.* 93, 127001 (2004).
- [5] M. Hemmida, H.-A. Krug von Nidda, B. Miksch, L.L. Samoilenko, A. Pustogow, S. Widmann, A. Henderson, T. Siegrist, J.A. Schlueter, A. Loidl, and M. Dressel, Weak ferromagnetism and glassy state in κ -(BEDT-TTF)₂Hg(SCN)₂Br // *Phys. Rev. B* 98, 241202(R) (2018).
- [6] С. И. Песочкий, Р. Б. Любовский, В. Н. Зверев, П. Д. Григорьев, Т. И. Могилюк, С. А. Торунова, Е. И. Жилиева, Влияние внешнего давления на поведение металлической фазы органического квазидвумерного проводника κ -(BEDT-TTF)₂Hg(SCN)₂Cl. Вклад корреляционных эффектов // *ЖЭТФ*, 165(5), 710-717 (2024).

Пространственная локализация длинноволновых фононов в подкрученных бислоях дихалькогенидов переходных металлов с учётом пьезоэффекта

В. Д. Кочев^{1,2,3,4*}, В. В. Еналдиев^{1,3,5}

¹ *Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, г. Москва, Россия*

² *НИТУ «МИСИС», г. Москва, Россия*

³ *Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный, Московская обл., Россия*

⁴ *НИЦ «Курчатовский институт», г. Москва, Россия*

⁵ *НИУ «Высшая школа экономики», г. Москва, Россия*

**E-mail: vd.kochev@gmail.com*

Муаровые свёрхрешётки, возникающие при наложении друг на друга слоёв квазидвумерных материалов с близкими параметрами решётки, включая дихалькогениды переходных металлов (MoS₂, WSe₂),

стали важным объектом исследований ван-дер-ваальсовых гетероструктур. В подкрученных на малый угол твиста бислоях релаксация решётки под действием межслоевого (адгезионного) взаимодействия приводит к формированию доменной структуры, разделённой дислокациями. В недавней работе [1] была построена теория междоменных фононов, локализованных на одиночной дислокации в подкрученных бислоях.

Мы рассматриваем фононы (конкретно, разностные моды между смещениями в верхнем слое и нижнем) в периодическом адгезионном потенциале для заданного угла твиста. При этом предварительно рассчитывается статический профиль дислокаций, минимизирующий функционал адгезионной энергии. Разложив адгезионный потенциал по Фурье-гармоникам муаровой решётки и приняв во внимание наличие пьезоэффекта, мы получили уравнения на фононные (разностные) моды в бислое, которые решили численно для параметров MoS_2 при различных малых углах твиста.

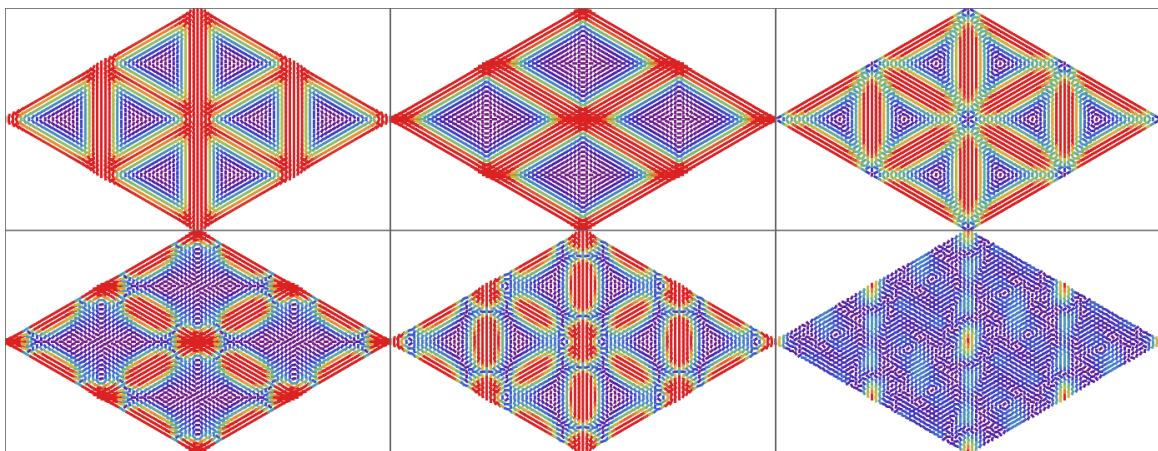


Рис. 1. Пространственное распределение (в 2×2 элементарных ячейках муаровой решетки) нижних шести разностных фононных мод в Р-бислое (ромбоэдрический стэкинг слоёв) MoS_2 при малом угле твиста 0.5° .

На рис. 1 показано распределение нескольких нижних фононных мод в пространстве. Первая из них (акустическая) визуализирует доменную структуру — треугольные домены и стенки между ними.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-72-10015, <https://rscf.ru/project/24-72-10015/>.

Список литературы

- [1] V. V. Enaldiev, Long-wavelength interdomain phonons and instability of dislocations in small-angle twisted bilayers // *2D Mater.* **12**, 021001 (2025).

Эффект де Гааза — ван Альфена в двумерных металлах

Т. И. Могилюк^{1*}, П. Д. Григорьев^{2,3}, А. А. Морочо-Амбойя³,
С. С. Сеидов^{3,4}, С. А. Гудин⁵, А. М. Дюгаев², И. Я. Полищук^{1,6}

¹*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»,
г. Москва, Россия*

²*Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, г. Черноголовка,
Россия*

³*Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»,
г. Москва, Россия*

⁴*Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»
(НИУ ВШЭ), г. Москва, Россия*

⁵*Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия*

⁶*Московский физико-технический институт (национальный
исследовательский университет), г. Долгопрудный, Россия*

**E-mail: 5taras@mail.ru*

Осцилляции Шубникова де Гааза (Ш-дГ) и де Гааза ван Альфена (дГ-ВА) — мощный инструмент для анализа электронных свойств материалов. Они используются в фундаментальных исследованиях (изучение ферми-поверхности, квантовых эффектов) и прикладных задачах (разработка новых материалов для электроники и спинтроники). Частота осцилляций связана с площадью экстремального сечения поверхности Ферми, а амплитуда зависит от эффективной массы электронов (дырок). Разные частоты осцилляций соответствуют разным экстремальным сечениям поверхности Ферми. Это помогает изучать её сложную форму (например, в многослойном графене, топологических изоляторах, полуме-

таллах). По периоду осцилляций можно определять концентрацию электронов или дырок, так как он обратно пропорционален площади поверхности Ферми. По затуханию осцилляций с ростом температуры или с уменьшением силы магнитного поля можно оценить время свободного пробега электронов [1].

Мы исследовали эффект де Гааза – ван Альфена в двумерных металлах при различных условиях и при разной форме уровней Ландау при большом числе заполненных уровней Ландау [2], [3]. Мы рассмотрели случаи фиксированного числа частиц ($N = \text{const}$), фиксированного химического потенциала ($\mu = \text{const}$), а также промежуточную ситуацию с конечным электронным резервуаром. Последний случай реализуется в органических металлах из-за квазиодномерных листов ферми-поверхности. Мы получили выражения для огибающих осцилляций намагниченности во всех этих случаях в пределе низкой температуры и температуры Дингла, когда осцилляции не могут быть аппроксимированы лишь несколькими первыми членами гармонического разложения. Полученные результаты сравниваются и демонстрируют существенные различия для разных форм уровней Ландау. Обнаружена простая связь между формой уровней Ландау и формой волны осцилляций намагниченности. Это позволяет получить распределение плотности состояний при произвольном магнитном поле и спиновом расщеплении, используя измерения кривой намагниченности.

Список литературы

- [1] Д. Шенберг. Магнитные осцилляции в металлах. М.: Мир, 1986.
- [2] Т. И. Могилюк, П. Д. Григорьев, А. А. Морочо, В. О. Фаворов, И. Я. Полищук, И. Д. Вагнер // *Известия РАН. Серия физическая* **89**, № 10, 1660 (2025).
- [3] Т. И. Могилюк, П. Д. Григорьев, А. А. Морочо-Амбойя, С. С. Сеидов, С. А. Гудин, А. М. Дюгаев, И. Я. Полищука, И. Д. Вагнер // *Физика металлов и металловедение* **127**, № 1, 40 (2026).

Синхронизация скольжения волны зарядовой плотности в пространственно-неоднородном поле акустических волн

М. В. Никитин, В. Я. Покровский, Д. Ю. Салтыкова, В. В. Колесов,
В. В. Кашин, И. Е. Кузнецова, И. А. Недоспасов

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, г. Москва, Россия

В квазиодномерных проводниках с волной зарядовой плотности (ВЗП) наблюдаются электромеханические эффекты, связанные с взаимодействием ВЗП и кристаллической решетки [1]. В частности, в квазиодномерном проводнике ромбическом TaS_3 было обнаружено влияние механических вибраций, возбуждаемых с помощью пьезоактюаторов, на динамику ВЗП [2]. Наблюдалась синхронизация ВЗП (ступеньки Шапиро на ВАХ, СШ) с механическими вибрациями на частотах до 1.5 МГц. Однако данная методика возбуждения колебаний применима на частотах не выше 10 МГц и ограничена по амплитуде возбуждаемых колебаний. Для преодоления этих ограничений было предложено использовать для воздействия на образец акустические волны различных типов. Расположив образец в области акустических волн, можно ожидать появления особенностей на ВАХ при токах, при которых фундаментальная частота движения ВЗП совпадает с частотой деформации образца. Однако в этом случае возникает проблема разделения вкладов упругого поля самой волны и электрических наводок на той же частоте.

В данной работе исследовалось воздействие на ВЗП акустических волн, возбуждаемых в пьезоэлектрической пластине ниобата лития ($LiNbO_3$) со встречно-штыревыми преобразователями (ВШП). В пластине возбуждались акустические волны различного типа (волны Лэмба и волны с поперечно-горизонтальной поляризацией) с фиксированной длиной волны $\lambda = 3$ мм в диапазоне частот 1–20 МГц. На поверхности пластины был расположен вискер квазиодномерного проводника TaS_3 ромбической фазы длиной $L = 740$ мкм ($L \approx \frac{1}{4}\lambda$), площадью сечения 1×0.1 мкм². Методом лазерной абляции на вискер наносились золотые кон-

такты. Исследования проводились при температуре 120 К. С помощью методики синхронного детектирования на низкой частоте были измерены зависимости дифференциального сопротивления R_d от тока I . Сравнивались эффекты синхронизации ВЗП при двух типах воздействия: при возбуждении акустических волн и при подаче высокочастотного напряжения непосредственно на образец на тех же частотах. Исследовались зависимости величины порогового поля (нулевых СШ) и первых СШ от амплитуды внешнего воздействия.

Показана возможность синхронизации скольжения ВЗП с полем акустических волн в ниобате лития: на частотах до 16 МГц на ВАХ образца наблюдаются ступеньки Шапиро (СШ_W), которые существенно отличаются по структуре от ступенек Шапиро, наблюдаемых при подаче напряжения на той же частоте непосредственно на образец (СШ_V) (рис. 1а).

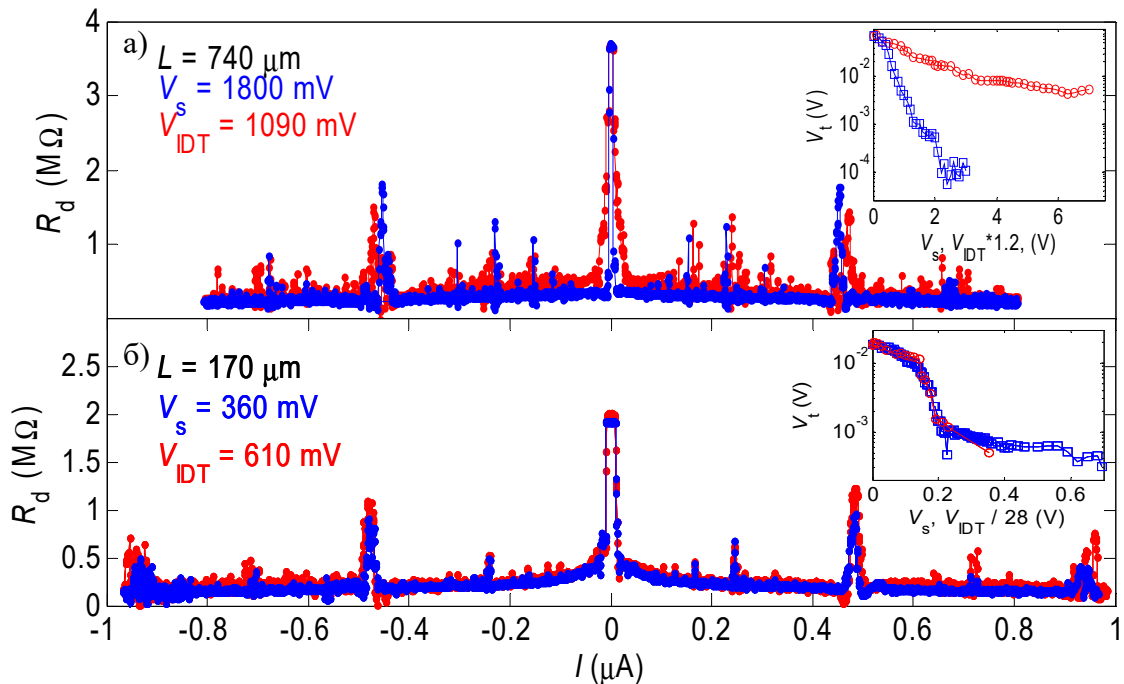


Рис. 1. Зависимости дифференциального сопротивления от тока для образца длиной 740 мкм (а) и 170 мкм (б) при воздействии на частоте 6.02 МГц ВЧ-поля (синий) и акустических волн (красный). На вставках приведены соответствующие зависимости порогового поля от амплитуды ВЧ напряжения

Отличия $S_{ШW}$ — уширение и дробление — указывают на менее когерентное скольжение ВЗП. Мы предположили, что оно обусловлено спецификой влияния упругой компоненты поля акустической волны, однако нельзя было исключить и вклад неоднородности полей в случае $L \sim \lambda$. Поэтому мы повторили измерения для сегмента того же образца длиной $L = 170$ мкм, много меньше длины волны $L \ll \lambda$. Отличия между $S_{ШW}$ и $S_{ШV}$ практически исчезли (рис 1б). Значит, отличия, наблюдаемые на рис. 1а, вызваны пространственной неоднородностью поля акустической волны (электрического или упругого) на длине образца. Однако вопрос о разделении вкладов электрической и деформационной компонент волны остается открытым и требует дальнейших исследований. В то же время данная работа представляет собой первое исследование влияния неоднородности ВЧ поля на динамику ВЗП.

Возможное использование результатов исследований — создание селективных фильтров, анализаторов частот механических колебаний и других новых элементов нано- и микроэлектромеханики.

Список литературы

- [1] В. Я. Покровский, С. Г. Зыбцев, М. В. Никитин, И. Г. Горлова, В. Ф. Насретдинова, С. В. Зайцев-Зотов // *УФН* 183 33–54 (2013).
- [2] M. V. Nikitin, S. G. Zybtev, V. Ya. Pokrovskii and B. A. Loginov // *Appl. Phys. Lett.* **118**, 223105 (2021).

Спинодальный распад NbS_3 как процесс самоорганизации 2D слоёв с высокоскоростными волнами зарядовой плотности

В. Я. Покровский¹, Д. М. Васильев^{1,2}, М. В. Никитин¹,
В. П. Мартовицкий³, А. Л. Васильев⁴, И. Н. Трунъкин⁴

¹ *Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
г. Москва, Россия*

² *Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»,
факультет физики, г. Москва, Россия*

³ *Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия*

⁴ *Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»,
г. Москва, Россия*

Недавние исследования NbS_3 с использованием мягкого рентгеновского излучения в скользящей геометрии показали, что в процессе роста вискеро́в может происходить спинодальный распад (СР) — расслоение однородного кристалла на разные фазы, связанное с диффузией вакансий серы [1]. Под действием механических напряжений, изначально связанных с двойникованием, возникают потоки вакансий серы в направлении преимущественно вдоль оси c , поперёк слоёв (001) параллельных широкой грани вискера. В областях повышенной концентрации вакансий угол моноклинности β возрастает, а в области, где вакансий меньше — уменьшается, и это может приводить к формированию новых политипов. Так, при увеличении β выше критической величины $97.5\div 98.5^\circ$ фаза I превращается в фазу II, а при приближении β к 90° фаза I — в фазу IV [2]. В результате наблюдается чередование фаз в направлении c .

Особо интересен случай СР диэлектрической фазы I, без волн зарядовой плотности (ВЗП). Она может распадаться на совершенные по структуре слои IV и II фаз. Согласно рентгеноструктурным данным, толщина слоя IV фазы может быть близка к параметру решётки c [2]:

$c=18 \text{ \AA}$ для фаз IV и II. Логично предположить, что при CP возникают и атомно-тонкие слои II фазы с ВЗП.

При этом сам процесс CP требует экспериментального подтверждения. Достаточно смелым является утверждение, что каждый политип характеризуется некоторым диапазоном значений β . Предположение о связи величины β с концентрацией вакансий также требует проверки. Это подтвердили температурные зависимости сопротивления, $R(T)$: как видно из рис.1, ход кривой $R(T)$ определяется именно слоями NbS₃-II. На ней чётко видны особенности как при $T_{P1}=320-360 \text{ K}$, что является чётким индикатором фазы II, так и при $T_{P2}=145-150 \text{ K}$, что указывает на принадлежность фазы II низкоомной «подфазе» [3]. В [3] также показано, что эта «подфаза» характеризуется дефицитом серы. Согласно рентгеноструктурным данным величина β в слоях NbS₃-II равна 104° [1] или 105.3° [2] (из-за условия частичного совпадения решёток). В обоих случаях значение β существенно выше характерной для II фазы величины, $99.5 \div 100^\circ$. Согласно [1,2] в этих слоях должна быть повышенная концентрация вакансий. Именно это подтверждается принадлежностью слоёв NbS₃-II к низкоомной «подфазе»!

Удельное сопротивление низкоомной «подфазы» на 3-4 порядка ниже, чем исходной фазы I и фазы IV [3,4], что и объясняет вид $R(T)$ на рис. 1. При депиннинге ВЗП в слоях фазы II [2,5] проводимость этих слоёв многократно возрастает. Поэтому образцы фазы I со CP можно рассматривать как диэлектрические матрицы с проводящими 2D слоями. В результате возникает возможность достижения рекордных скоростей скольжения ВЗП без перегрева, причём при комнатной температуре. Эта возможность подтверждена экспериментально: наблюдалась синхронизация скольжения ВЗП на частотах выше 2.4 ГГц (рис. 2). Ранее синхронизация скольжения ВЗП на таких частотах наблюдалась лишь на виске-рах нанометровой толщины [3].

Результаты электронномикроскопических исследований [6] частично согласуются с данными рентгена, однако для получения цельной картины необходимо разрешить некоторые противоречия. Так, в полученном ПЭМ-изображении в проекции [010] образца со CP пока наблю-

далась только фаза I, хотя по данным [2] доля фаз II и IV в этом же образце должна составлять проценты. Возможно, следует изучить ещё несколько срезов образца.

Ещё более неожиданные результаты дал анализ синхронизации скольжения ВЗП (рис. 2). Так, из отношения нелинейного тока в области СШ к частоте получаем, что число цепочек соответствует примерно одному монослою II фазы, либо ещё меньшей величине [1, 2]. При этом толщина образца, 3 мкм, превышает 1000 с, то есть, 1000 монослоёв фазы II.

Попытка создать цельную картину структурных и транспортных свойств слоистых квазиодномерных вискеро́в NbS₃-I, претерпевших спинодальный распад, и будет главной задачей доклада.

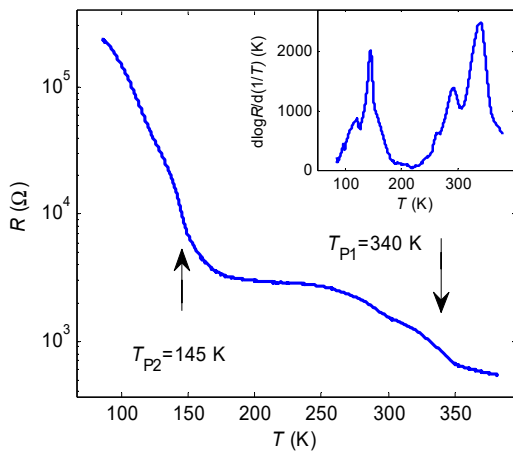


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления образца фазы I со СР, измеренная в четырёхконтактной схеме. На вставке — логарифмическая производная, $d \log R / d(1/T)$

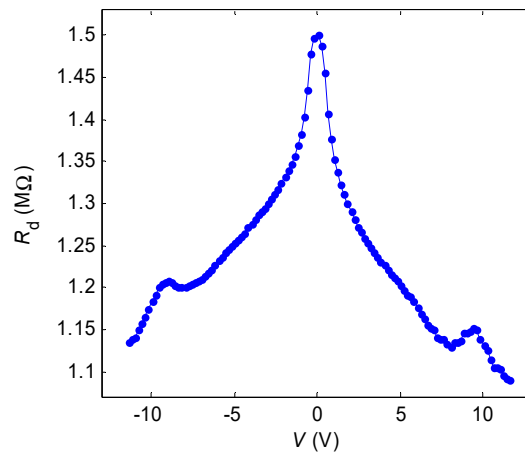


Рис. 2. Дифференциальное сопротивление в зависимости от напряжения при облучении на частоте 2.447 ГГц. Видны СШ. Размеры образца $22 \times 12 \times 3$ мкм³, $T = 300$ К

Список литературы

- [1] В. П. Мартовицкий, М. В. Никитин, В. Я. Покровский, Спинодальный распад вискеро́в NbS₃ с волнами зарядовой плотности // *Письма в ЖЭТФ* **120**, 37-44 (2024).

- [2] V. Ya. Pokrovskii, V. P. Martovitskii, M. V. Nikitin, S.G. Zybtev, Structural transformation of NbS₃-I whiskers and formation of perfect NbS₃-II interlayers with charge density waves // *Physica Scripta*, 2026, accepted for publication, online: DOI 10.1088/1402-4896/ae59c8.
- [3] S. G. Zybtev, V. Ya. Pokrovskii, V. F. Nasretdinova, S. V. Zaitsev-Zotov, V. V. Pavlovskiy, A. B. Odobesco, Woei Wu Pai, M.-W. Chu, Y. G. Lin, E. Zupanič, H. J. P. van Midden, S. Šturm, E. Tchernychova, A. Prodan, J. C. Bennett, I. R. Mukhamedshin, O. V. Chernysheva, A. P. Menushenkov, V. B. Loginov, B. A. Loginov, A. N. Titov, and Mahmoud Abdel-Hafiez, NbS₃ — a unique quasi one-dimensional conductor with three charge density wave transitions // *Phys. Rev. B* **95**, 035110 (2017).
- [4] P. Monceau, Electronic crystals: an experimental overview // *Adv. Phys.* **61**, 325 (2012).
- [5] В. Я. Покровский, В. П. Мартовицкий, А. Л. Васильев, А. Г. Иванова, И. Н. Трунькин, Н. Б. Болотина, М. В. Никитин, С. Г. Зыбцев, Внутренние напряжения, спиноподальный распад и чередование политипов в вискерах NbS₃ // XXII Конференция «Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления», сборник тезисов. — М.–Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2025. — 198 с.
- [6] А. Л. Васильев, И. Н. Трунькин, М. В. Никитин, В. Я. Покровский, А. Г. Иванова, Н. Б. Болотина, С. Г. Зыбцев, «Микроструктура двухфазных вискеро NbS₃ // *Кристаллография* **70**, 942–950 (2025).

Воздействие механических колебаний на проводимость кристаллов квазиодномерного проводника (TaSe₄)₂I

Д. Ю. Салтыкова, М. В. Никитин, В. Я. Покровский, С. Г. Зыбцев

ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, г. Москва, Россия

Волна зарядовой плотности (ВЗП) — коллективное состояние электронов (электронный кристалл), которое можно рассматривать как упругую среду, способную деформироваться и скользить при приложении электрического поля [1]. Синхронизация скольжения ВЗП с внеш-

ним высокочастотным полем проявляется в виде ступенек Шаapiro (СШ) на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) квазиодномерных проводников. Ранее было показано, что эффект наблюдается не только при приложении электрического ВЧ-поля к образцу, но и при возбуждении в кристалле ВЧ механических колебаний: в квазиодномерном проводнике ромбическом TaS_3 обнаружено влияние механических вибраций, возбуждаемых с помощью пьезоактюаторов, на динамику ВЗП [2]. Похожие эффекты могут наблюдаться и в других квазиодномерных соединениях, например, в тетрахалькогениде $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$ [3] ниже температуры формирования ВЗП, 240 К. В этом соединении, как и в TaS_3 , выражены эффекты, в которых проявляется электромеханическое взаимодействие ВЗП и решетки [3], однако его электромеханические свойства мало изучены в силу трудоемкости изготовления подвешенных образцов, представляющих из себя хрупкие «ламели».

В настоящей работе представлены результаты исследований влияния механических вибраций на проводимость кристаллов $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$. Были исследованы десять образцов длиной от 150 до 400 мкм, шириной 2–4 мкм и толщиной около 1 мкм при температурах от 160 до 220 К. Образцы подвешивались между двумя пьезокермическими актюаторами из ЦТС-25, поляризованными на сдвиговую деформацию, как описано в [2]. Перед этим на образец через маску наносилось золото. После подвешивания к покрытым золотом частям образца изготавливались прижимные индиевые контакты, которые фиксировали образец. Таким образом, в образце с помощью пьезоактюаторов можно было возбуждать механические колебания на частотах до 10 МГц.

При помощи методики гетеродинамирования были измерены частотные зависимости напряжения смещения на образце [2]. Были обнаружены пики, свидетельствующие о возбуждении резонансных колебаний образца, относящиеся к изгибным модам. Также для поиска влияния механических колебаний на проводимость образцов была измерена частотная зависимость сопротивления при подаче на образец смещения близкого к пороговому напряжению V_t . Наблюдались минимумы сопротивления на тех же резонансных частотах. Это значит, что вибрации проявляются в

понижении V_t , что видно из рис. 1а. Исчезновение эффекта при выходе из резонансного режима (зелёная кривая) доказывает, что причина подавления V_t — в механическом воздействии, а не в электрических наводках.

СШ, возбуждаемые механическими колебаниями, были почти незаметными, однако нам удалось наблюдать влияние вибраций на СШ, одновременно подавая ВЧ-напряжения на образец и на пьезоактюаторы. Оказалось, что увеличение амплитуды сигнала на пьезоактюаторах до максимально возможного значения (20 В рк-рк) приводит к незначительному росту высоты ступеньки Шапиро, однако при исследовании другого образца наблюдалось небольшое уменьшение высоты СШ.

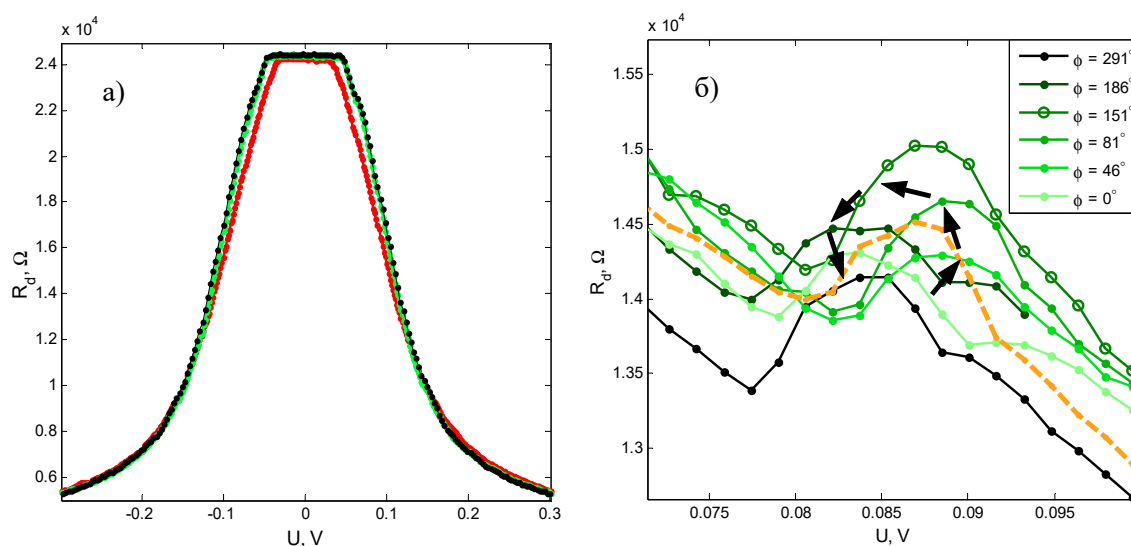


Рис. 1. а) ВАХ образца без вибрации (черный), при совпадении частоты вибраций с резонансной частотой образца – 749 кГц (красный) и при выходе из резонансного режима — 693 кГц (зеленый). б) Участок ВАХ образца, содержащий первую ступеньку Шапиро. Желтая кривая — при подаче ВЧ-поля на частоте 749 кГц только на образец, зеленые кривые сняты при вибрации пьезоактюаторов на этой же частоте, с различными разностями фаз между напряжением на образце и на пьезоактюаторах. Длина образца 175 мкм, ширина — 2 мкм.

Мы предположили, что воздействие механических вибраций на СШ зависит от сдвига фаз ϕ между напряжениями на актюаторах и на образце. Была исследована зависимость величины СШ от ϕ . Установлено, что максимальная высота ступени достигается при фазовом сдвиге

около 150° (рис. 1б). Таким образом, для наблюдения роста ступенек Шапиро при дополнительном механическом воздействии важен корректный выбор фазового соотношения.

Полученные результаты демонстрируют, что в $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$ реализуется связь между воздействием механических колебаний и движением ВЗП. Это открывает перспективы для дальнейших исследований динамики ВЗП в $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$ и расширяет возможности для изучения электромеханических свойств данного материала.

Список литературы

- [1] Покровский В.Я., Зыбцев С.Г., Никитин М.В., Горлова И.Г., Насретдинова В.Ф., Зайцев-Зотов С.В. УФН 183 33–54 (2013)
- [2] Nikitin M.V., Zybtev S.G., Pokrovskii V.Ya. and Loginov B.A., Appl. Phys. Lett. **118**, 223105 (2021).
- [3] J. W. Brill, Elastic properties of low-dimensional materials, in Handbook of Elastic Properties of Solids, Liquids, and Gases, ed. by M. Levy, H. E. Bass, and R. R. Stern, Academic Press, San Diego (2001), v. 2, p. 143.

Квантовый вигнеровский кристалл двумерных электронов в магнитном поле в гетероструктуре SiGe/Si/SiGe

M. Yu. Melnikov¹, D. G. Smirnov¹, A. A. Shashkin¹, S.-H. Huang²,
C. W. Liu², S. V. Kravchenko³

¹ *Institute of Solid State Physics, Chernogolovka, Moscow District, Russia*

² *Department of Electrical Engineering and Graduate Institute of Electronics Engineering, National Taiwan University, Taipei 106, Taiwan*

³ *Physics Department, Northeastern University, Boston, Massachusetts, USA*

Формирование квантового вигнеровского кристалла в двумерных (2D) системах является фундаментальной проблемой физики сильно кор-

релированных электронов. Несмотря на давние теоретические предсказания [1], экспериментальное обнаружение этой фазы осложнено влиянием беспорядка и конкуренцией с другими диэлектрическими состояниями. Мы представляем результаты исследования транспортных свойств ультратонких систем SiGe/Si/SiGe, направленные на выявление роли перпендикулярного магнитного поля в стабилизации электронного твердого тела. Предсказывалось существование вигнеровского кристалла, образованного квазичастицами в режиме целочисленного квантового эффекта Холла (КЭХ). В связи с этим было проведено исследование диэлектрического состояния при низких электронных плотностях и диэлектрических фаз в режиме КЭХ.

Исследование проводилось на высокоподвижных квантовых ямах SiGe/Si/SiGe с рекордной подвижностью $\mu \approx 200 \frac{\text{м}^2}{\text{В}\cdot\text{с}}$. Образцы представляли собой Холловские мостики с трёхзатворной геометрией, позволяющей независимо управлять концентрацией электронов вблизи контактов и в основной области образца [2].

Индикатором формирования электронного твёрдого тела являлась двухпороговая вольт-амперная характеристика (ВАХ). Вольт-амперные характеристики демонстрируют удивительное сходство (при взаимной замене осей тока и напряжения) с характеристиками коллективного депиннинга вихревой решетки в сверхпроводниках II рода [3].

Нами было обнаружено, что перпендикулярное магнитное поле способствует появлению двухпороговых ВАХ. Двухпороговое поведение возникает при напряжениях, на порядок меньших, и при более высоких плотностях электронов по сравнению со случаем нулевого поля, причем соответствующий фактор заполнения в сильных магнитных полях составляет $\nu \approx 0,27$. Данные наблюдения указывают на стабилизацию квантового электронного твердого тела под действием перпендикулярного магнитного поля, что согласуется с теоретическими предсказаниями [4].

Если допустить, что квазичастичный квантохолловский вигнеровский кристалл действительно существует, то в диэлектрической фазе при

низкой электронной плотности и в диэлектрических состояниях в режиме целочисленного квантового эффекта Холла (КЭХ) вблизи факторов заполнения $\nu = 1, 2$ следовало бы ожидать похожего поведения ВАХ. Однако поведение в диэлектрической фазе при низкой электронной плотности и в диэлектрических состояниях в режиме КЭХ в квантовых ямах SiGe/Si/SiGe качественно различается. Двухпороговые вольт-амперные кривые, характерные для формирования электронного твердого тела при низких плотностях, не наблюдаются в режиме КЭХ, что не подтверждает существование квазичастичного квантохолловского вигнеровского кристалла. Это свидетельствует о том, что квазичастицы в исследуемой структуре не образуют независимую подсистему. Возможной причиной может быть смешивание уровней Ландау вследствие электрон-электронных взаимодействий, которые в данной двумерной электронной системе значительно превышают циклотронную энергию в области рабочих магнитных полей [5].

Список литературы

- [1] Wigner, E. // *Phys. Rev.* 46, 1002–1011 (1934).
- [2] M. Y. Melnikov, A. A. Shashkin, S.-H. Huang, C. W. Liu, and S. V. Kravchenko // *Appl. Phys. Lett.* 125, 153102 (2024).
- [3] P. Brussarski, S. Li, S. V. Kravchenko, A. A. Shashkin, and M. P. Sarachik // *Nat. Commun.* 9, 3803 (2018).
- [4] M. Y. Melnikov, D. G. Smirnov, A. A. Shashkin, S.-H. Huang, C. W. Liu, and S. V. Kravchenko // *Phys. Rev. B* 111, L041301 (2025).
- [5] M. Y. Melnikov, D. G. Smirnov, A. A. Shashkin, et al. // *Phys. Rev. B* 112, 165309 (2025).

**Расщепление фазового перехода
в системе с многокомпонентным параметром порядка
при одноосном растяжении**

М. М. Тюменцев^{1,2}, В. Е. Минакова¹, Н. И. Федотов^{1,2}, С. В. Зайцев-Зотов^{1,2}

¹ ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, г. Москва, Россия

² НИУ ВШЭ, факультет физики, г. Москва, Россия

Дихалькогенид переходного металла 1T-TaS₂ привлекает внимание благодаря сложной фазовой диаграмме, в которой при охлаждении последовательно реализуются два гистерезисных перехода волны зарядовой плотности: из несоизмеримой фазы (ICCDW) в почти соизмеримую (NCCDW) при температуре ~350 К, а затем — в соизмеримую (CCDW) при ~200 К. Поскольку эти переходы сопровождаются изменениями параметров кристаллической решетки [1], перспективным подходом является управление фазовыми состояниями с помощью внешней деформации. Предыдущие исследования использовали подложки с различными коэффициентами температурного расширения для создания изотропного двуосного сжатия или растяжения [2]. Однако такой подход позволяет получать лишь дискретные фиксированные значения деформации и не дает возможности независимого изменения деформации вдоль различных кристаллографических направлений. В данной работе мы используем одноосное и двуосное растяжение для контролируемого воздействия на параметры решетки и, как следствие, на фазовые переходы, что позволяет впервые исследовать влияние анизотропной деформации на электронный транспорт и стабильность фаз ВЗП.

Кристаллы 1T-TaS₂ выращены газотранспортным методом. Для изготовления образцов кристалл наклеивали на полиимидный крест, верхние слои удаляли скотчем до достижения оптимальной для растяжения толщины (30–300 нм). Электрические контакты формировали из токопроводящей серебряной пасты. Подготовленный образец помещали в устройство на шаговых двигателях для создания контролируемой де-

формации [3]. Измерения сопротивлений вдоль осей X и Y проводили по четырехточечной схеме, коммутируя контакты по мере изменения температуры. Деформацию прикладывали ступенчато поочередно вдоль двух ортогональных осей, что обеспечивало возможность реализации как одноосного, так и двухосного растяжения. Связь измеряемых сопротивлений R_x, R_y с компонентами тензора удельного сопротивления ρ_{xx}, ρ_{yy} и геометрическими размерами образца l_x, l_y определялась по формулам [4]:

$$R_x = \frac{8}{\pi} \frac{\sqrt{\rho_{xx}\rho_{yy}}}{\sinh\left(\pi \frac{l_y\sqrt{\rho_{yy}}}{l_x\sqrt{\rho_{xx}}}\right)}, \quad R_y = \frac{8}{\pi} \frac{\sqrt{\rho_{xx}\rho_{yy}}}{\sinh\left(\pi \frac{l_x\sqrt{\rho_{xx}}}{l_y\sqrt{\rho_{yy}}}\right)}.$$

Результаты

1. Влияние на сопротивление при комнатной температуре. Одноосное растяжение приводит к увеличению измеряемого сопротивления вдоль оси растяжения и его уменьшению в перпендикулярном направлении. Анализ показал, что компоненты тензора сопротивления ρ_{xx} и ρ_{yy} возрастают при чисто одноосном растяжении. При этом отношение диагональных компонент тензора пьезосопротивления к недиагональным составляет 0.4, что указывает на доминирующий вклад сетки доменных границ в электропроводность в фазе NCCDW.

2. Двуосная деформация. Приложение двуосного растяжения приводит к снижению температур перехода CCDW-NCCDW. В нашей работе это снижение достигало 20 К. При этом ширина петли гистерезиса увеличивается, а чувствительность температур перехода к деформации снижается с ростом ее величины. Полученные зависимости свидетельствуют о стабилизации почти соизмеримой фазы при увеличении параметров решетки.

3. Одноосная деформация и расщепление перехода. Ключевым наблюдением является расщепление фазового перехода CCDW-NCCDW при одноосном растяжении. В образцах с анизотропным растяжением

наблюдается различие в температурах перехода вдоль ортогональных осей, превышающее 10 К. Переход вдоль оси растяжения происходит при более низкой температуре (рис. 1b). В этом интервале температур возникает анизотропное состояние, в котором материал находится в соизмеримой фазе вдоль направления растяжения и в почти соизмеримой — в перпендикулярном направлении. Такое состояние можно интерпретировать как формирование полосатой фазы ВЗП. Приложение дополнительной деформации вдоль перпендикулярной оси (переход к двухосному режиму) устраняет данное расщепление, возвращая систему к изотропному поведению (рис. 1с).

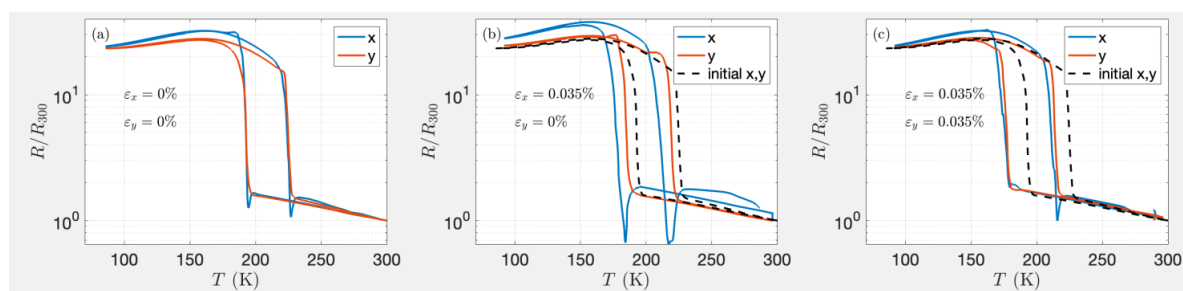


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивлений R_x и R_y , измеренных вдоль перпендикулярных направлений при различных растяжениях: (a) расслабленный образец, (b) одноосное растяжение, (c) двуосное растяжение.

Продемонстрировано, что одноосная и двуосная деформация являются эффективными инструментами управления электронными свойствами 1T-TaS₂. Обнаружено новое явление — расщепление фазового перехода CCDW-NCCDW под действием одноосного растяжения. Этот эффект объясняется расщеплением многокомпонентного параметра порядка ВЗП при одноосной деформации, что приводит к более раннему достижению соизмеримости вдоль направления растяжения. Полученные результаты подчеркивают уникальную роль анизотропной деформации в управлении коррелированными состояниями в системах с многокомпонентным параметром порядка и расширяют представления о физических свойствах систем с фазовыми переходами [5].

Список литературы

- [1] C. Scruby et al., *Philosophical Magazine* **31**, 255 (1975).
- [2] D. Svetin et al., *Applied Physics Express* **7**, 103201 (2014).
- [3] S. V. Zaitsev-Zotov, **95**, 063905 (2024).
- [4] I. Miccoli et al., *Journal of Physics: Condensed Matter* **27**, 223201 (2015).
- [5] M. M. Tyumentsev et al., arXiv preprint arXiv:2512.19503.

Осцилляции запрещенных зон в спектре электронов, рассеянных на деформированном крае двумерного топологического изолятора

А. В. Цветкова^{1*}, Я. И. Родионов², П. Д. Григорьев³

¹ *Всероссийский НИИ автоматики им. Н. Л. Духова, г. Москва, Россия*

² *Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН,
г. Москва, Россия*

³ *Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, г. Черноголовка,
Россия*

E-mail: al.v.tsvetkova@yandex.ru

Топологический изолятор (ТИ) является перспективным материалом, который может быть применен в том числе в создании базы надежных квантовых вычислений. Особенность такого материала состоит в том, что состояния поверхностных электронов защищены топологически симметрией по обращению ко времени, в то время как состояния, относящиеся к объему, имеют изолирующую щель в своем спектре. Защищенность поверхностных состояний может быть разрушена нарушением симметрии по обращению ко времени, например, добавлением внешнего магнитного поля. В данной работе обнаружено нетривиальное поведение запрещенных зон краевых состояний в двумерном топологическом изоляторе, поверхность которого была деформирована.

Рассматривается внесенный во внешнее магнитное поле двумерный ТИ, край которого деформирован так, что потенциал деформации можно описать некоторой периодической функцией. Система описывается одномерным модельным гамильтонианом [1]:

$$\hat{H}^{1D}(x) = v_F \hat{p}_x + \mu \sigma_z + \hat{U}(x), \quad (1)$$

где $\mu = \mu_B g \mathcal{H}$, g — g-фактор для краевых электронов, σ_i — матрицы Паули. Деформация приводит к перенормировке спин-орбитального взаимодействия, играющего ключевую роль в физике системы. В гамильтониан входит новый член: $U(x) = \frac{\alpha}{2} [\hat{p}_x \phi(x) + \phi(x) \hat{p}_x] \sigma_z$ [1]. Здесь $\phi(x)$ есть потенциал деформации, описывающий кривую касательной к краю образца.

Уравнение $\hat{H}^{1D} \psi(x) = \varepsilon \psi(x)$ описывает рассеяние краевых электронов. В силу специфики условий отражение в данном случае является надбарьерным. Такая задача решена с применением метода Покровско-Халатникова [2, 3]. В приближении больших магнитных полей, сравнимых с энергией частицы, получено выражение для коэффициента рассеяния электрона на периодическом потенциале деформации, что, в свою очередь, дает выражение для ширины запрещенной зоны [3]:

$$\Delta_n = \frac{4}{\pi T_n} \left| \cos \left(\frac{\pi \tilde{a}(\varepsilon - \mu)}{v_F} \right) \Gamma \left(\frac{|\tilde{a}|(\varepsilon - \mu)}{v_F} + \frac{1}{2} \right) \right|^2 \times \quad (2)$$

$$\times \left| \frac{\tilde{a}(\varepsilon - \mu)}{e v_F} \right|^{\frac{2\tilde{a}(\varepsilon - \mu)}{v_F}} \exp \left(-4 \operatorname{Im} \int_{z_0}^{x_0} q_+(z') dz' \right),$$

где T_n — время прохождения частицей длины периода потенциала, $\Gamma(x)$ — гамма-функция, \tilde{a} — константа, пропорциональная периоду потенциала, $q(z)$ — квазиклассический импульс. Полученное выражение (2) показывает, что ширина n -й зоны осциллирует как функция от разности энергии частицы и величины магнитного поля $\delta\varepsilon = \varepsilon_n - \mu$. При выполнении условия $|\tilde{a}| \delta(\varepsilon - \mu) / v_F = n / 2$, $n \in Z$ ширина энергетиче-

ской щели Δ_n обращается в ноль и запрещенная зона исчезает полностью.

Список литературы

- [1] A. S. Dotdaev et al. // *JETP Letters* **120**, 675 (2024).
- [2] V. L. Pokrovskii, I. M. Khalatnikov // *Soviet Phys. JETP* **13**, 1207 (1961).
- [3] A. Dykhne // *Sov. Phys. JETP* **13**, 999 (1961).

МАГНЕТИЗМ

Probable role of the Fermi surface in the paramagnetic — helimagnetic transition in MnSi

A. Vl. Andrianov

M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

E-mail: andr@mig.phys.msu.ru

Paramagnetic — helimagnetic transition in MnSi at $H = 0$ is, remarkably, a first-order phase transition [1]. The primary mechanism of this transition is undoubtedly a Dzyaloshinsky-Moriya (DM) interaction, while this alone seems insufficient to provide a first-order transition.

We propose a model that considers, in addition to the DM interaction, magnetic nesting caused by Fermi surface geometry [2] — which also favors a long-periodic helimagnetic order [3], resembling the case of chromium [4].

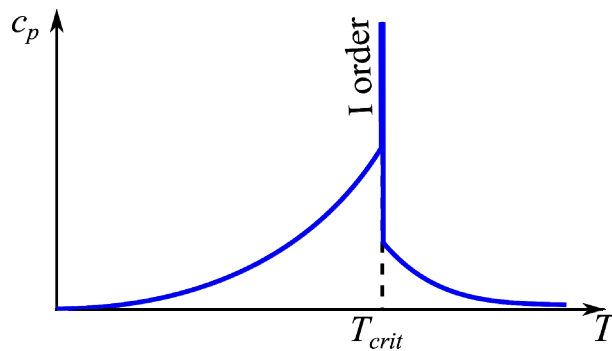


Fig. 1. Simulated behavior of the specific heat of MnSi

The interplay of these two phenomena, each maintaining its own helimagnetic order, leads immediately to a first order transition as a result of the competition between two helimagnetic phases: the «DM only» phase and the «DM enhanced by magnetic nesting» phase.

This approach allows us to model the temperature behavior of most experimentally measured parameters: magnetic susceptibility, specific heat, thermal expansion, resistivity, etc. in the vicinity of the paramagnetic — helimagnetic transition.

These simulation results demonstrate a reasonable agreement with the existing experimental data.

References

- [1] S. M. Stishov, A. E. Petrova, Itinerant helimagnet MnSi // *Physics — Uspekhi* **54** (11) 1117-1130 (2011).
- [2] A. Nicolaou, M. Gatti, E. Magnano et. al., Fermi surface symmetry and evolution of the electronic structure across the paramagnetic-helimagnetic transition in MnSi/Si(111) // *Phys. Rev. B* **92**, 081110(R) (2015).
- [3] A. Vl. Andrianov, E. Mendive-Tapia, A. I. Beskrovnyi, J. B. Staunton, Collapse of a region of the magnetic phase diagram of elemental terbium under a strain-induced Lifshitz transition // *Phys. Rev. B* **104**, 174435 (2021).
- [4] Eric Fawcett, Spin-density-wave antiferromagnetism in chromium // *Rev. Mod. Phys.* **60**, 209-283 (1988).

The analysis of heat capacity of MnGe metallic helimagnet

M. Anisimov^{1,2,*}, A. Bokov², A. Semeno^{1,2}, V. Sidorov², and A. Tsvyashchenko

¹ *Prokhorov General Physics Institute of the RAS, Moscow, Russia*

² *Vereshchagin Institute for High Pressure Physics, RAS, Troitsk, Russia*

**E-mail: anisimov.m.a@gmail.com*

Helical magnets of B20 family with noncentrosymmetric crystal structure (sp. gr. $P2_13$) have attracted considerable attention in condensed-matter physics. Among them MnGe, which is isostructural analogue of MnSi, stands apart, because of its unusual properties. It exhibits a helical spin structure with a propagation vector $\mathbf{k} = (0, 0, \zeta)$ with $\zeta = 0.107$ just below Neel point $T_N =$

170 K [1]. The parameter ζ increases upon cooling and then locks-in to the value 0.167 at $T_{\text{com}} = 32$ K. Then it does not change below T_{com} and helical period becomes commensurate with the lattice [1]. At the same time above T_{com} a phase separation was proposed in a wide range of temperatures ($T_{\text{com}} \leq T \leq T_N$) [2]. Possible three-dimensional skyrmion lattice was inferred from small-angle neutron scattering and from Lorenz transmission electron microscopy experiments. However, skyrmion issues do not limit the broad spectrum of physical phenomena in this material, which include also large topological Hall, and Nernst effects [3]. Moreover, the study of spin fluctuations (SFs) is of great fundamental interest as well. SFs play here significant role in the ground state formation. In particular, recent decomposition of zero-field resistivity showed that SFs survives with cooling down to low temperatures [4]. In current work zero-field heat capacity of metallic helimagnet MnGe was analyzed. The data were measured previously in [5].

Current procedure allowed identifying along with (i) electronic ($\tilde{\gamma} \approx 7$ mJ/mol K²) and (ii) phononic ($\Theta_D \approx 350$ K) components (iii) the additional magnetic term, caused by the presence of spin fluctuations. The last contribution was found to exist in a wide range of temperatures in both paramagnetic and intermediate states. However, its amplitude appears to be significantly lower in comparison with phononic component. The obtained value of spin fluctuation temperature $\theta_{\text{sf}}(\text{MnGe}) \approx 320$ K correlates well with previous esti-

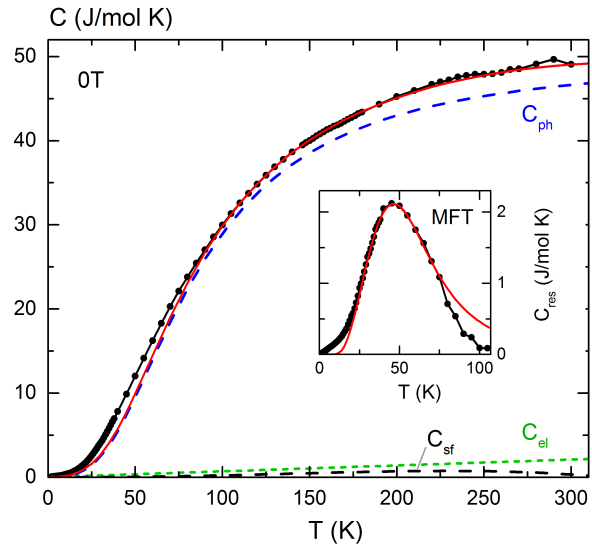


Fig. 1. Temperature scan of zero-field heat capacity $C(T)$ of MnGe. Solid line displays the summary approximation. Dashed lines present the decomposition analysis with the estimation of electronic, phononic and additional magnetic spin-fluctuation components. The inset shows the analysis of residual magnetic contribution $C_{\text{res}}(T)$ using mean-field theory with $S = 1/2$

mations, as well as with results of various experiments, which predict the existence of SFs in MnGe at least up to 250–300 K. The residual component $C_{\text{res}}(T)$, obtained after the subtraction of the sum of electronic, phononic and SFs components from experimental curve, was analyzed in the framework of mean-field theory (MFT) with spin number $S = 1/2$ (see solid line in the inset in Fig.1). Magnetic entropy change (ΔS_{mag}) was also calculated. It was observed that function $\Delta S_{\text{mag}}(T)$ does not cross the line $R \cdot \ln(2)$, representing instead the tendency to saturation behavior with maximal value as $0.43R \cdot \ln(2)$. In literature it is common to attribute such rather small entropy release at the magnetic phase transition to weak itinerant-electron magnetism behavior.

This work was supported by a grant from the Russian Science Foundation No. 25-12-68013 (22-12-00008- π).

References

- [1] O. L. Makarova et al. // *Phys. Rev. B* **85**, 205205 (2012).
- [2] M. Deutsch et al. // *Phys. Rev. B* **90**, 144401 (2014).
- [3] N. Kanazawa et al. // *Phys. Rev. Lett.* **106**, 156603 (2011).
- [4] M. Anisimov et al. // *J. Magn. Magn. Mat.* **615**, 172799 (2025).
DOI: 10.1016/j.jmmm.2025.172799
- [5] A. V. Tsvyashchenko et al. // *Solid State Phenomena* **190**, 225 (2012).

Сценарий магнитного фазового перехода двумерной модифицированной ХУ-модели

А. М. Белемук¹, С. М. Стишов²

¹*Институт физики высоких давлений РАН, г. Москва, Россия*

²*Физический институт академии наук, г. Москва, Россия*

Рассмотрено поведение термодинамических функций двумерного магнетика с дополнительным нелокальным взаимодействием вихрей.

В зависимости от величины и знака дополнительное нелокальное взаимодействие эффективно подавляет или наоборот способствует образованию свободных вихрей в системе. В рамках модели с помощью классического метода моделирования Монте-Карло вычислены теплоемкость, модуль жесткости и плотность вихрей. Анализ температурного поведения модуля жесткости свидетельствует о наличии перехода Березинского–Костерлица–Таулеса при любых положительных значениях величины нелокального взаимодействия вихрей.

**Поиск спиновой жидкости в модифицированном
аверьевите с изолированными слоями кагоме
по данным ЯМР на ядрах ^{133}Cs**

В. А. Блинов¹, М. М. Маркина¹, П. С. Бердоносков¹, А. А. Гиппиус^{1,2}

¹ *Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
г. Москва, Россия*

² *Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия*

В антиферромагнитных системах с геометрической фрустрацией основное состояние может реализовываться в виде спиновой жидкости [1]. Одним из наиболее ярких примеров фрустрированной магнитной подрешётки является решётка кагоме — тригексагональная мозаика, в узлах которой располагаются магнитные моменты. Антиферромагнитный обмен в такой структуре создаёт условия для подавления магнитного упорядочения вплоть до температур, близких к абсолютному нулю.

В данной работе исследовался поликристаллический образец модифицированного минерала аверьевита $(\text{CsBr})\text{Cu}_3\text{Zn}_2\text{O}_2(\text{VO}_4)_2$, в котором апикальные атомы меди полностью замещены на немагнитные атомы цинка. Кристаллическая структура (рис. 1) содержит плоскости кагоме из ионов Cu^{2+} со спинами $1/2$, разделённые двумя промежуточными слоями.

Замещение межплоскостных атомов меди на немагнитный цинк эффективно изолирует плоскости кагоме друг от друга, подавляя магнитное взаимодействие между ними. Измерения объёмной магнитной восприимчивости на СКВИД-магнитометре дают высокое значение нижней оценки параметра фрустрации, что в совокупности с изоляцией кагоме-слоёв делает $(\text{CsBr})\text{Cu}_3\text{Zn}_2\text{O}_2(\text{VO}_4)_2$ хорошим кандидатом на наличие состояния спиновой жидкости.

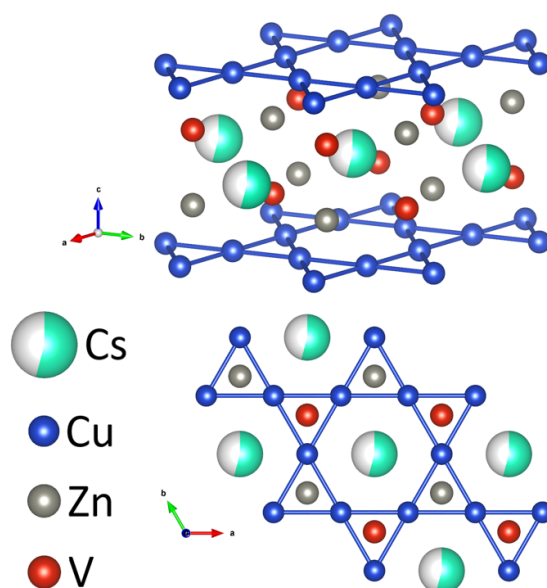


Рис. 1. Структура $\text{CsBrCu}_3\text{Zn}_2\text{O}_2(\text{VO}_4)_2$

Эффективным методом исследования локальных магнитных свойств системы в подобных соединениях является ядерный магнитный резонанс (ЯМР) [2]. В диапазоне температур от 2,95 К до 300 К в магнитном поле 9 Тл были получены спектры ЯМР на ядрах ^{133}Cs (спин 7/2) методом спинового эха Хана. При высоких температурах форма спектров свидетельствует о пренебрежимо малом квадрупольном расщеплении, поэтому наблюдаемые спектральные линии напрямую отображают распределение локальных магнитных полей на ядрах цезия.

Было установлено, что экспериментальные спектры хорошо описываются моделью суммы двух функций Гаусса с фиксированным отношением интегральных интенсивностей для всех температур. Это позво-

лило разделить два вклада от структурно эквивалентных ядер цезия, различающихся по локальному магнитному окружению.

Сдвиг одной из компонент повторяет температурное поведение объёмной магнитной восприимчивости, демонстрируя парамагнитный рост при охлаждении. Это указывает на то, что соответствующие ядра цезия находятся в парамагнитных областях, возникающих, предположительно, из-за дефектов замещения цинка на остаточные атомы меди, как это наблюдалось в других кагоме-системах, например, барловите [3]. Вторая компонента отражает поведение магнитной системы вдали от дефектов: её температурная зависимость свидетельствует о наличии щелевой спиновой жидкости при низких температурах. Отсутствие сильного уширения спектров также указывает на отсутствие дальнего магнитного порядка в системе [4]. Кроме того, по сдвигам ЯМР линий и данным магнитной восприимчивости были выполнены оценки постоянной сверхтонкого взаимодействия между ядрами цезия и магнитными моментами ионов меди.

Таким образом, минерал аверьевит $\text{CsBrCu}_3\text{Zn}_2\text{O}_2(\text{VO}_4)_2$ представляет собой хороший объект для изучения физики спиновой жидкости в кагоме-решётке, а предложенный подход к анализу спектров ЯМР позволяет разделить вклады дефектов и фрагментов идеальной магнитной подсистемы.

Список литературы

- [1] Norman M. R. Colloquium: Herbertsmithite and the search for the quantum spin liquid // *Rev. Mod. Phys.* 2016. V. 88(4). P. 041002. DOI: 10.1103/RevModPhys.88.041002.
- [2] Ranjith K. M. et al. Magnetic resonance as a local probe for kagomé magnetism in Barlowite $\text{Cu}_4(\text{OH})_6\text{FBr}$ // *Sci. Rep.* 2018. V. 8(1). P. 10851. DOI: 10.1038/s41598-018-29080-8.
- [3] Yuan W. et al. Emergence of the spin polarized domains in the kagome lattice Heisenberg antiferromagnet Zn-barlowite $(\text{Zn}_{0.95}\text{Cu}_{0.05})\text{Cu}_3(\text{OD})_6\text{FBr}$ // *npj Quantum Materials*. 2022. V. 7(1). P. 120. DOI: 10.1038/s41535-022-00531-w

- [4] Goto T., Fujihala M., Mitsuda S. ^{27}Al -NMR study on a square-kagome lattice antiferromagnet // *Interactions*. 2024. V. 245(1). P. 40. DOI: 10.1007/s10751-024-01882-5.

Описание диссипативной динамики спина в представлении майорановских спиноров

М. Г. Васин^{1,2}, А. А. Елистратов¹, С. В. Ремизов^{1,3,4}

¹ *Научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова
(ВНИИА), г. Москва, Россия*

² *Институт физики высоких давлений им. Л. Ф. Верещагина Российской
академии наук (ИФВД РАН), г. Москва, Россия*

³ *Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской
академии наук (ИРЭ РАН), г. Москва, Россия*

⁴ *Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»
(НИУ ВШЭ), г. Москва, Россия
E-mail: dr_vasin@mail.ru*

Понимание физики двухуровневой системы, связанной с диссипативной средой, имеет решающее значение для современных квантовых технологий. В данной работе мы пересматриваем парадигматическую спин-бозонную модель, характеризующую спин $1/2$, связанный с бозонным окружением со спектральным показателем s , используя представление фермионов Майораны [1] в рамках формализма Швингера–Келдыша. Мы показываем, что данная техника позволяет аналитически вывести как уравнение Блоха–Рэдфилда, так и уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта. Кроме того, такой подход позволяет проводить анализ критической динамики спин-бозонной модели с помощью ренормализационной группы без использования приближения квантово-классического отображения. Мы показываем, что переход от делокализованного к локализованному состоянию является результатом существования неподвижной точки Вильсона–Фишера как для омического ($s = 1$), так и для субо-

мического ($s < 1$) случаев. Однако данный переход не является фазовым переходом в строгом смысле, поскольку теоретическая неподвижная точка Вильсона–Фишера является физически недостижимой. Наш анализ аналитически воспроизводит ключевые результаты теории Леггетта [2] и определяет $s = 1/2$ как верхнюю критическую размерность, при которой критические показатели системы становятся среднеполевыми. Наши результаты полностью согласуются с современными результатами для спин-бозонной модели полученными численными методами [3–5].

Список литературы

- [1] P. Schad, Y. Makhlin, B. Narozhny, G. Schon & A. Shnirman // *Annals Phys.* **361**, (2015).
- [2] A. J. Leggett, S. Chakravarty, A. T. Dorsey, M. P. A. Fisher, A. Garg, and W. Zwerger // *Rev. Mod. Phys.* **59**, 1 (1987).
- [3] A. Winter, H. Rieger, M. Vojta, and R. Bulla // *Phys. Rev. Lett.* **102**, 030601 (2009).
- [4] Y.-Y. Zhang, Q.-H. Chen, and K.-L. Wang // *Phys. Rev. B* **81**, 121105 (2010).
- [5] Y.-Z. Wang, S. He, L. Duan, and Q.-H. Chen // *Phys. Rev. B* **100**, 115106 (2019).

Структурные дефекты и ферромагнетизм $T\text{Hal}_5$ ($T = \text{Mo}, \text{W}$, $\text{Hal} = \text{Cl}, \text{Br}$)

О. Волкова

*Физический факультет, Московский государственный университет,
г. Москва, Россия*

Пентагалогениды ранних тяжелых 4d/5d переходных металлов, такие как MoCl_5 и WBr_5 демонстрируют температуры Кюри 22 и 35 К и являются ключевыми материалами для высокотемпературного ферромагнетизма [1,2]. Их структура характеризуется димерами $T_2\text{Hal}_{10}$ ($T = \text{Mo}, \text{W}$, Hal - галогены), состоящими из октаэдров $T\text{Hal}_6$, соединенных

общими ребрами и связанных в слое галогенными связями. Ключевой особенностью их структур является смещенное от центра положение катионов $T^{5+}(d^1)$ в разные стороны друг относительно друга, что приводит к большим межатомным расстояниям между переходными металлами. Это структурное искажение имеет важное значение, поскольку оно подавляет прямое $d-d$ перекрытие и электронное спаривание, позволяя осуществлять ферромагнитный обмен, через лиганды [3]. В то время как идеальное октаэдрическое окружение для центра d^1 приводит к нулевому суммарному магнитному моменту из-за компенсации спинового $S = 1/2$ и орбитального углового $L = 1$ моментов, $M = 2S-L$, наблюдаемое октаэдрическое искажение снимает это вырождение, способствуя возникновению магнитного момента. Экспериментально $MoCl_5$ и WBr_5 показывают моменты насыщения 0.7 и 0.15 $\mu_B/f.u.$, соответственно. Расчеты DFT выявляют ферромагнитные внутри- и междимерные обменные взаимодействия и энергию магнитной анизотропии как 4.75 мэВ и 24.89 мэВ для соединений на основе Mo и W, соответственно.

Мы обнаружили, что структурные дефекты, а именно разупорядочение вольфрама, проявляющееся в виде сдвига $b/2$ между подрешетками димеров $W(1)$ и $W(1')$ приводит к заметному росту температуры Кюри вплоть до $T_C = 45$ К в новой полиморфной модификации WBr_5 , описываемой группой симметрии $P2_1/c$. Тогда как химические замещения в $MoCl_5$, а именно замена половины катионов $Mo^{5+}(4d^1)$ на $Re^{5+}(5d^2)$ или $Nb^{5+}(4d^0)$ приводят к образованию ферромагнитно упорядоченного состояния ниже $T_{NRe} = 4.6$ К или подавляют образование дальнего порядка в $Nb_{0.5}Mo_{0.5}Cl_5$. Для изолированных октаэдров $MoCl_6$ в новом соединении PCl_4MoCl_6 наблюдается дальний антиферромагнитный порядок ниже $T_{NPCI4} = 4.2$ К.

Список литературы

- [1] M. A. McGuire, T. Pandey, S. Mu, et al. // *Chem. Mater.* **31**, 2952 (2019).
- [2] A. A. Vorobyova, A. I. Boltalin, I. V. Morozov, et al. // *Phys. Rev. Mat.*, submitted (2026).
- [3] A. A. Vorobyova, E. V. Komleva, M. Y. Geidorf et al. // *J. Alloys Comp.* **968**, 172072 (2023).

**Парамагнитный и антиферромагнитный резонанс
в магнетиках с декорированной квадратной
кагоме-решёткой из семейства набокоита**

В. Н. Глазков^{1,*}, М. А. Дубовицкий^{1,2}, Я. В. Ребров^{1,2}, М. М. Маркина³,
А. Муртазоев³, П. С. Бердоносоев³, А. Н. Васильев³

¹ *Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН, г. Москва, Россия*

² *НИУ ВШЭ, факультет физики, г. Москва, Россия*

³ *Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, г. Москва,
Россия*

* *E-mail: glazkov@kapitza.ras.ru*

В магнетиках семейства набокоита $ACu_7(TeO_4)(SO_4)_5B$ ($A = Na, K, Cs, Rb$; $B = Cl, Br$) пространственное расположение магнитных ионов меди соответствует одной из модельных двумерных фрустрированных решёток: квадратной кагоме-решётке. При этом шесть из семи ионов меди формируют двумерные слои, а седьмой ион «декорирует» эту решётку, занимая межслоевые позиции. Для магнетика на идеальной квадратной кагоме-решётке при низких температурах ожидается формирование щелевого спин-жидкостного состояния [1]. Нарушение эквивалентности обменных связей может приводить к выбору других основных состояний [2], а влияние «декорирующих» спинов на магнитные свойства набокоитов остаётся не проясненным до конца.

Магнитно-резонансная спектроскопия является одним из инструментов изучения свойств спиновых систем как в парамагнитном, так и в упорядоченном состоянии. Мы провели детальное исследование магнитно-резонансных свойств набокоитов при температурах от 1.7 до 200 К в интервале частот от 9 до 140 ГГц и в полях до 5 Тл. Синтез образцов и их структурные и термодинамические свойства описаны ранее [3,4]. Для всех набокоитов характерны высокие антиферромагнитные температуры Кюри–Вейса ($\Theta = 150...200$ К) и упорядочение при температуре Нееля $T_N = 3...5$ К, много меньшей Θ .

Мы обнаружили в парамагнитной фазе широкий сигнал парамагнитного резонанса (ЭПР) с полной шириной линии поглощения на высоте около 1 Тл, который при переходе через точку Нееля преобразуется в сигнал антиферромагнитного резонанса (АФМР). Проведенная процедура калибровки интенсивности парамагнитного резонанса показала, что в наблюдаемый сигнал ЭПР при высоких температурах даёт вклад только часть спинов набокоита, в то время как при низких температурах все магнитные свойства образцов связаны с ЭПР-активной подсистемой.

Так как именно этот сигнал ЭПР преобразуется в сигнал АФМР, то мы можем заключить, что упорядочение в набокоитах носит частичный характер — имеется разделение спиновых подсистем, одна из которых упорядочивается при низких температурах.

Дополнительную информацию об антиферромагнитном упорядочении даёт изучение спектров АФМР, частотно-полевых зависимостей резонансного поглощения и температурных зависимостей щелей магнитных спектров. Эти исследования позволили обнаружить несколько спин-реориентационных переходов, а также установить принципиальное различие между поведением набокоитов с лёгкими (Na, K) и тяжёлыми (Rb, Cs) щелочными ионами. Магнитный порядок в соединениях Cs и Rb соответствует обычному коллинеарному антиферромагнетизму с легкоосной анизотропией, свойства упорядоченной фазы оказываются близки для всех 4 соединений (Cs/Cl, Rb/Cl, Cs/Br, Rb/Br). В набокоитах с лёгкими щелочными ионами магнитному упорядочению предшествует высокотемпературная диэлектрическая аномалия, связанная с сегнетоэлектрическим переходом, а магнитное упорядочение происходит в результате двухэтапного фазового перехода с формированием неколлинеарной спиновой структуры. При этом наблюдается большой разброс характеристик упорядоченной фазы.

Разделение спиновых подсистем в набокоитах и зависимость выбранного основного состояния от замены немагнитных ионов, занимающих межслоевые позиции, обсуждается в связи со структурными данными [3,4] и DFT-вычислениями [5]. Структурные данные предполагают

возможное отделение подсистемы «декорирующих» ионов от двумерных слоёв квадратной решётки кагоме. Упорядочение в этой системе может объясняться установлением эффективного взаимодействия между декорирующими ионами через возбуждения двумерной системы, аналогичное РККИ-взаимодействию. Недавние DFT-вычисления [5] показывают наличие заметных взаимодействий между более далекими соседями, приводящие к модели квадратной решётки с фрустрирующими взаимодействиями. Выбор между этими моделями на основании магнитно-резонансных данных невозможен.

Работа поддержана грантом РФФ-22-12-00259-П.

Список литературы

- [1] J. Richter et al. // *Phys. Rev. B* **105** (2022) 144427.
- [2] M. Gembe et al. // *Phys. Rev. Res.* **5**, 043204 (2023).
- [3] A. Murtazoev et al. // *Chem. Phys. Chem.* **24**, e202300111 (2023).
- [4] M. M. Markina et al. // *Materials Chemistry and Physics* **319** (2024) 129348.
- [5] M. G. Gonzales et al. // *Communication materials* **6**, 96 (2025).

Влияние величины межслойного обмена на фазовые переходы в модели Поттса с $q = 4$ на слоистой треугольной решетке

М. Р. Джамалудинов, Д. Р. Курбанова, Т. Р. Ризванова, К. Ш. Муртазаев,
М. К. Мазагаева, М. К. Рамазанов, А. К. Муртазаев

*Институт физики Дагестанского федерального исследовательского
центра РАН, Россия*

Исследование слоистых структур представляет большой интерес, благодаря богатому набору различных структур, наблюдающихся в них при различных внешних условиях, например при приложении внешнего поля [1]. В данной работе исследуется треугольная слоистая четырех-

вершинная модель Поттса на треугольной слоистой решетке в нулевом магнитном поле с различными значениями межслойного обменного взаимодействия. Гамильтониан модели имеет вид:

$$H = -J_1 \sum_{\langle i,j \rangle} \cos \theta_{ij} - J_2 \sum_{\langle i,k \rangle} \cos \theta_{ik} \quad (1)$$

J_1 — обменное взаимодействие между ближайшими соседями в слое
 J_2 — обменное взаимодействие между слоями.

В ходе численного эксперимента проведенного реплично-обменным алгоритмом метода Монте-Карло считалось, что внутри слоя взаимодействие ферромагнитное ($J_1 = 1$), а межслойное значение меняется ($-1 \leq J_2 \leq 1$)

Для значений $0 \leq J_2 \leq 1$ наблюдается фазовый переход первого рода. Однако больший интерес представляет область значения $-1 \leq J_2 \leq 0$. В этой области значений для межслойного обмена наблюдается расщепление графика теплоемкости, что видно на рис. 1.

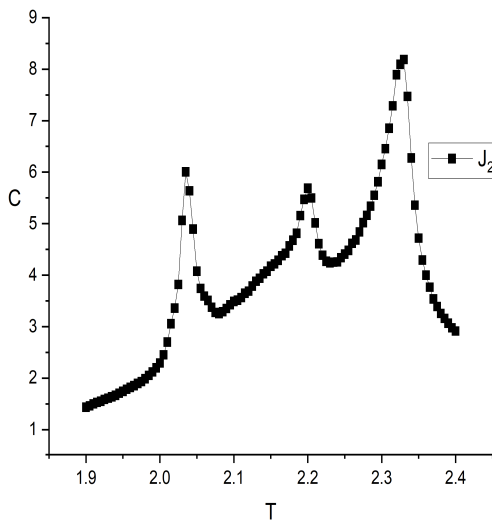


Рис. 1. График теплоемкости для $J_2 = -1$

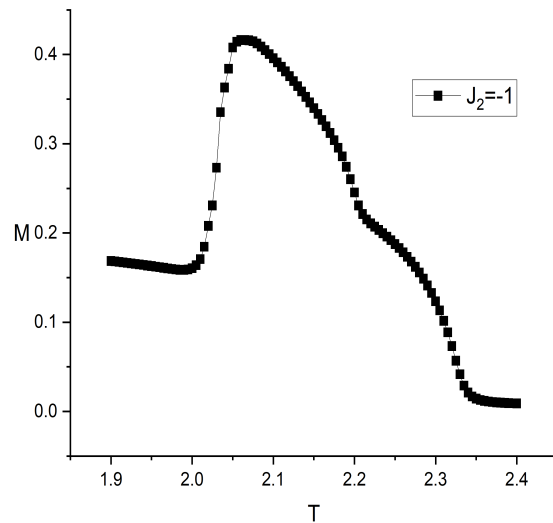


Рис. 2. График намагниченности для $J_2 = -1$

Как видно из графиков, каждый пик теплоемкости соответствует резкому изменению намагниченности (рис. 2), что говорит об изменении спиновой структуры системы. Подобное поведение наблюдается вплоть до значений $J_2 = -0.3$. При дальнейшем увеличении J_2 система постепенно начинает вести себя как система невзаимодействующих изолированных слоев.

Список литературы

- [1] М. К. Бадиев, А. К. Муртазаев, М. К. Рамазанов // *ЖЭТФ*, 2016, том 150, вып. 4 (10), стр. 722–727
- [2] М. К. Рамазанов, А. К. Муртазаев, М. А. Магомедов, М. К. Мазагаева, М. Р. Джамалудинов // *Физика твердого тела*, Т. 64, вып.2, 2022 г.

Неколлинеарный зонный магнетизм в ThBe_{13} В. Е. Дмитриенко¹, В. А. Чижиков^{1,2}

¹ *Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова,
КККиФ НИЦ «Курчатовский институт», г. Москва, Россия*

² *МИРЭА — Российский технологический университет, г. Москва, Россия*

Кристаллы бериллидов типа $A\text{Be}_{13}$, где A — либо актиноид, либо редкоземельный элемент, интенсивно изучаются уже много лет. В них часто наблюдается необычная сверхпроводимость и магнетизм, порою даже одновременно, но рекордсменом по числу посвящённых ему работ является сверхпроводник с тяжёлыми фермионами UBe_{13} [1–3]. Для лучшего понимания физических свойств UBe_{13} часто сравнивают с его структурным аналогом ThBe_{13} , который при температурах ниже 0.125 К тоже является сверхпроводником, но без f -электронов и тяжёлых фермионов. Считается, что дальнейшее магнитное упорядочение отсутствует и в ThBe_{13} , и в UBe_{13} [4], но возможно возникает в их сплавах $\text{U}_{1-x}\text{Th}_x\text{Be}_{13}$ с такой же кристаллической структурой в некотором интервале концентраций x [5], т.е. эти системы близки к появлению в них магнетизма.

В настоящем докладе представлены результаты поиска возможных *скрытых* магнитных упорядочений в ThBe_{13} , подобных тем, что были рассмотрены для URu_2Si_2 [6]. В соответствии с экспериментальными данными предполагалось, что при магнитном переходе происходит только нарушение симметрии обращения времени, а пространственная симметрия ThBe_{13} остаётся такой же, как в немагнитном состоянии (гранцентриро-

ванная кубическая решётка, пространственная группа №226 $Fm\bar{3}c$, в элементарной ячейке 112 атомов, 8 Th + 104 Be). Атомы Th имеют красивое окружение с высокой симметрией 432, т.е. они *киральны*. Были изучены подходящие варианты симметрии магнитных структур с такой элементарной ячейкой и проведены *ab initio* DFT расчёты их электронных и неколлинеарных спиновых плотностей $\mathbf{M}(\mathbf{r}) = (M_x, M_y, M_z)$ с помощью пакета Quantum ESPRESSO для различных типов псевдопотенциалов.

Из этих расчётов найдены две магнитные структуры, энергетически более выгодные по сравнению с немагнитной, одна – с той же симметрией $Fm\bar{3}c$, что и атомная структура, а другая, с более низкой энергией, – с симметрией $Fm\bar{3}$. Эти структуры очень различны по пространственному распределению спиновой плотности \mathbf{M} , но в них обеих, см. Рис. 1, спиновая плотность в основном сосредоточена в межатомном пространстве, что соответствует зонному (itinerant) магнетизму. Полный магнитный момент у каждого атома Th и у восьми из атомов Be равен нулю согласно симметрии, а у остальных 96 атомов Be он очень мал: $\sim 0.09 \mu_B$ для $Fm\bar{3}c$ и $\sim 0.17 \mu_B$ для $Fm\bar{3}$. В то же время проинтегрированный по элементарной ячейке модуль магнитного момента $\int |\mathbf{M}| dV$ имеет заметную величину, $\sim 19 \mu_B$ для $Fm\bar{3}c$ и $\sim 33 \mu_B$ для $Fm\bar{3}$. В результате в ThBe_{13} возможно наблюдение *магнитных* нейтронных рефлексов $hh\ell$ (h и ℓ нечётные). Вычисления показывают, что максимальную амплитуду рассеяния имеют рефлексы 331 с амплитудой $\sim 0.5 \mu_B$ для $Fm\bar{3}c$ и 113 с амплитудой $\sim 3 \mu_B$ для $Fm\bar{3}$, – это вполне наблюдаемые величины, особенно для $Fm\bar{3}$. Естественно, их амплитуда может сильно уменьшиться из-за флуктуаций.

Интересно отметить, что понижение симметрии до $Fm\bar{3}$ можно трактовать как появление *нематичности*. Обычно этим термином обозначают наблюдавшуюся в тетрагональных кристаллах (FeSe , URu_2Si_2 и т.п.) анизотропию неясной природы. Эту анизотропию иногда объясняют появлением скрытого магнитного порядка. Похожее происходит и в случае $Fm\bar{3}$: из-за магнитного упорядочения ось 4 превращается в ось 2, см. рис. 1. Но, в отличие от тетрагональных кристаллов, макроскопическая анизотропия, например орторомбичность решётки, в данном случае не

возникает, кристалл остаётся кубическим, просто его класс симметрии уменьшается с O_h до T_h . Можно сказать, что имеет место *скрытая нематичность* (hidden nematicity).

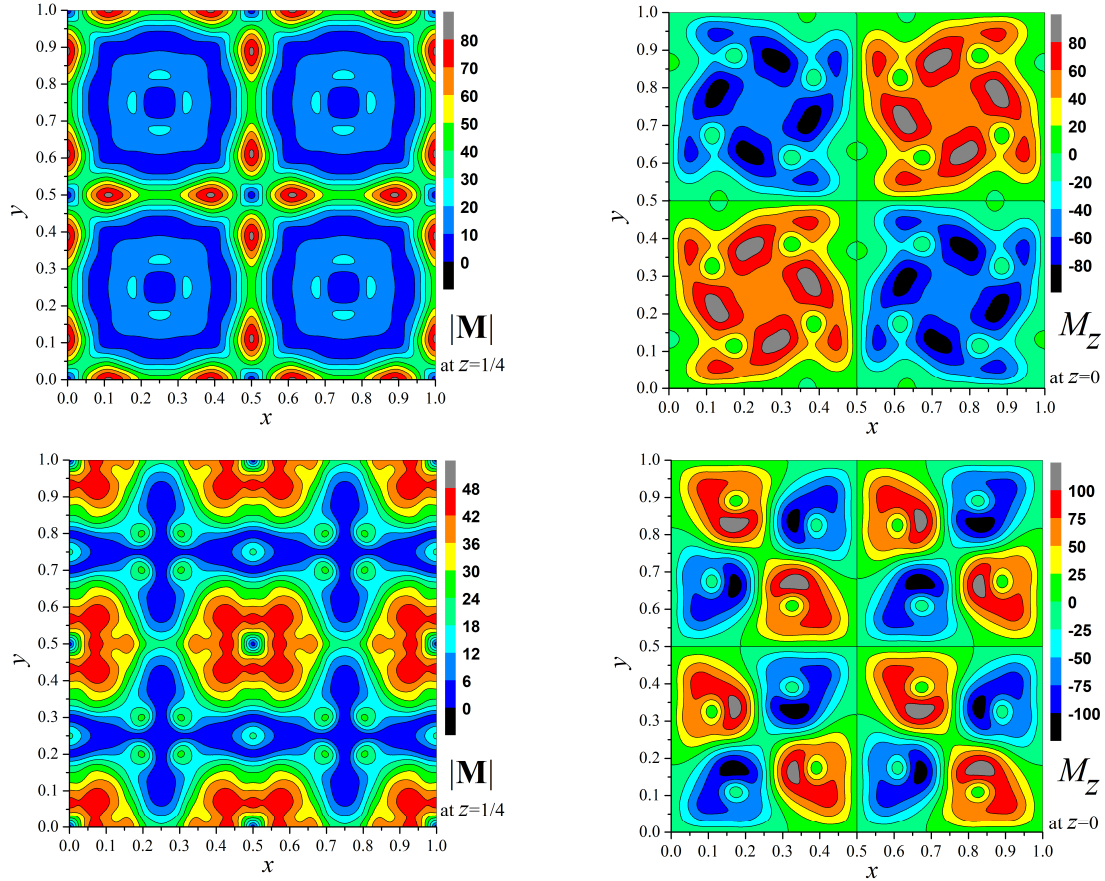


Рис. 1. Распределение спиновой намагниченности $\mathbf{M}(\mathbf{r}) = (M_x, M_y, M_z)$ для магнитных структур с симметрией $Fm\bar{3}c$ (верхний ряд) и $Fm\bar{3}$ (нижний ряд). Масштаб произвольный, но везде одинаковый. Показаны сечения элементарных ячеек плоскостью $z=1/4$, которая проходит через центры четырёх атомов Th (левый столбец), и плоскостью $z=0$, которая проходит через центры атомов Ве (правый столбец). Плоскость $z=0$ является плоскостью зеркального отражения, поэтому в ней отлична от нуля только компонента M_z . Картинки верхнего ряда имеют оси симметрии 4, которые проходят перпендикулярно плоскости рисунка через точки $(x,y)=(\pm 1/4, \pm 1/4)$, а в нижнем ряду это оси 2, что соответствует понижению симметрии от $Fm\bar{3}c$ к $Fm\bar{3}$ и появлению *нематичности*. При обращении времени намагниченность $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ меняет знак и получающиеся таким образом магнитные структуры не могут быть совмещены с исходными никакой операцией пространственной симметрии (похожая ситуация имеет место и в URu_2Si_2 [6]).

Список литературы

- [1] N. E. Alekseevskii, Investigation of some beryllium compounds and superconductors with heavy fermions // *JETP Lett.* **40**, 800 (1984).
- [2] G. E. Volovik, L. P. Gor'kov, An unusual superconductivity in UBe_{13} // *JETP Lett.* **39**, 674 (1984).
- [3] V. P. Mineev. $U_{1-x}Th_xBe_{13}$ — a heavy-fermion superconductor // *Sov. Phys. Usp.* **35**, 715 (1992).
- [4] V. G. Storchak *et al.* Spin gap in heavy fermion compound UBe_{13} // *New J. Phys.* **18**, 083029 (2016).
- [5] F. G. Aliev *et al.* Anomalously weak ferromagnetism of $U_xTh_{1-x}Be_{13}$ ($0.48 < x < 1$) compounds // *JETP Lett.* **60**, 591 (1994).
- [6] V. E. Dmitrienko and V. A. Chizhikov, Hidden order in URu_2Si_2 : Symmetry induced antitoroidal vortices // *Phys. Rev. B* **98**, 165118 (2018).

Переход спиновой переориентации в слабом ферромагнетике Fe_3VO_6 , индуцированный фемтосекундным лазерным импульсом

А. В. Кузикова¹, Н. А. Любачко², С. Н. Барило²,
А. В. Садовников³, Р. В. Писарев¹, А. М. Калашникова¹

¹ Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, г. С.-Петербург, Россия

² Научно-производственное объединение «Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению», г. Минск, Беларусь

³ Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, г. Саратов, Россия

Кинетика фазовых переходов, инициируемых фемтосекундными лазерными импульсами, играет ключевую роль во многих областях физики и химии, от выращивания кристаллов до реализации нейроморфных вычислений. Для фазовых переходов первого порядка сложная кинетика

перехода между двумя равновесными состояниями может включать скрытые и метастабильные фазы, сохраняющиеся в масштабах времени от долей пикосекунд до миллисекунд [1, 2]. Эти фазы часто недоступны в равновесных условиях, и ключевой задачей в физике лазерно-индуцированных переходов является их идентификация и установление связи со свойствами конечной фазы. В этом контексте особый интерес представляют антиферромагнетики, где переключение магнитного состояния посредством перехода спиновой переориентации рассматривается как основа для перспективных технологий памяти и логики [3].

Мы экспериментально исследовали [4] кинетику спин-переориентационного перехода 1го рода $\Gamma_2 \rightarrow \Gamma_4$, индуцированного фемтосекундным лазерным импульсом, в слабом ферромагнетике Fe_3VO_6 . Мы показали, что важную роль в кинетике перехода играет уменьшение слабого магнитного момента в течение первых пикосекунд, достигаемое за счет лазерно-индуцированного изменения взаимодействия Дзялошинского-Мории. При этом комбинация величины слабого магнитного момента и его ориентации не соответствует ни одной из равновесных фаз, Γ_2 или Γ_4 , то есть возникает скрытая фаза, наблюдаемая в течение нескольких пикосекунд. Сопутствующий лазерно-индуцированный нагрев активирует прецессионное полное или частичное переключение намагниченности из этой фазы в конечную Γ_4 . Таким образом, конечная спиновая конфигурация, состоящая из двух сосуществующих фаз Γ_2 и Γ_4 , определяется комбинированным эффектом изменения скоса магнитных подрешёток и нагрева. Важно отметить, что результирующая расширенная область сосуществования фаз контрастирует с узким температурным диапазоном перехода, индуцированного обычным нагревом в Fe_3VO_6 . Мы также установили, изучая отклик на возбуждение лазерными импульсами в ближнем ИК и видимом диапазонах, что быстрое изменение взаимодействия Дзялошинского-Мории имеет нетермическую природу и возникает за счёт переходов с электро-дипольных переходов с переносом заряда, приводящих к возмущению как изотропного [5], так и анизотропного обменных взаимодействий.

Работа поддержана грантом РФФ 23-12-00251.

Список литературы

- [1] I. Radu et al. // *Nature* **472**, 7342 (2011).
- [2] H. Ichikawa et al. // *Nature Materials* **10**, 2 (2011).
- [3] J. Han et al. // *Nature Materials* **22**, 684 (2023).
- [4] A. V. Kuzikova et al. // *Physical Review Letters* **135**, 266705 (2025).
- [5] V. Radovskaia et al. // arXiv:2505.00459.

Фазовые переходы в h-YbMnO₃: спектроскопическое исследование

С. А. Климин^{1*}, А. Д. Молчанова¹, Н. Н. Кузьмин¹, Lihua Yin²,
М. Н. Попова¹

¹ *Институт спектроскопии РАН, Троицк, г. Москва, Россия*

² *Key Laboratory of Materials Physics, Institute of Solid State Physics, HFIPS,
Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, People's Republic of China*

Исследованы оптические f - f переходы крамеровского иона Yb^{3+} в h-YbMnO_3 методом фурье-спектроскопии высокого разрешения. При температуре ниже $T_N = 87$ К наблюдается расщепление спектральной линии, относящейся к оптическому переходу в иттербии, находящемся в позиции 4b, $\text{Yb}(4b)$. Построена температурная зависимость расщепления $\Delta_0(T)$ основного дублета $\text{Yb}(4b)$. Функция $\Delta_0(T)$ пропорциональна температурной зависимости магнитного момента марганца (рис. 1a). Это указывает на то, что подсистема иттербия $\text{Yb}(4b)$ намагничивается в эффективном магнитном поле, создаваемом упорядоченной подсистемой марганца.

Заселенность верхней компоненты расщепленного основного дублета играет значительную роль в низкотемпературной динамике кристалла h-YbMnO_3 . Используя функцию $\Delta_0(T)$ в рамках модели основного дублета, мы рассчитали температурное поведение магнитного момента $\text{Yb}(4b)$: оно находится в явном согласии с нейтронными данными [1] (рис. 1b).

Рассчитанный вклад $\text{Yb}(4b)$ в теплоемкость однозначно объясняет происхождение аномалии Шоттки в зависимости $C_p(T)$. Предложен сценарий фазовых переходов в $h\text{-YbMnO}_3$, в котором ключевую роль играет выигрыш в энергии в системе иттербия. В рамках предложенного сценария низкотемпературный фазовый переход в $h\text{-YbMnO}_3$ при температуре 3.5 К правильнее интерпретировать как спин-переориентационный, обусловленный энергетическим выигрышем за счет расщепления основного крамерсовского дублета иттербия в позиции 2a. Построенная модель объясняет экспериментальное температурное поведение магнитного момента $\text{Yb}(2a)$ (рис. 1с).

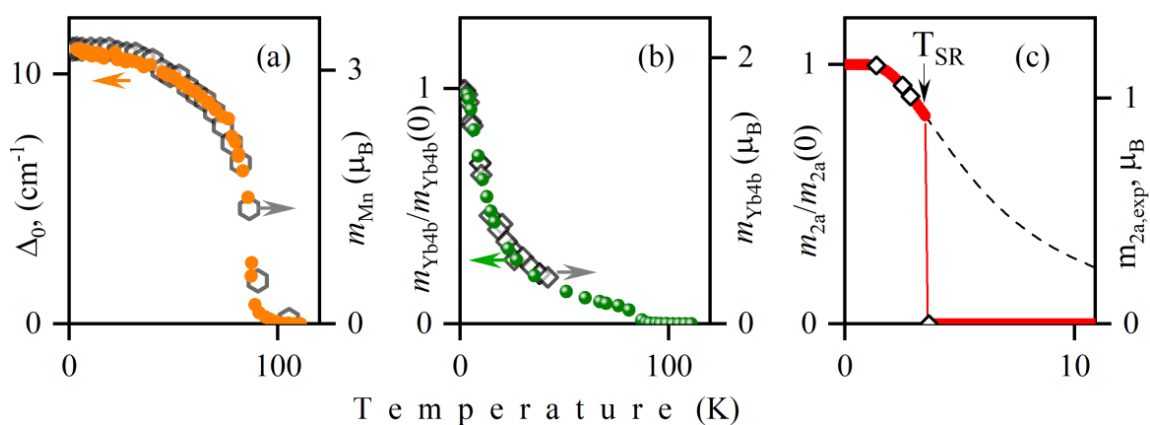


Рис. 1. Сравнение полученных в работе зависимостей (цветные символы и линии) с данными нейтронных измерений из литературы (незакрашенные символы). (a) Расщепление основного дублета иттербия $\text{Yb}(4b)$ (оранжевые кружки) и магнитный момент марганца [1] (незакрашенные шестиугольники). (b) Магнитный момент иттербия $\text{Yb}(4b)$: рассчитанная температурная зависимость (темно-зеленые шарики) и данные работы [2] (незакрашенные ромбы). (c) Магнитный момент иттербия $\text{Yb}(2a)$: рассчитанная температурная зависимость (красные сплошная и черная штриховая линии) и данные работы [2] (незакрашенные ромбы)

Список литературы

- [1] S. Chattopadhyay, V. Skumryev, A. A. Mukhin et al. // *Phys. Rev. B* **98**, 134413 (2018).
- [2] X. Fabrèges, I. Mirebeau, P. Bonville et al. // *Phys. Rev. B* **78**, 214422 (2008).

Исследование ультратонких слоев Bi в многослойных GMR-структурах Bi-FeNi

Н. Н. Ковалева^{1*}, Д. Хвостова², Ф. А. Пудонин¹

¹ Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия

² Институт физики Академии наук Чешской Республики, г. Прага,
Чешская Республика

*E-mail: kovalevann@lebedev.ru

Элементарный Bi с большим атомным номером характеризуется сильной спин-орбитальной (СО) связью, являясь родительским соединением многих трехмерных топологических изоляторов (ТИ). Предполагается, что ультратонкие пленки Bi представляют собой двумерные ТИ, обладающие нетривиальной топологией, что открывает возможность разработки новых эффективных технологий в области спинтроники.

В данной работе исследуются свойства комплексной диэлектрической функции ультратонких слоев Bi в периодических многослойных структурах Bi-FeNi с помощью спектроскопической эллипсометрии. Структуры GMR (“giant magnetoresistance”) типа [Bi(d)-FeNi(1.8 нм)]_N были выращены методом rf-распыления на подложках из ситаллового стекла (TiO₂). Эллипсометрические углы $\Psi(\omega)$ и $\Delta(\omega)$ были измерены для выращенной серии (d=0.6, 1.4, 2.0, 2.5 нм, N=16) многослойных пленок при комнатной температуре для четырех углов падения 60°, 65°, 70° и 75° в широком спектральном диапазоне 0.04-6.5 эВ.

Измеренные эллипсометрические углы $\Psi(\omega)$ и $\Delta(\omega)$ моделировались в рамках многослойной модели. Были извлечены спектры комплексной (псевдо)диэлектрической функции слоя Bi. Эффекты GMR, имеющие отношение к исследуемым многослойным системам Bi-FeNi, оценивались в нулевом пределе оптической проводимости (оптический GMR эффект). Полученные результаты показали, что слой Bi обладает поверхностной металлической проводимостью, обусловленной эффектами СО взаимодействия, которая значительно усиливается при исчезновении вклада полуметаллической фазы при уменьшении толщины слоя, что указывает на его нетривиальные 2D топологические свойства [1,2]. На основании спектров, измеренных в ИК диапазоне, анализируется эффект открытия щели в нетривиальной топологической фазе.

Список литературы

- [1] N. N. Kovaleva et al. // *Appl. Phys. Lett.* **119**, 183101 (2021).
[2] N. N. Kovaleva et al. // *Coatings* **2022**, 12, 872.

**Влияние частичного замещения 3d-металла и р-элемента
на магнитное поведение фаз срастания и внедрения
на основе структуры RGa₃**

А. Н. Кульчу^{1*}, Р. А. Халания¹, С. М. Аксенов², А. В. Богач³,
А. В. Шевельков¹

¹ Химический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия

² Кольский научный центр Российской академии наук, г. Апатиты, Россия

³ Института общей физики им. А.М. Прохорова, г. Москва, Россия.

*E-mail: alex010396@bk.ru

Тройные интерметаллиды, содержащие одновременно атомы 4f-(R) и 3d-(Т) металлов привлекают большое внимание химиков и физиков, так как сочетание локализованных магнитных моментов от 4f-электронов атомов R с зонным магнетизмом, создаваемым 3d-металлом, приводит к формированию нетривиального магнитного поведения, включая ферри-магнетизм, конкурирующие магнитные взаимодействия, множественные фазовые переходы (ПМ→ФМ, ФМ→АФМ), ярко выраженную магнитокристаллическую анизотропию, две магнитоактивные подрешетки и т.д. В большинстве случаев все вышеперечисленные явления можно наблюдать, если в фазах качестве атома Т присутствует Mn [1, 2]. Это связано с тем, что атомы Mn обладают наименее заполненной 3d-оболочкой, и 3d-зона Mn, локализованная вблизи уровня Ферми, образует высокую плотность электронных состояний [3].

В данной работе были выращены монокристаллы новых фаз срастания Tb₂CoT_xGa₈ (Т = Fe, Mn) и внедрения Sm₂Mn_{1-x}Ga_{6-y}E_y (E = Ge, In) на основе кубической структуры RGa₃ (тип AuCu₃). Данные фазы образуются за счет заполнения пустых октаэдров Ga₆ атомами 3d-металла [4, 5].

На примере фаз $Tb_2CoT_xGa_8$ ($T = Fe, Mn$) было показано, что Fe не является магнитоактивным и не вносит вклад в магнитное поведение, и $Tb_2CoFe_{0.4}Ga_8$ является антиферромагнетиком за счет упорядочения атомов Tb при $T_N = 30$ К. Фаза с Mn, наоборот, демонстрирует более сложное магнитное поведение благодаря магнитоактивному Mn и взаимодействию двух магнитных подсистем (Mn и Tb). При $T_C = 150$ К подрешетка Mn претерпевает ферромагнитный переход, а Tb также упорядочивается антиферромагнитно с несколькими переходами ниже $T_N = 30$ К. Так как данные фазы имеют тетрагональную кристаллическую структуру, то в них наблюдается анизотропия с осью легкого намагничивания вдоль кристаллографического направления [001]. Приложение магнитного поля вдоль этого направления приводит к спин-флип переходу с резким ростом магнитного момента насыщения в магнитных полях более 6.5 Тл. Наличие ферромагнитной составляющей в соединении с Mn также приводит и к появлению гистерезиса при низких температурах с максимальным значением коэрцитивной силы в 150 мТл.

В фазе $Sm_2Mn_{1-x}Ga_{6-y}E_y$ ($E = Ge, In$) обе взаимодействующие подрешетки (Mn и Sm) демонстрируют ферромагнитный тип упорядочения; причем под воздействием Mn подрешетка Sm упорядочивается при достаточно высоких для нее температурах, демонстрирующей ферромагнитные свойства при комнатной температуре. Для фазы $Sm_2Mn_{0.75}Ga_5Ge$ температуры магнитного упорядочения составляют порядка 320 и 280 К для Mn и Sm соответственно. Частичное замещение Ga на In ведет к более высокому содержанию Mn в фазе $Sm_2MnGa_{5.7}In_{0.3}$, что значительно сказывается и на магнитном поведении. Температура магнитного упорядочения Mn заметно увеличивается и превышает 400 К, для Sm она составляет порядка 250 К. Более того ход температурных зависимостей магнитной восприимчивости свидетельствует, вероятно, о ферримагнитном типе упорядочения. Несмотря на то что фаза является кубической, в ней также прослеживается ось легкого намагничивания, которая совпадает с кристаллографическим направлением [111]. Замещение Ga на тот или иной p-элемент (Ge, In) заметно сказывается на значениях коэрцитивной силы (μ_0H_C) и остаточного магнитного момента ($\mu_{ост}$). Для соединения с In μ_0H_C и $\mu_{ост}$ примерно в 5 больше ($\mu_0H_C = 34$ мТл против

6.5 мТл и $\mu_{\text{ост}} = 1 \mu_{\text{В}}$ против 0.2 $\mu_{\text{В}}$ на формульную единицу), в то время как на значение магнитного момента насыщения данное замещение никак не влияет.

Список литературы

- [1] M. C. Francisco, C. D. Malliakas, P. M. B. Piccoli // *J. American Chem. Soc.* 132(2010), 8998-9006.
- [2] A. N. Kulchu, R. A. Khalaniya, A. V. Mironov, O. N. Khrykina, V. Yu. Verchenko, R. Stern, A. V. Shevelkov // *Inorg. Chem.* 62(2023), 13348-13361.
- [3] S. H. Kim, Submitted in accordance with the requirements of the degree of Doctor of Philosophy // *Arizona State University*. 2007.
- [4] B. R. Slater, H. Bie, M. W. Gaultois, S. S. Stoyko, A. Mar // *Eur. J. Inorg. Chem.* (2011). P. 3896–3903.
- [5] K. A. Benavides, L. J. Treadwell, G. D. Campbell, R. N. McDougald, G. T. McCandless // *J. Y., Polyhedron*, 114(2016), 56–61.

Ядерно-резонансная спектроскопия и восстановление распределения локальных полей в мультиферроике $\text{LiCuFe}_2(\text{VO}_4)_3$

В. М. Курдюков¹, А. В. Ткачёв², Н. Е. Гервиц², А. А. Гиппиус^{2,3},
А. В. Кошелев⁴

¹ МФТИ (НИУ) г. Долгопрудный, Московская область, Россия

² Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия

³ Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,
г. Москва, Россия

⁴ Институт экспериментальной минералогии им. Д. С. Коржинского РАН,
г. Черноголовка, Россия

В работе представлены результаты изучения магнитных характеристик соединения $\text{LiCuFe}_2(\text{VO}_4)_3$, кристаллизующегося в структуре типа говардэвансита [1]. Данное соединение относится к мультиферроикам

второго типа, где сегнетоэлектричество возникает вследствие магнитного упорядочения [2,4]. Магнитная подсистема материала сформирована одномерными цепочками смешанного спинового состава Fe–Cu–Fe, разделенных тетраэдрами VO_4 , при этом конкуренция различных типов внутрицепочечных взаимодействий обуславливает фрустрацию обменных связей и стабилизацию промежуточной мультиферроической фазы [3].

Для анализа магнитных состояний и фазовых переходов использована спектроскопия ядерного магнитного резонанса (ЯМР) на ядрах ${}^7\text{Li}$ (частота 12 МГц, Ларморовское поле 0.725 Тл). Разработан алгоритм реконструкции профиля локальных полей для сложных магнитных систем, основанный на регуляризованном решении уравнения Фредгольма первого типа. Метод позволяет восстанавливать распределение полей напрямую из экспериментальных данных, не накладывая априорных ограничений на его форму.

Обработка температурных зависимостей ширины ЯМР-линий и эволюции восстановленных распределений позволила независимо оценить значения температур фазовых переходов $T_{N1}=8.5$ К и $T_{N2}=10$ К, что соответствует литературным данным. Переход при T_{N1} связан с утратой сегнетоэлектрического порядка, а при T_{N2} - с разрушением магнитного упорядочения. Проведен анализ профиля локальных полей в обеих низкотемпературных фазах, а также исследована его температурная зависимость. Таким образом, реализован модельно-независимый алгоритм восстановления распределения локальных полей в общем случае, который был успешно применен для анализа магнитно упорядоченных фаз исследуемого соединения.

Список литературы

- [1] A. A. Belik, Synthesis and crystal structure of $\text{LiCuFe}_2(\text{VO}_4)_3$ by Rietveld method // *Solid State Sciences*. 2010. Vol. 12. No. 5. P. 850–855.
- [2] A. V. Koshelev, K. V. Zakharov, A. P. Pyatakov et al., Spin-Order-Induced Ferroelectricity and Magnetoelectric Effect in $\text{LiCuFe}_2(\text{VO}_4)_3$ // *Scientific Reports*. 2021. Vol. 11. P. 1553.

- [3] X. Chen, S. Zheng et al., Direct Evidence for an Intermediate Multiferroic Phase in $\text{LiCuFe}_2(\text{VO}_4)_3$ // *The Journal of Physical Chemistry C*. 2021. Vol. 125. No. 21. P. 11600–11607.
- [4] A. V. Koshelev, L. V. Shvanskaya, O. S. Volkova et al. Thermodynamic and resonant properties of mixed spin compounds $\text{ACuFe}_2(\text{VO}_4)_3$ ($A = \text{Li}, \text{Na}$) // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2021. Vol. 529. P. 167850.

Схема полного нарушения репличной симметрии случайной модели Блюма–Каппеля

А. Д. Ляхов¹, А. С. Овчинников^{1,2}, В. Е. Синицын¹, И. Г. Бострем¹

¹ *Уральский федеральный университет имени Б. Н. Ельцина,
г. Екатеринбург, Россия*

² *Институт физики металлов имени М. Н. Михеева УрО РАН,
г. Екатеринбург, Россия*

E-mail: lyahovalexey@gmail.com

При интеркаляции ионов железа в слоистые дихалькогениды $\text{TaS}_2(\text{Se}_2)$ возникновение фазы спинового стекла определяется политипом состава Fe_xTaS_2 . Так, в $2\text{H-Fe}_x\text{TaS}_2$ и $4\text{Hb-Fe}_x\text{TaS}_2$ наблюдается низкотемпературное состояние спинового стекла, тогда как в $2\text{H-Fe}_x\text{TaS}_2$ и $4\text{Hb-Fe}_x\text{TaSe}_2$ данная фаза отсутствует, и система проявляет парамагнитное поведение.

Теоретическое объяснение этого различия предложено в работе [1]. Оно базируется на том, что ионы железа могут не только занимать межслоевое пространство, но и замещать атомы Ta. В первом случае ион железа находится в высокоспиновом состоянии, во втором – в низкоспиновом, при этом распределение примесных центров носит случайный характер.

Для описания системы в рамках теории Гатака–Шеррингтона использована случайная модель Блюма–Каппеля, учитывающая обменное взаимодействие, внешнее магнитное поле и одноузельный потенциал,

определяющий спиновое состояние иона. В работе [2] представлено термодинамическое описание спин-стекольной фазы $\text{Fe}_x\text{TaS}_2(\text{Se}_2)$ в рамках схемы Паризи с полным нарушением репличной симметрии. Также исследовано влияние нестехиометрии на температурный ход теплоемкости и энтропии.

Список литературы

- [1] A. Ovchinnikov, I. Bostrem, V. Sinitsyn, N. Nosova, N. Baranov // *Phys. Rev. B*, 109, 054403, (2024).
- [2] A. Lyakhov, V. Sinitsyn, I. Bostrem, V. Fomenko, A. Ovchinnikov // *Phys. Rev. B*, 112, 174415, (2025).

Исследование магнитных и проводящих свойств гетероструктур на основе сегнетоэлектрика

Р. Ф. Мамин^{1,*}, Т. С. Шапошникова¹, В. В. Кабанов²

¹Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского
ФИЦ Казанский научный центр РАН, г. Казань, Россия

²Институт Йозефа Стефана, г. Любляна, Словения

*E-mail: rf_mamin@yahoo.com

С начала века изучение интерфейсных состояний гетероструктур и эффектов близости вызывает неизменный интерес в физике конденсированного состояния [1–4]. В настоящей работе исследуются две задачи: поведение магнитных скирмионов в тонких магнитных пленках на сегнетоэлектрической подложке и особенности сверхпроводящих свойств в гетероструктурах, состоящих из одной или двух пленок металлов, нанесенных на сегнетоэлектрическую подложку, один из которых обладает сверхпроводящими свойствами. Объединяет эти задачи то, что в обоих случаях важно влияние электрического поля сегнетоэлектрика и основные эффекты связаны с экранированием этого поля. В случае магнитной гетероструктуры исследовано существенное изменение формы скирмио-

на в зависимости от направления сегнетоэлектрической поляризации или внешнего электрического поля, а также магнитоэлектрические эффекты [5]. В случае сверхпроводящих гетероструктур изменение поведения порядка связано со знаком связанного заряда на поверхности сегнетоэлектрик, и поэтому аналогичное поведение можно получить, прилагая поле или создавая заряженные слои в области интерфейса со сверхпроводником. Обе задачи решены в рамках феноменологического подхода в теории фазовых переходов.

Список литературы

- [1] A. Ohtomo, H. Ywang // *Nature* **427**, 6973 (2004).
- [2] S. Thiel, G. Hammerl, A. Schmehl et al. // *Science* **313**, 5759 (2006).
- [3] V. V. Kabanov, I. I. Piyanzina, Yu. V. Lysogorskiy et al. // *Mater. Res. Express* **7**, 055020 (2020).
- [4] Ya. V. Fominov, M. V. Feigel'man // *Phys. Rev. B* **63**, 094518 (2021).
- [5] M. Mostovoy // *Phys. Rev. Lett.* **96**, 067601 (2006).

Электронные состояния, индуцированные доменными стенками на поверхности планарного магнитного полупроводника с сильным спин-орбитальным взаимодействием

В. Н. Меньшов^{1,2,*}, И. П. Русинов^{1,2}, Е. В. Чулков²

¹ *Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия*

² *Санкт-Петербургский государственный университет, г. С.-Петербург, Россия*

**E-mail: v.menshov@lebedev.ru*

Несмотря на растущий интерес к открытию и исследованию новых магнитных материалов с нетривиальной зонной структурой, тема устойчивых электронных состояний, индуцированных магнитными доменными

ми стенками, остаётся малоизученной [1-3]. Целью настоящей работы является теоретическое рассмотрение того, как рассеяние на доменных стенках изменяет электронную структуру поверхности планарного магнитного материала с сильным эффектом Бычкова–Рашбы [4] и как такое изменение может проявиться на макроскопическом уровне. Показано, что на уединённой границе между доменами с противоположным направлением намагниченности, лежащей в плоскости поверхности, могут возникнуть одномерные состояния четырёх различных типов. Как видно из рис. 1, доменная стенка порождает резонансное состояние с уплощенной энергетической зоной $\varepsilon_R^\sigma(k_y)$, заключённой между точками вырождения двумерных зон, k_y — импульс вдоль доменной стенки. Также присутствует пара линейно диспергирующих состояний, $\varepsilon_L^{(\pm)}(k_y)$, и существует связанное состояние, $\varepsilon_B(k_y)$. Кроме того, относительно широкая доменная стенка отщепляет от двумерного континуума резонансные состояния типа Волкова-Панкратова с параболической дисперсией $\varepsilon_{VP}^{(n)}(k_y)$. Мы описываем спектральные, спин-поляризационные и пространственные характеристики одномерных состояний в зависимости от параметров модели.

Среди перечисленных наибольший интерес представляет резонансное состояние $\varepsilon_R^\sigma(k_y)$. Оно имеет слабое спектральное размытие и сильную поляризацию по спину σ вдоль оси, ортогональной поверхности, если энергия спин-орбитального расщепления превосходит обменную энергию [1]. Происхождение состояния $\varepsilon_R^\sigma(k_y)$ связано с тем фактом, что с приближением к $\bar{\Gamma}$ точке восстанавливается киральная симметрия гамильтониана нашей модели. Примечательно, что резонансное состояние становится более устойчивым с увеличением ширины доменной стенки (см. рис. 1).

Для экспериментального обнаружения состояний на выделенной доменной стенке на поверхности естественно было бы использовать сканирующую туннельную спектроскопию. Однако, резонансные состояния $\varepsilon_R^\sigma(k_y)$ могут проявить себя в магнитных измерениях на поверхности с

многодоменной текстурой. Наш анализ показывает, что состояния с уплощенной зоной значительно усиливают поперечную спиновую восприимчивость, когда уровень Ферми пересекает зону $\varepsilon_R^\sigma(k_y)$. Подходящим объектом для таких исследований может послужить поверхность таких слоистых материалов, как EuA_2X_2 и EuTX , где $\text{A} = \text{Cd}, \text{In}, \text{Sn}$, $\text{X} = \text{As}, \text{Sb}$, Bi , $\text{T} = \text{Ag}, \text{Au}$.

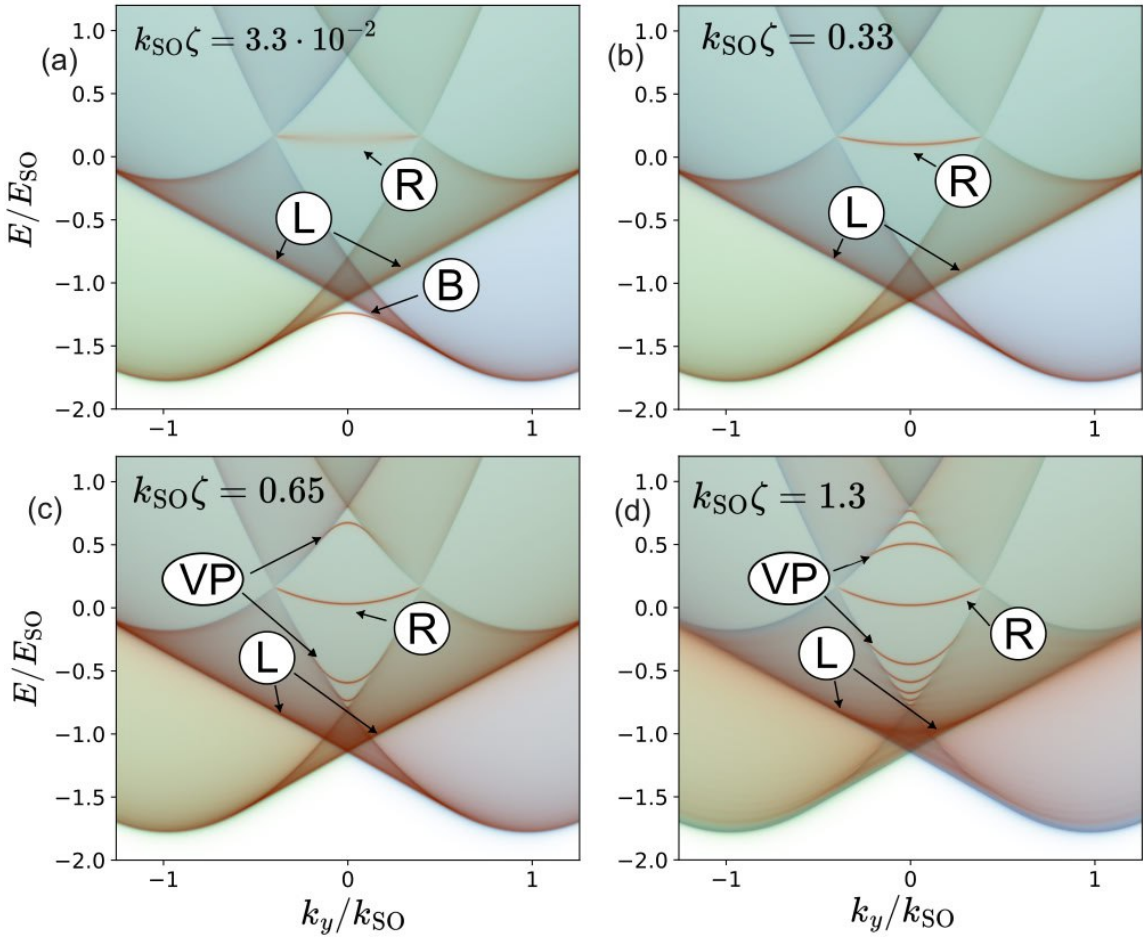


Рис. 1. Эволюция спектральных характеристик электронных состояний на поверхности магнитного полупроводника с увеличением ширины доменной стенки ζ . Показаны четыре ключевых этапа в изменении дисперсии одномерных состояний. Символы R, VP, L и B обозначают резонансное состояние с уплощенной зоной, состояния типа Волкова–Панкратова, линейно диспергирующие состояния и связанное состояние, соответственно. Здесь E_{SO} — энергия расщепления Бычкова–Рашбы, $k_{SO} = \sqrt{2m^* E_{SO}}$

Список литературы

- [1] I. P. Rusinov, V. N. Men'shov, E. V. Chulkov, Electron states emerging at magnetic domain walls of magnetic semiconductors with strong Rashba effect // *Phys. Rev. B* **110**, 195405 (2024).
- [2] В. Н. Меньшов, И. П. Русинов, Е. В. Чулков, Собственный аномальный эффект Холла на поверхности магнитного полупроводника с сильным эффектом Рашба // *Письма в ЖЭТФ*, **121**, 393-401 (2025).
- [3] В. Н. Меньшов, И. П. Русинов, Е. В. Чулков, Модификация электронной структуры поверхности магнитного полупроводника с сильным эффектом Рашбы, вызванная присутствием доменных стенок // *ФТТ*, **67**, 1476-1482 (2025).
- [4] Yu. A. Bychkov and E. I. Rashba, Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in inversion layers // *J. Phys. C: Solid State Phys.* **17**, 6039-6045 (1984).

Эффекты электрон-решеточной связи в ян-теллеровских магнетиках $RNiO_3$

А. С. Москвин^{1,2}

¹ Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

² Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

Никелаты $RNiO_3$ (R = редкоземельный элемент, или иттрий Y) относятся к широкому классу ян-теллеровских (JT) магнетиков, которые демонстрируют чрезвычайно необычные электрические и магнитные свойства. Переход изолятор–квазиметалл (insulator – bad metal transition, ИБМТ) в никелатах [1] считается каноническим примером перехода Мотта, традиционно описываемого в рамках $U-t$ -модели Хаббарда и теории функционала плотности (density functional theory, DFT). Однако недавно мы показали, что этот переход, а также вся фазовая диаграмма ортоникелатов [2], могут быть адекватно описаны в рамках модели зарядовых триплетов (СТ) и псевдоспинового $\Sigma=1$ формализма [3,4,5] за пределами

модели Хаббарда и формализма DFT. В рамках СТ-модели диэлектрическая фаза никелатов является результатом так называемого анти-янтеллеровского зарядового диспропорционирования (CD) [4,5] с образованием системы зарядово-упорядоченных (CO) спин-триплетных ($S=1$) электронных $[\text{NiO}_6]^{10-}$ и бесспиновых ($S=0$) дырочных $[\text{NiO}_6]^{8-}$ центров, эквивалентной системе эффективных композитных спин-1 бозонов в немагнитной решетке [3]. Классическая и квантовая CD-фазы описываются эффективным $\Sigma = 1$ псевдоспиновым гамильтонианом

$$\hat{H}_{ch} = \frac{1}{2}U \sum_i \hat{\Sigma}_{iz}^2 + V \sum_{i>j} \hat{\Sigma}_{iz}^2 \hat{\Sigma}_{jz}^2 - t_b \sum_i S_{ij} \hat{B}_i^\dagger \hat{B}_j - \mu \sum_i \hat{\Sigma}_{iz},$$

где первые два члена представляют собой вклад локальных и нелокальных корреляций соответственно, третий член описывает перенос композитных бозонов и бозонный двойной обмен, при этом S_{ij} — интеграл перекрывания спиновых состояний на узлах i и j [3], $\hat{B}_i^\dagger/\hat{B}_j$ — операторы рождения/уничтожения для эффективных композитных бозонов, μ — химический потенциал. Зарядовая степень свободы имеет первостепенное значение для никелатов, переход IbM — это переход «плавления» CO–NO в неупорядоченную NO-фазу или фазу квази-металла. Однако этот переход сопровождается значительными решеточными эффектами [2, 6, 7] — заметным увеличением объема элементарной ячейки и структурным переходом от орторомбической фазы $Pbnt$ к моноклинной $P2_1/n$ ниже $T_{CO} = T_{IbM}$. Одним из наиболее ярких проявлений сильного электрон-решеточного (E-L) взаимодействия в ортоникелатах считается наблюдение гигантского изотопического эффекта при замещении $^{16}\text{O} \rightarrow ^{18}\text{O}$ [8], приводящего к сдвигу температуры перехода квазиметалл–изолятор на величину ≈ 10 К в системе $\text{La}_{0.1}\text{Pr}_{0.9}\text{NiO}_3$. В отличие от авторов модели чисто решеточной природы IbM-перехода [6], мы утверждаем, что эти эффекты можно объяснить, учитывая E-L связь с локальной полностью симметричной (дыхательной) модой $Q^{A_{1g}}$ смещений лигандов в NiO_6 -центрах, описываемой упрощенным гамильтонианом:

$$\hat{H}_{e-lat} = - \sum_i \left(\frac{a}{2} \hat{\Sigma}_{iz}^2 - g \hat{\Sigma}_{iz} \right) Q_i^{A_{1g}},$$

где первый член определяет перенормировку эффективного параметра локальных корреляций и изменение объема элементарной ячейки, а второй определяет так называемый эффект «диспропорционирования связей» (bond disproportionation, BD) и структурный переход $Pbnm - P2_1/n$, природа которого связана с зависимостью размера октаэдра NiO_6 от электронной плотности. В рамках двухподрешеточной (A,B) модели для описания CO-фазы вводим параметр зарядового порядка G-типа

$$L = \frac{1}{2} (\langle \Sigma_Z \rangle_A - \langle \Sigma_Z \rangle_B)$$

и два параметра структурного порядка — комбинации локальных дыхательных мод

$$Q_{\pm} = \frac{1}{2} (Q_A \pm Q_B),$$

описывающие однородную деформацию элементарной ячейки и BD-моду соответственно.

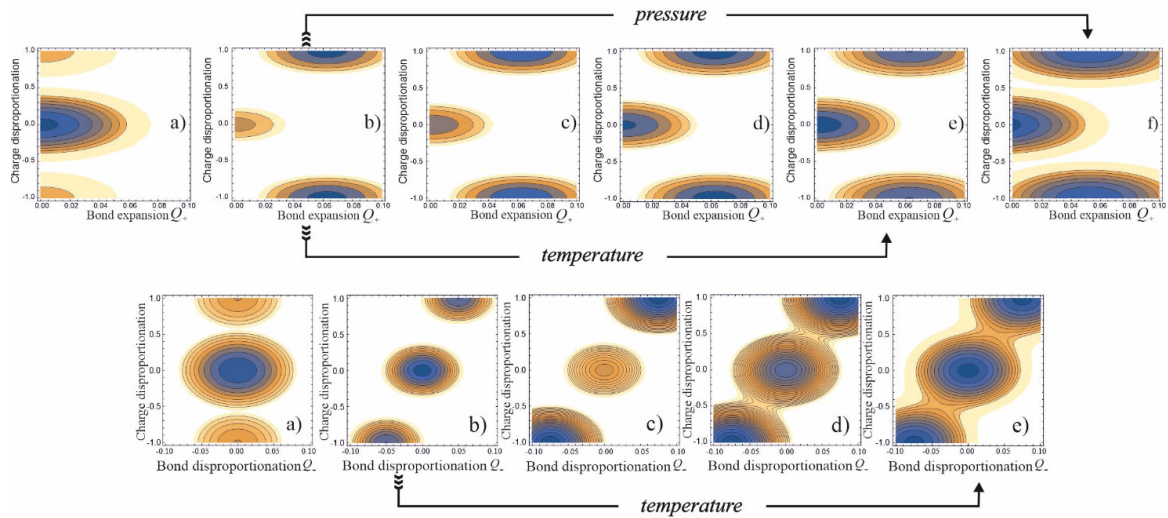


Рис. 1

В приближения эффективного поля [4, 5] мы нашли вклад E-L взаимодействия в изменение объема элементарной ячейки, диспропорционирование связей и объяснили эффекты внешнего давления. Для иллюстрации на рис. 1 приведены контурные графики зависимости свободной

энергии $f(L, Q_{\pm})$. На верхней панели представлен эффект однородной моды Q_+ . Рис. 1a иллюстрирует ситуацию с «выключенным» E-L взаимодействием ($T = 0.01U$). Рис. 1b-e показывают, что «включение» E-L взаимодействия при $a = 5$ ($T = 0.01U$) приводит к формированию CO-фазы с $|L| = 1$ и $Q_+ \approx 0.06$, энергетически выгодной до температуры $T_{CO} = T_{\text{бм}} \approx 0.03U$, но устойчивой и при более высоких температурах. Рис. 1, f показывает влияние всестороннего давления (сжатия) $E = pQ_{\pm}$ на разрушение зарядового порядка и переход CO–NO при $p = 4$, $T = 0.01$. Данные рис. 1 прекрасно иллюстрируют эффект влияния E-L взаимодействия на формирование зарядового CO-порядка, сопровождаемого заметным объемным расширением решетки, и его разрушения приложением всестороннего давления. На нижней панели рис. 1 представлен эффект неоднородной VD-моды Q_- . Как и выше, рис. 1a представляет ситуацию с «выключенным» E-L взаимодействием ($T = 0.01U$). Учет билинейного локального E-L взаимодействия при относительно небольшой величине параметра $g = 2$ приводит к понижению энергии диспропорционированной CO-фазы, но основное состояние остается за NO-фазой. Однако при $g = 3$ основное состояние меняется на диспропорционированную как по зарядам, так и по Ni-O связям CO-фазу, энергетически выгодную до температуры $T_{CO} = T_{\text{бм}} \approx 0.075U$, но устойчивой и при более высоких температурах. Развиваемая модель позволяет дать оптимальное описание влияния E-L взаимодействия с активной в никелатах полносимметричной «дыхательной» (breathing) модой смещений ионов кислорода.

Работа выполнена при поддержке проекта FEUZ-2026-0014 Министерства образования и науки Российской Федерации.

Список литературы

- [1] M. Imada et al. // *Rev. Mod. Phys.* **70**, 1039 (1998).
- [2] D. J. Gawrylyuk et al. // *Phys. Rev. B.* **100**, 205137 (2019).
- [3] A. Moskvina // *Magnetochemistry* **9**, 224 (2023).
- [4] А. С. Москвин // *ЖЭТФ* **167**, 412-429 (2025).
- [5] А. С. Москвин // *Письма в ЖЭТФ* **121**, 431-440 (2025).

- [6] G. G. Guzmán-Verri, R. T. Brierley, P. B. Littlewood // *Nature* **576**, 429 (2019).
- [7] M. Amboage et alio // *J. Phys.: Condens. Matter* **17**, S783 (2005).
- [8] M. Medarde, P. Lacorre, K. Conder et al. // *Physica B* **241-243**, 751 (1998).

Межузельный магнетизм и корреляционные эффекты в гетероструктурах слоистых электридов XF (X = Ca, Sr, Ba)

Д. Ю. Новосёлов¹, М. А. Мазанникова¹, З. З. Исаев¹

¹ *Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН,
г. Екатеринбург, Россия*

Электриды в последние годы привлекают значительное внимание как новый класс квантовых материалов, в которых избыточные электроны локализованы в межузельных пустотах кристаллической решётки, будучи пространственно отделёнными от ионного остова [1-6]. Сильный пространственный конфайнмент и слабая гибридизация с атомными орбиталями могут приводить к усилению электронных корреляций в межузельной электронной подсистеме. Следствием этого выступают спонтанная намагниченность, возникающая непосредственно из межузельной электронной подсистемы, а также тенденция к обусловленному корреляциями переходу металл-изолятор. На этом фоне двумерные слоистые электриды рассматриваются как перспективная платформа для реализации экзотических спиновых и зарядовых состояний, а также для приложений в спинтронике и низкоразмерной электронике.

В ван-дер-ваальсовых (vdW) гетероструктурах перераспределение заряда между слоями, обусловленное выравниванием химических потенциалов, может существенно влиять на электронные и магнитные свойства составляющих материалов. В настоящей работе мы исследуем, как этот механизм реализуется в бислойных гетероструктурах на основе

слоистых электридов XF (X = Ca, Sr, Ba). Мы показываем, что перераспределение межузельного заряда между слоями приводит к изменению пространственной локализации межузельных электронов, перестройке магнитного порядка и усилению корреляций по сравнению с изолированными моно и бислоями XF.

С использованием DFT (PBE+vdW), гибридного функционала HSE и метода DFT+DMFT [7] исследованы структурные, электронные и магнитные свойства гетероструктур CaF-BaF, CaF-SrF и SrF-BaF.

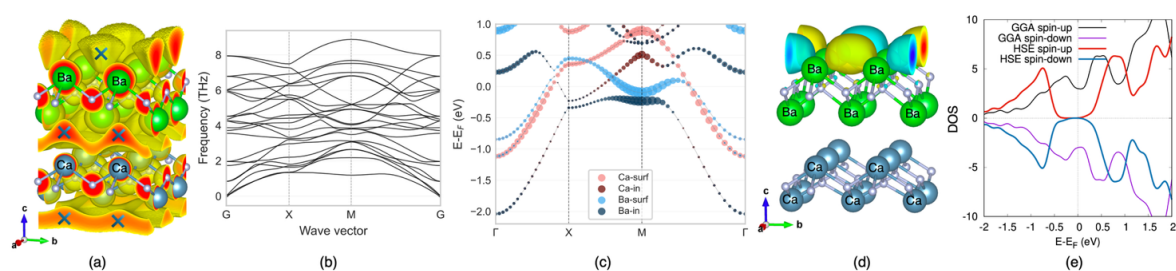


Рис. 1. (а) Кристаллическая структура CaF-BaF гетероструктуры с изоповерхностью функции локализации электронов ELF = 0.8 (в жёлтом цвете). Зелёные сферы соответствуют атомам Ba, голубые — атомам Ca, светло-серые — атомам F. Крестиком обозначены центры локализации межузельной зарядовой плотности. (b) Фононный спектр. (c) Зонная структура немагнитной фазы. (d) Разность зарядовых плотностей для спина вверх и спина вниз. (e) Плотность состояний AFM-G фазы

Установлено, что системы являются динамически стабильными и сохраняют межузельные электронные состояния. На рис. 1a и 1b представлены схематическое изображение гетероструктуры CaF-BaF и соответствующий ей фононный спектр. Разность электроотрицательностей катионов в CaF-BaF и SrF-BaF приводит к перераспределению межузельной электронной плотности в пользу слоя BaF. Распределение функции локализации электронов (ELF) указывает на большую локализацию межузельной зарядовой плотности в кристаллических полостях слоя BaF (рис. 1a).

Расчёт зонной структуры немагнитной фазы (Рис. 1(c)) выявляет наличие плоских участков зон (d-состояния Ba) вблизи уровня Ферми, что

указывает на потенциальную реализацию коррелированного поведения. В отличие от ферромагнитного монослоя BaF [4], а также бислоя BaF, в котором антиферромагнитное (AFM) упорядочение реализуется между слоями, в гетероструктурах CaF-BaF и SrF-BaF наименьшим по энергии решением в рамках DFT является решение с антиферромагнитным порядком G-типа, формируемым межузельными электронными состояниями на внешней поверхности слоя BaF (рис. 1d). Решение для CaF-BaF с AFM-G упорядочением с учётом взаимодействия, полученное с помощью гибридного функционала (рис. 1e), указывает на открытие энергетической щели в межузельной электронной подсистеме и увеличение энергетического выигрыша, что говорит в пользу стабильности магнитного решения и явную тенденцию к локализации межузельных состояний. Применение метода DMFT [7, 8] к модели, построенной для электрической подсистемы двуслойной гетероструктуры CaF-BaF, как и для бислоистой системы BaF, демонстрирует тенденцию к переходу металл-изолятор в парамагнитном режиме и формированию локальных межузельных моментов.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант РНФ № 25-23-00341).

Список литературы

- [1] J. L. Dye // *Accounts of Chemical Research*, 42(10) (2009) 1564–1572.
- [2] P. P. Edwards // *Science*, 333 (2011) 49–50.
- [3] C. Liu et al. // *Journal of Materials Chemistry C*, 8(31) (2020) 10551–10567.
- [4] D. Y. Novoselov // *Phys. Rev. B* 112, 245112 (2025).
- [5] S. Y. Lee et al. // *Nature Communications* 14, 5469 (2023).
- [6] M. A. Mazanikova et al. // *Computational Materials Science* 264 (2026) 114505.
- [7] K. Held et al. // *Phys. Status Solidi B* 243 (2006) 2599–2631.
- [8] <http://www.amulet-code.org>.

Электриды: от фундаментальных концепций к управляемому магнетизму в слоистых системах

М. А. Мазанникова¹, В. И. Анисимов¹, Д. Ю. Новосёлов¹

¹ *Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН,
г. Екатеринбург, Россия*

Электриды — класс кристаллических материалов, в которых избыточные электроны занимают межузельные позиции решётки, формально выступая в роли анионов [1-3]. В электридах магнитные моменты формируются непосредственно на межузельных состояниях, а не на атомных орбиталях, что открывает возможность реализации магнитного упорядочения в соединениях, состоящих исключительно из s- и p-элементов, которые, как правило, не проявляют магнитных свойств [4–6]. В настоящей работе установлены микроскопические механизмы возникновения магнетизма и выявлены критерии, определяющие магнитное состояние слоистых электридов M_2X ($M = Ca, Sr, Ba$; $X = N, P, As, Sb$) с помощью *ab initio* подхода.

Соединения M_2X кристаллизуются в слоистой структуре [7], в которой избыточные электроны локализованы в полостях между плоскостями $[M_2X]^+$ и окружены шестью катионами металла, формирующими искажённый октаэдр (рис. 1). Установлено, что решающим фактором возникновения магнитного порядка является геометрия этого окружения - отношение внутрислойных и межслойных расстояний между катионами l_{intra}/l_{inter} . Показано, что магнитное состояние реализуется при $l_{intra}/l_{inter} < 1$, что может быть достигнуто под действием гидростатического давления. В этом режиме усиливается локализация межузельных электронов и формируются почти плоские зоны вблизи уровня Ферми. Данная закономерность прослежена на примере Sr_2P : при давлении около 4.5 ГПа возникает ферромагнитное упорядочение с магнитным моментом $\sim 0.85 \mu_B$, сопровождающееся появлением участков плоских зон на уровне Ферми и ростом плотности состояний вблизи него (Рис.1), что указы-

вает на возможную реализацию механизма намагниченности по типу Стонера, а также на усиливающуюся роль электронных корреляций [8].

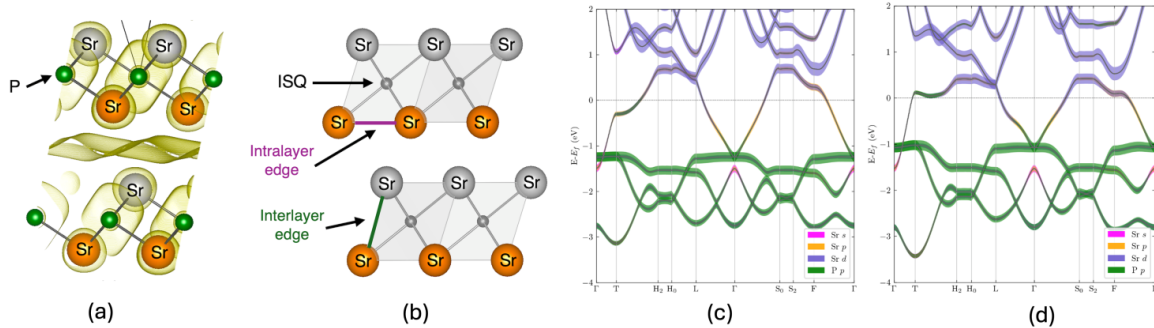


Рис. 1. Схематическое изображение (а) слоистой кристаллической структуры Sr₂P с изоповерхностью функции локализации электронов ELF = 0.5 и (б) с внутренними и внешними рёбрами октаэдра. Зонная структура Sr₂P относительно уровня Ферми при (с) 0 ГПа и (д) 4.5 ГПа

Расчёты с помощью метода теории динамического среднего поля (DMFT) [9] подтверждают важную роль электронных корреляций. В парамагнитной фазе Sr₂P формируется локальный магнитный момент $\langle m_z \rangle \approx 0.89 \mu_B$. Перенормировка эффективной массы возрастает с $m^*/m \approx 3.8$ при 0 ГПа до $m^*/m \approx 5.8$ при 7 ГПа, что отражает возрастание электронных корреляций с ростом давления.

Предложены эмпирические критерии описания магнитного поведения на основе атомных радиусов и электроотрицательностей составляющих элементов. Параметр $R_C/2R_A$ разграничивает магнитные и немагнитные системы при нормальном давлении: при $R_C/2R_A < 1$ наблюдается спонтанная намагниченность. При значениях, близких к единице возникает склонность к намагничиванию при приложении внешнего давления.

Также установлено, что важную роль играет разность электроотрицательностей катиона М и аниона Х ($\chi_A - \chi_C$): меньшие значения этой величины соответствуют более ковалентному характеру взаимодействия [10], что способствует усилению локализации межузельных электронов и стабилизации магнитного состояния. Совместный учёт параметра

$R_C/2R_A$ и величины $\chi_A - \chi_C$ обеспечивает разделение соединений семейства M_2X на магнитные и немагнитные (рис. 2).

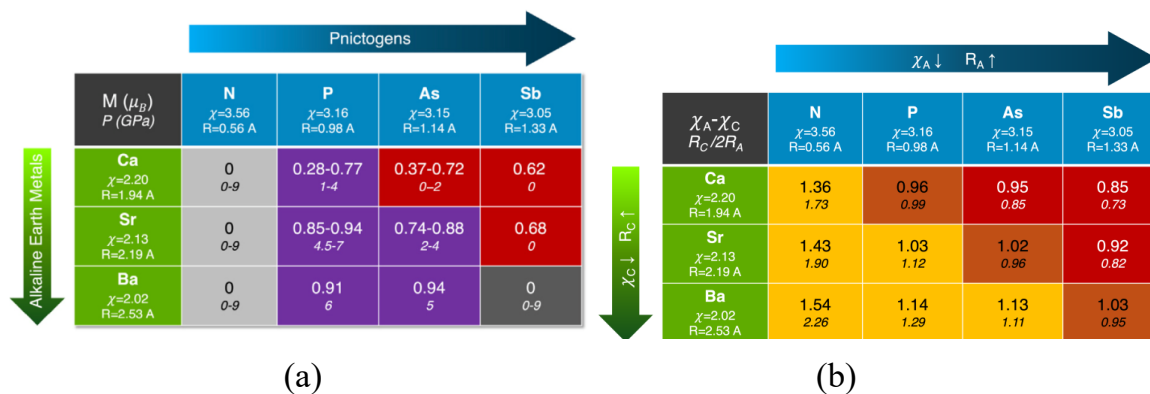


Рис. 2. (a) Магнитные моменты и соответствующие интервалы давлений для M_2X электридов. (b) Разность электроотрицательностей [10] $\chi_A - \chi_C$ и коэффициент $R_C/2R_A$

Таким образом, электриды M_2X представляют собой уникальную платформу для изучения коррелированных электридных состояний и межузельного магнетизма с выраженной магнито-структурной связью. Установленные эмпирические критерии обеспечивают практическое руководство для направленного конструирования магнитных фаз посредством гидростатического давления или химического замещения. Полученные результаты создают основу для разработки функциональных материалов с внешне управляемыми свойствами для применений в спинтронике и квантовых технологиях.

Авторы работы благодарят за поддержку Российский научный фонд (грант РНФ № 24-12-00024).

Список литературы

- [1] Dye J.L. // *Acc. Chem. Res.* 2009. V. 42. P. 1564.
- [2] Hosono H., Kitano M. // *Chem. Rev.* 2021. V. 121. P. 3121.
- [3] Liu C. et al. // *J. Mater. Chem. C.* 2020. V. 8. P. 10551.
- [4] Zhang X. et al. // *J. Am. Chem. Soc.* 2023. V. 145. P. 5523.
- [5] Sui X. et al. // *Nano Lett.* 2021. V. 21. P. 3813.

- [6] Meng W. et al. // *Appl. Phys. Rev.* 2025. V. 12. P. 011301.
- [7] Kocabaş T. et al. // *J. Phys. Chem. Lett.* 2018. V. 9. P. 4267.
- [8] Nandadasa C.N. et al. // *Dalton Trans.* 2021. V. 50. P. 5446.
- [9] <http://www.amulet-code.org>.
- [10] Tantardini C., Oganov A.R. // *Nat. Commun.* 2021. V. 12. P. 2832.

Нелинейно-оптическое зондирование ферро-октупольного параметра порядка в коллинеарном альтермагнетике CoF_2

В. В. Павлов, П. А. Усачёв, Р. В. Писарев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, г. С.-Петербург, Россия
E-mail: pavlov@mail.ioffe.ru

Альтермагнетизм — новое направление в физике магнетизма, объединяющее свойства антиферромагнетиков (полная компенсация спинов) и ферромагнетиков (спин-поляризованные электронные зоны, аномальный эффект Холла, и др.) [1, 2]. Важной проблемой в исследованиях альтермагнетиков является отсутствие прямых оптических методов детектирования в них скрытого параметра спинового порядка. В этой работе впервые экспериментально обнаружен и охарактеризован нелинейный отклик, индуцированный магнитным октуполем – параметром порядка в антиферромагнетике CoF_2 с использованием метода генерации второй оптической гармоники (ГВГ). CoF_2 является интенсивно изучаемым модельным материалом [3, 4], обладающим альтермагнитной спиновой структурой [5, 6].

CoF_2 кристаллизуется в centrosymmetric структуре рутила, пространственная группа $R4_2/mnm$, точечная группа $4/mmm$. Ниже температуры Нееля $T_N = 38$ К в CoF_2 устанавливается коллинеарное антиферромагнитное упорядочение с направлением спинов вдоль тетрагональной оси z , при котором магнитная точечная группа $4'/mmm'$ допускает существование ферро-октупольного магнитного параметра порядка

$\mathcal{O}^M_{ijk} = \int r_i r_j m_k(\mathbf{r}) d^3r$, ответственного за d -волновое спиновое расщепление электронных зон [5].

В centrosymmetric кристаллах электрический дипольный вклад в ГВГ запрещен. Обычно разрешенными вкладами в centrosymmetric структурах являются магнитодипольный и электрический квадрупольный вклады. Однако, в CoF_2 магнитодипольный вклад тождественно равен нулю в силу знакопеременных компонент соответствующего тензора третьего ранга. Электрический квадрупольный вклад описывается суперпозицией двух вкладов, связанных с тензорами четвертого ранга ${}^i\chi^{(3)}$ и ${}^c\chi^{(3)}$:

$$\mathbf{P}^{2\omega} = \epsilon_0 {}^i\chi^{(3)} : \mathbf{E}^\omega \nabla \mathbf{E}^\omega + i\epsilon_0 {}^c\chi^{(3)}(\mathcal{O}^M) : \mathbf{E}^\omega \nabla \mathbf{E}^\omega.$$

Здесь первый член (i -тип) определяет кристаллографический отклик, а второй член – спин-индуцированный отклик (c -тип), обусловленный нарушением инвариантности относительно операции обращения времени (\mathcal{T}). Тензор ${}^c\chi^{(3)}$ линейно зависит от магнитного октуполя \mathcal{O}^M .

На рис. 1 показаны экспериментальные температурные зависимости интенсивности ГВГ для двух комбинаций поляризаций \mathbf{E}^ω и $\mathbf{E}^{2\omega}$.

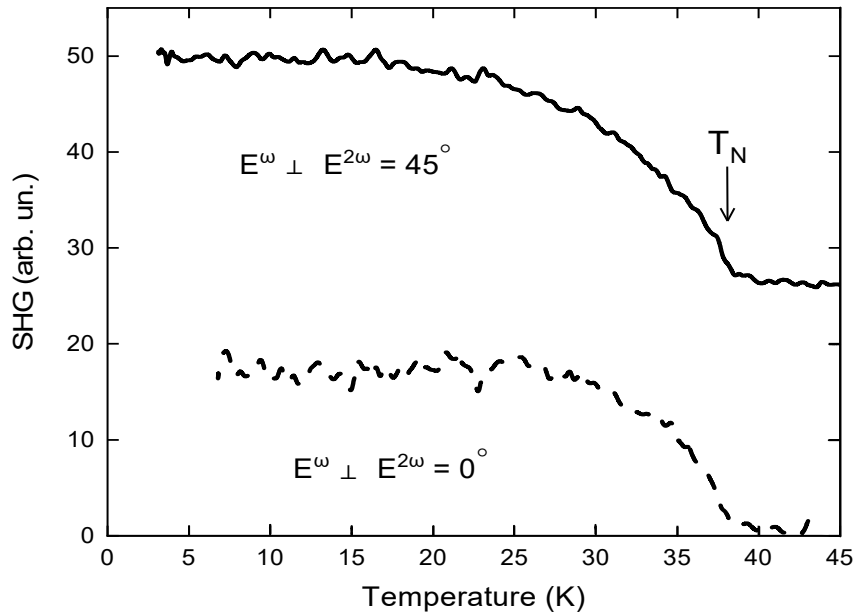


Рис. 1. Температурные зависимости ГВГ для двух комбинаций поляризаций \mathbf{E}^ω и $\mathbf{E}^{2\omega}$

Температурные зависимости интенсивности ГВГ демонстрируют резкий излом при T_N , а ниже T_N сигналы ГВГ следуют квадрату спинового параметра порядка. Это полностью подтверждает магнитную природу наблюдаемого сигнала. Измерения выполнены на монокристалле CoF_2 (срез xz , наклон 30°) в интервале температур 1.6–50 К при энергии фотона накачки $\hbar\omega = 1.06$ eV и энергии ГВГ $2\hbar\omega = 2.12$ eV.

Важным свойством электрических квадрупольных вкладов в ГВГ является их резонансное усиление на выбранной энергии фотона благодаря когерентному резонансному процессу ${}^4T_1 \rightarrow {}^4T_2 \rightarrow {}^4A_2({}^4T_1^*) \rightarrow {}^4T_1$, соответствующего электронным $d-d$ переходам в ионе Co^{2+} в октаэдрическом окружении ионами F^- . Именно этот трехфотонный резонансный процесс обеспечивает возможность метода ГВГ к регистрации слабого квадрупольного вклада, индуцированного ферро-октупольным параметром порядка в CoF_2 ниже T_N .

Проведенный симметричный анализ определил ненулевые независимые компоненты тензоров ${}^i\chi^{(3)}$ и ${}^c\chi^{(3)}$, совместимые с магнитной группой $4'/mmm'$. В частности, наличие компонент типа ${}^c\chi_{xxxx} = -{}^c\chi_{yyyy}$ является прямым следствием ферро-октупольного упорядочения в CoF_2 . Модельные расчеты поляризационных и температурных зависимостей ГВГ, выполненные в рамках феноменологической модели, достаточно хорошо воспроизводят экспериментальные результаты.

Следует отметить, что новый нелинейный механизм принципиально отличается от ранее изученных случаев ГВГ в антиферромагнетиках [7], а именно:

- в Cr_2O_3 (нецентросимметричный магнитоэлектрик) обнаружен электрический дипольный вклад [8], линейный по магнитному квадруполью \mathcal{M}_{ij} [5];
- в NiO (центросимметричный антиферромагнетик) обнаружен магнитодипольный вклад, квадратичный по спиновому параметру порядка [9].

В работе впервые продемонстрировано, что ГВГ в центросимметричном альтермагнетике CoF_2 управляется магнитным октуполем – параметром порядка d -волнового альтермагнитного состояния [10]. Обна-

ружен и охарактеризован -нечетный электрический квадрупольный вклад, имеющий место ниже T_N . Резонансное трехфотонное усиление нелинейных восприимчивостей позволяет надежно регистрировать этот слабый эффект с помощью метода ГВГ. Таким образом, метод ГВГ выступает как прямой и селективный по симметрии зонд, способный зарегистрировать ферро-упорядоченный магнитный октуполь O^M . Полученные результаты раскрывают новые возможности оптической диагностики скрытых альтермагнитных порядков, которые могут быть распространены на широкий класс материалов с компенсированной спиновой структурой и нетривиальными мультипольными параметрами порядка.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект № 24-12-00348).

Список литературы

- [1] L. Šmejkal, J. Sinova, T. Jungwirth // *Phys. Rev. X* **12**, 031042 (2022).
- [2] L. Šmejkal, J. Sinova, T. Jungwirth // *Phys. Rev. X* **12**, 040501 (2022).
- [3] A. S. Disa, M. Fechner, T. F. Nova, et al. // *Nature Physics* **16**, 937 (2020).
- [4] T.W.J. Metzger, K. A. Grishunin, C. Reinhoﬀer, et al. // *Nat. Commun.* **15**, 5472 (2024).
- [5] S. Bhowal, N. A. Spaldin // *Phys. Rev. X* **14**, 011019 (2024).
- [6] P. G. Radaelli // *Phys. Rev. B* **110**, 214428 (2024).
- [7] M. Fiebig, V. V. Pavlov, R. V. Pisarev // *J. Opt. Soc. Am. B* **22**, 96 (2005).
- [8] M. Fiebig, D. Fröhlich, B. B. Krichevtsov, R. V. Pisarev // *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2127 (1994).
- [9] M. Fiebig, D. Fröhlich, Th. Lottermoser, V. V. Pavlov, R. V. Pisarev, H.-J. Weber // *Phys. Rev. Lett.* **87**, 137202 (2001).
- [10] P. A. Usachev, R. V. Pisarev, V. V. Pavlov // *Submitted to Phys. Rev. Lett.* (2026).

Антиферромагнитное межслойное взаимодействие в модели Поттса с числом состояния спинов $q = 4$ на решетке кагоме в магнитном поле

Т. Р. Ризванова, М. Р. Джамалудинов, А. К. Муртазаев, Ш. К. Рамазанов

Институт физики ДФИЦ РАН, г. Махачкала, Россия

Одной из спиновых решеточных моделей, к которой в настоящее время наблюдается повышенный интерес, является модель Поттса. Интерес к этой модели обусловлен тем, что модель Поттса служит основой теоретического описания широкого круга физических свойств в физике конденсированных сред. Физические свойства модели Поттса зависят от пространственной размерности решетки, числа состояний спина q и от геометрии решетки [1–4].

В настоящей работе нами предпринята попытка на основе репличного алгоритма метода Монте Карло (МК) провести исследование ФП и термодинамических свойств трехмерной антиферромагнитной модели Поттса с числом состояний спина $q = 4$ на решетке кагоме с межслойным взаимодействием ближайших соседей в магнитном поле.

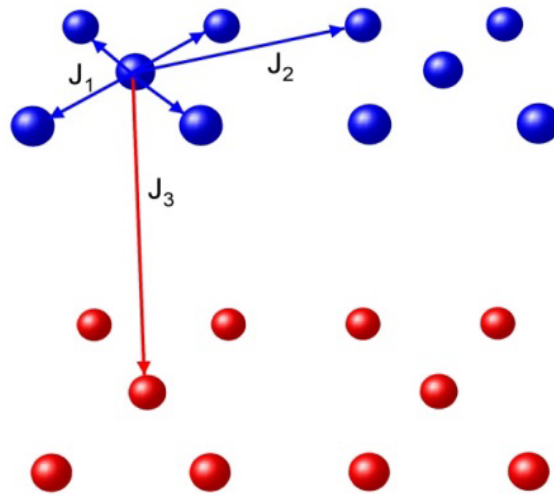


Рис. 1. Иллюстрация модели Поттса на решетке кагоме

На рисунке (рис. 1) представлена модель Поттса с числом состояний спина $q = 4$ на решетке кагоме. Решетка, состоит из двумерных слоев, сложенных по ортогональной оси. Здесь у каждого спина в каждом слое есть четыре ближайших (J_1) и четыре вторых (J_2) соседа. В трехмерном случае добавляются взаимодействия спинов, расположенных в ближайших слоях. В настоящем исследовании взаимодействие вторых соседей не учитывается ($J_2 = 0$), а первых и межслойных соответственно равны $J_1 = 1$ и $J_3 = -1$. Спины, обозначенные кружками одного и того же цвета, имеют одинаковое направление.

Список литературы

- [1] F.Y. Wu // *Rev. Mod. Phys.* 54, 1, 235 (1982)
- [2] M. Nauenberg, D. J. Scalapino // *Phys. Rev. Lett.* 44, 13, 837 (1980).
- [3] N. Schreiber, R. Cohen, S. Haber // *Phys. Rev. E* 97, 3, 032106 (2018).
- [4] F. A. Kassan-Ogly, A. I. Proshkin // *Phys. Solid State* 60, 1090 (2018).

Механизм формирования магнетизма в интерметаллидах Eu с промежуточной валентностью

П. С. Савченко^{1,2}, П. А. Алексеев^{1,2}

¹НИЦ «Курчатовский институт», г. Москва, Россия

²НИЯУ «МИФИ», г. Москва, Россия

E-mail: savch92@gmail.com

Физика сильно коррелированных электронных систем (СКЭС) остается одним из наиболее актуальных направлений современной физики конденсированного состояния. Интерес к ним обусловлен многообразием экзотических фаз — от высокотемпературной сверхпроводимости до нефермижидкостного поведения, — которые часто возникают в окрест-

ности квантовой критической точки, где конкуренция взаимодействий достигает максимума. Особое место в ряду СКЭС занимают соединения на основе европия, демонстрирующие однородную промежуточную валентность. Уникальность таких систем, в частности семейства EuT_2X_2 (где T — 3d/4d металл, X — Si/Ge), заключается в формировании квантово-механически смешанного основного состояния. Оно возникает из-за сильной гибридизации локализованных 4f-электронов с зоной проводимости и конкуренции между магнитной конфигурацией Eu^{2+} ($J = 7/2$) и немагнитным синглетом Eu^{3+} ($J = 0$). Вопреки теоретическим ожиданиям полного подавления магнитных корреляций быстрыми валентными флуктуациями, ключевой особенностью ряда этих систем является аномальное сосуществование дальнего магнитного порядка и устойчивого состояния однородной промежуточной валентности.

Ключевым нерешенным вопросом для систем EuT_2X_2 остается микроскопическая природа этого магнетизма. Экспериментальные данные указывают на то, что при низких температурах в этих системах реализуется немагнитное синглетное основное состояние, отделенное спиновой щелью от возбужденных состояний. Это делает ситуацию схожей с ван-флековскими парамагнетиками или системами типа PrNi , где магнитный порядок возникает не за счет переориентации готовых моментов, а путем поляризации синглетного основного состояния — механизм наведенного магнетизма. Однако для систем с промежуточной валентностью Eu вопрос о динамике такого перехода и устойчивости магнитной фазы остается открытым. Стандартные теоретические модели (например, примесная модель Андерсона) не дают полного описания сосуществования валентных флуктуаций и дальнего магнитного порядка.

В докладе представлены результаты комплексного исследования, ключевым элементом которого стало неупругое рассеяние нейтронов. Использование нейтронной спектроскопии позволило напрямую изучить спиновую динамику и эволюцию магнитных возбуждений при переходе в упорядоченное магнитное состояние. Будет показано, что формирование дальнего магнитного порядка в системах EuT_2X_2 происходит по сценарию наведенного магнетизма.

Список литературы

- [1] P. S. Savchenkov, P. A. Alekseev, Uncommon magnetism in rare-earth intermetallic compounds with strong electronic correlations // *Crystals*. 2023. Т. 13. № 8. С. 1238.
- [2] P. A. Alekseev, V. N. Lazukov, P. S. Savchenkov, Neutron magnetic form factor in studies of f-electron instability // *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*. 2025. Т. 195. № 7. С. 695–711.

Новый хиральный гелимагнетик $\text{Fe}_{0.5}\text{Rh}_{0.5}\text{Si}$

В. А. Сидоров¹, А. В. Цвященко¹, В. Н. Краснорусский¹, А. В. Боков¹,
А. В. Семенов^{1,2}, М. А. Анисимов^{1,2}, Н. М. Щелкачёв³, М. В. Магницкая¹,
З. Н. Волкова^{1,4}, А. В. Богач², А. Н. Азаревич², Д. А. Саламатин¹,
С. В. Демишев^{1,2}, В. В. Бражкин¹

¹ *Институт физики высоких давлений им. Л. Ф. Верещагина РАН,
Троицк, г. Москва, Россия*

² *Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия*

³ *Объединённый институт ядерных исследований, г. Дубна,
Московская область, Россия*

⁴ *Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН,
г. Екатеринбург, Россия*

Однофазное стехиометрическое соединение состава $\text{Fe}_{0.5}\text{Rh}_{0.5}\text{Si}$ (структурный тип FeSi) было получено при высоком давлении и оно является устойчивым и при атмосферном давлении. Были изучены его магнитные, транспортные и термодинамические свойства. Также были проведены вычисления зонной структуры соединения методом функционала плотности (DFT) [1]. Измерения намагниченности показали, что ниже температуры $T_c = 65.6$ К наблюдается гелимагнетизм, причём спонтанный магнитный момент на атом Fe при 2 К равен $0.48 \mu_B$, что меньше, чем момент в парамагнитной области равный $1.4 \mu_B$. Сверхтонкое поле

на ядре Fe было определено методом ЯМР и равно $^{57}h_{loc} = 63$ кЭ, что соответствует $0.49 \mu_B$ на атом Fe. Было установлено, что магнитная энтропия в диапазоне температур 2-140 К соответствует магнитному моменту $1 \mu_B/Fe$. Фазовая диаграмма магнитное поле-температура (H-T) была сконструирована на основе измерений намагниченности $M(H)$ при различных температурах и на ней найдена область ниже T_c , аналогичная области A-фазы, наблюдавшейся ранее на H-T диаграмме $Fe_{0.5}Co_{0.5}Si$. Несмотря на то, что соединение $Fe_{0.5}Rh_{0.5}Si$ является сильно неупорядоченной системой, температурная зависимость его электрического сопротивления имеет металлический характер. Поперечное магнетосопротивление $(\rho(T,H) - \rho(T,H=0))/\rho(T,H=0)$ также было измерено в диапазоне температур 1.7-120 К. Результаты расчётов методом DFT показали, что при 0 К основное состояние ферромагнитное. Было показано, что в зонной структуре $Fe_{0.5}Rh_{0.5}Si$ (B20) для спинов вверх имеется тройное пересечение зон (Вейлевкая особенность) в точке Γ на уровне Ферми, чего нет в зонной структуре $Fe_{0.5}Co_{0.5}Si$. Были рассчитаны из зонной структуры поверхности Ферми для спинов вверх и спинов вниз. Показано, что свойства соединения зависят от метода приготовления и стехиометрического состава. При высоком давлении температура магнитного упорядочения T_c уменьшается со скоростью $dT_c/dP = -9.2$ К/ГПа, что близко к влиянию давления на температур у T_c для синтезированного нами $Fe_{0.5}Co_{0.5}Si$ ($dT_c/dP = -7.8$ К/ГПа). Таким образом, $Fe_{0.5}Rh_{0.5}Si$ является новым членом семейства магнитных хиральных кристаллов со структурой B20.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 25-12-68013 (22-12-00008-п).

Список литературы

- [1] A. V. Tsvyashchenko, V. N. Krasnorussky, A. V. Bokov, V. A. Sidorov, A. V. Semeno, M. A. Anisimov, N. M. Chtchelkatchev, M. V. Magnitskaya, Z. N. Volkova, A. V. Bogach, A. N. Azarevich, D. A. Salamatina, S. V. Demishev, V. V. Brazhkin, Observation of helimagnetism in new chiral crystal of $Fe_{0.5}Rh_{0.5}Si$ // *Journal of Alloys and Compounds* **1054**, 186373 (2026).

Два кроссовера и фазовый переход в цепочечном антиферромагнетике Cs_2CoCl_4

Т. А. Солдатов, А. И. Смирнов

Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН, г. Москва, Россия

E-mail: tim-sold@yandex.ru

Кристалл Cs_2CoCl_4 представляет собой квазиодномерный антиферромагнетик с магнитными ионами Co^{2+} , несущими спин $S = 3/2$, в котором цепочки направлены вдоль оси b . Внутрицепочечный обмен $J = 0.74$ К оказывается на порядок сильнее межцепочечного обменного интеграла J' [1, 2]. Помимо обменного взаимодействия также имеется сильная одноионная анизотропия типа “легкая плоскость” с энергией $D = 7$ К, которая приводит к отщеплению верхнего спинового дублета ионов Co^{2+} от нижнего, что позволяет применить так называемое псевдоспиновое представление при низких температурах. В псевдоспиновом представлении со спином $s=1/2$ обменная часть гамильтониана и g -фактор становятся анизотропными [3]. Как следствие, спиновая система Cs_2CoCl_4 оказывается эквивалентной системе слабо взаимодействующих сильно анизотропных цепочек псевдоспинов $s=1/2$ (так называемых XXZ-цепочек). В данном веществе кристаллографическая ось b лежит в легкой плоскости анизотропии для всех четырех цепочек, пересекающих примитивную ячейку кристалла. Таким образом, кристаллы Cs_2CoCl_4 представляют собой удобный модельный объект для изучения квантовых свойств XXZ-цепочки спинов $s=1/2$ в поперечном магнитном поле при приложении поля $\mathbf{H} \parallel b$.

Квантовая модель антиферромагнитной XXZ-цепочки спинов $s=1/2$ демонстрирует особые коллективные основные состояния и возбуждения. В нулевом поле эта цепочка находится в состоянии квантовой критической спиновой жидкости, в поперечном поле возникает дальний одномерный антиферромагнитный порядок, а в полях прямо перед насыщением она вновь переходит в спин-жидкостное состояние. Оказывается,

что коллективные возбуждения в такой цепочке носят спиновый характер [4]. Некоторые из этих особенностей были обнаружены экспериментально [1, 3, 5].

В нашей работе мы изучили спектры электронного спинового резонанса (ЭСР) в Cs_2CoCl_4 в широком диапазоне частот 25 – 250 ГГц при температурах 0.1–250 К и в магнитных полях $\mathbf{H}\parallel b$ и $\mathbf{H}\parallel a$ (при ориентации $\mathbf{H}\parallel a$ магнитное поле направлено под углом 51.2° к оси анизотропии, см. [3]).

При высоких температурах $T \gg D$, когда все подуровни спина $S = 3/2$ заселены, спиновая система представляет собой набор из несвязанных парамагнитных спинов $S = 3/2$ в кристаллическом поле. Измерения показывают, что полученный спектр полностью соответствует спектру ЭСР одиночного спина $S = 3/2$ с анизотропией типа «легкая плоскость». При понижении температуры верхний дублет ионов Co^{2+} постепенно вымерзает, и мы попадаем в область температур, когда начинает работать псевдоспиновое представление. При этом наблюдается плавная трансформация спектра в одиночную резонансную линию с g -фактором 3.3. Это значение хорошо согласуется с теоретически ожидаемым значением компоненты g -тензора g_b для псевдоспинов $s=1/2$ $g_{1/2}=4(1-3J/2D)$ [4]. При дальнейшем уменьшении температуры возникают внутрицепочечные спин-спиновые корреляции, и мы попадаем в режим взаимодействующих внутрикоррелированных цепочек псевдоспинов $s=1/2$. В спектре ЭСР мы обнаруживаем плавную трансформацию резонансной линии, сопровождающуюся смещением в сторону сильных полей. Как показывает анализ спектров элементарных возбуждений, вычисленных в [4], положение этой моды соответствует нижнему максимуму спектральной плотности изолированной XXZ-цепочки в центре зоны Бриллюэна. Это подтверждает реализацию основного состояния XXZ-цепочек спинов $1/2$. При последующем понижении температуры при переходе через точку Нееля 0.22 К происходит упорядочение спинов в 8-подрешеточную антиферромагнитную структуру [1]. Мы видим, что основная резонансная мода резко сужается и практически не смещается. Кроме того, в спектре ЭСР обнаруживается несколько слабых сателли-

тов, суммарная интенсивность которых мала по сравнению с интенсивностью основного резонанса [6]. Из этого мы заключаем, что спектр возбуждений в Cs_2CoCl_4 в упорядоченной фазе в целом соответствует возбуждениям XXZ-цепочки и лишь слегка модифицирован за счет очень слабого межцепочечного взаимодействия.

Таким образом, мы проследили за всеми превращениями магнитной системы Cs_2CoCl_4 , происходящими при изменении температуры. Наблюдая за трансформациями спектров ЭСР, нам удалось зафиксировать фазовый переход при $T_N=0.22$ К, кроссовер “XXZ-цепочка – псевдоспин-1/2” при $T_{C1}\sim 2$ К и кроссовер «псевдоспин-1/2 – спин-3/2» при $T_{C2}\sim 4$ К. На рис. 1 ниже показана эволюция магнитных состояний в нулевом поле.

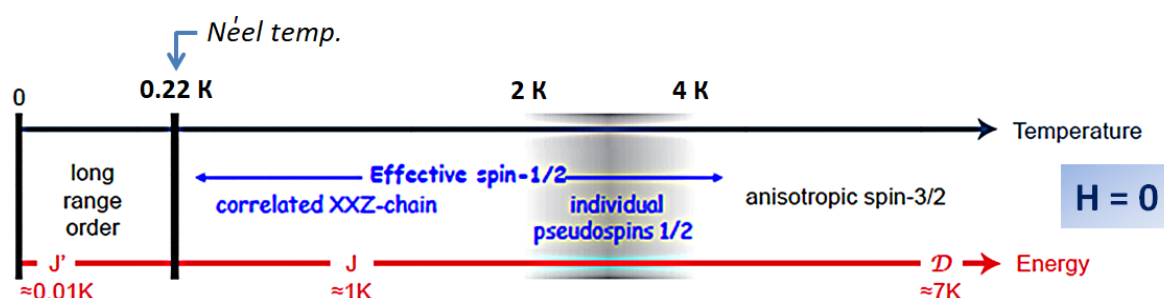


Рис. 1. Эволюция магнитных состояний Cs_2CoCl_4 в нулевом поле

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 22-12-00259-П.

Список литературы

- [1] M. Kenzelmann et al. // *Phys Rev. B* **65**, 144432 (2002).
- [2] H. Yoshizawa et al. // *Phys Rev. B* **28**, 3904 (1983).
- [3] O. Breunig et al. // *Phys. Rev. Lett.* **111**, 187202 (2013).
- [4] P. Laurell et al. // *Phys. Rev. Lett.* **127**, 037201 (2021).
- [5] T. Soldatov et al. // *Appl. Magn. Reson.* **55**, 1137 (2024).
- [6] T. Soldatov et al. // *Phys Rev. B* **112**, 174421 (2025).

Magnetic properties and significant magnetocaloric effect in GdCoC₂

R. Tagirov¹, A. Bogach¹, A. Azarevich¹, A. Semeno^{1,2}, A. Shestakov¹,
S. Demishev^{2,3}, A. Bokov², D. Salamatin², A. Tsvyashchenko²

¹ *Prokhorov General Physics Institute of the RAS, Moscow, Russia*

² *Vereshchagin Institute for High Pressure Physics, RAS, Troitsk, Russia*

³ *HSE University, 101000, Moscow, Russia*

E-mail: robert.tagirov.2013@mail.ru

The system GdCoC₂ (GCC) is a ternary rare-earth dicarbide with an orthorhombic noncentrosymmetric crystal structure (sp. gr. *Amm2*, No. 38). It exhibits two successive zero-field transitions, including ferromagnetic (FM) ordering at Curie point $T_C = 15\text{--}15.6$ K and then commensurate (C)-incommensurate (IC) transition at $T_{C-IC} = 14.0\text{--}14.1$ K [1-3]. Previously GCC was classified as antiferromagnet [3], but latter this conclusion was not confirmed. Recent transport studies [1] allowed detecting a huge amplitude of topological Hall effect ($\rho_{xy}^T \sim 0.23 \mu\Omega \cdot \text{cm}$), which was interpreted as a prove of *A*-phase stabilization in the vicinity of C-IC boundary under low magnetic fields. In this respect the detailed study of magnetic and magnetocaloric (MCE) properties may yield new insight into the mechanisms responsible for the ground state formation in GdCoC₂.

A polycrystalline high quality single-phase sample of GCC was synthesized by melting of initial Gd, Co and C components in a toroid high-pressure cell under both high pressure ($P = 8$ GPa) and temperature ($T = 1500 - 1700$ K) conditions. The sample quality was proved by X-ray diffraction method. Experiment has been performed at temperatures 1.7–350 K, in magnetic fields up to 5 T using MPMS setup.

The results obtained allowed (*i*) separating the contributions from Gd and Co subsystems, since additional ferromagnetic component M_{Co} of a low amplitude was detected in paramagnetic (PM) state of GCC in a huge range of temperatures 40 – 350 K. Corrected magnetic susceptibility obtained after sub-

tracting of M_{Co} obeys Curie-Weiss law with paramagnetic Curie temperature $\Theta_p = 10$ K. (ii) In this work, the critical behavior in PM to FM phases was also investigated using modified Arrott plot technique. The estimated values of critical indexes β and γ are most likely close to those predicted by the 3D Ising model. (iii) For the magnetic field change of 0 – 5 T the maximal values of magnetic entropy change ($|\Delta S_M|$) and relative cooling power (RCP) are 19 J/kg K and 400 J/kg, respectively (Fig. 1). The present results indicate that $GdCoC_2$ is a promising candidate for low temperature magnetic refrigeration.

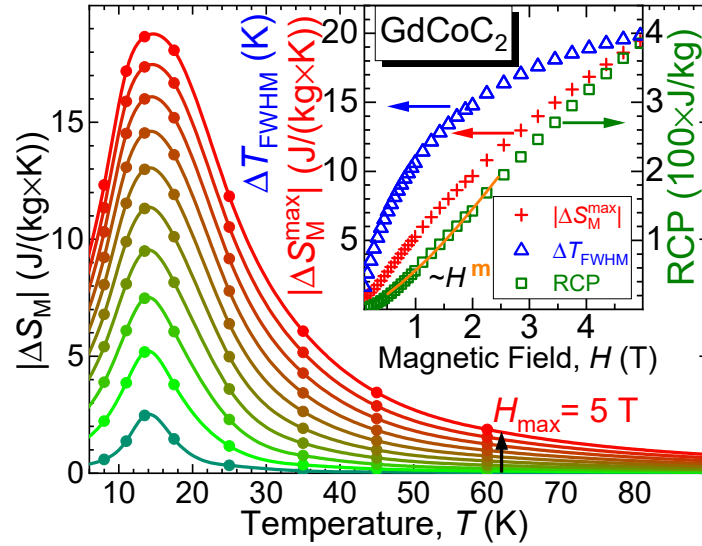


Fig. 1. Temperature-dependent magnetic entropy change $|\Delta S_M|$ for $GdCoC_2$ in various magnetic fields changes. The inset shows field dependences of RCP, ΔT_{FWHM} , and $|\Delta S_M^{max}|$

This work was supported by a grant from the Russian Science Foundation No. 25-12-68013 (22-12-00008- π).

References

- [1] Y. Xu et al. // *Appl. Phys. Lett.* 123, 072402 (2023).
- [2] L. Meng et al. // *RSC Adv.* 6, 74765 (2016).
- [3] S. Matsuo et al. // *J. Magn. Magn. Mat.* 161, 255-264 (1996).

Разрушение тримеронного упорядочения и адиабатизация поляронного хоппинга при переходе Вервея в магнетите

Н. А. Фоминых*, В. В. Стегайлов

*Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия
Московский физико-технический институт (НИУ), г. Долгопрудный, Россия*

**E-mail: fominykh.na@phystech.edu*

Переход Вервея в магнетите Fe_3O_4 привлекает большое внимание уже почти столетие. Претерпевая резкое падение проводимости и структурные искажения из кубической $Fd-3m$ фазы в моноклиническую Cc при температуре около 125 К, магнетит изначально послужив исходным прототипом для концепции фазового перехода металл-изолятор [1], хотя в современных экспериментальных работах переход Вервея характеризуется как переход полупроводник-полупроводник [2,3]. Другой характерной особенностью низкотемпературной фазы магнетита является упорядоченная структура линейных орбитальных молекул $\text{Fe}^{2+}-\text{Fe}^{3+}-\text{Fe}^{2+}$, называемыми тримеронами [4]. Недавние работы указывают как на возможное существование тримеронов в высокотемпературной фазе магнетита, так и на важность процесса разрушения тримеронного упорядочения для понимания механизма перехода Вервея [5,6,7].

Данная работа является развитием подхода в рамках DFT+U, который был использован нами для описания низкотемпературной фазы магнетита, в частности гармонизирующей интерпретацией данных оптической проводимости с сосуществованием зонного и поляронного механизмов [8]. Будут представлены более точные данные по низкотемпературному поляронному транспорту из модели кинетического Монте-Карло на основе всех возможных хоппингов по ближайшим соседям в структуре Cc для электронных и дырочных поляронов. Из чего получена низкотемпературная энергия активации $E_a^{LT} = 0.16$ эВ. Кроме того, в докладе будут представлены данные из квантовой молекулярной динамики в диапазоне температур 25–300 К. Будет показано отсутствие каких-либо

резких изменений зонной структуры на рассмотренном диапазоне температур, но в то же время появление температурно активированного адиабатического хоппинга тримеронов с $T_{\text{hop}} = 150$ К. Напрямую из аррениусовской зависимости получена энергия активации $E_a^{\text{HT}} = 0.06$ эВ. Будет рассмотрена скорость подстройки ионной подсистемы под изменившееся вследствие хоппинга орбитально-зарядовое упорядочение.

Таким образом, в данной работе будет показано, что разрушение тримеронного упорядочения в высокотемпературной фазе магнетита вследствие активного хоппинга тримеронов приводит к адиабатизации поляронного транспорта и падению энергии активации с $E_a^{\text{LT}} = 0.16$ эВ до $E_a^{\text{HT}} = 0.06$ эВ, что хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Список литературы

- [1] N.F. Mott // *Rev. Mod. Phys.* 40, 677 (1968).
- [2] D. Schrupp, M. Sing, M. Tsunekawa, H. Fujiwara, S. Kasai, et al. // *Europhys. Lett.* 70, 789 (2005).
- [3] R. Prozorov, M.A. Tanatar, E.I. Timmons, et al. // *Mat. Res. Bulletin* 167, 112442 (2023).
- [4] M. S. Senn, J. P. Wright, J. P. Attfield // *Nature* 481, 173 (2012).
- [5] A. Bosak, D. Chernyshov, M. Hoesch, P. Piekartz, M. Le Tacon, et al. // *Phys. Rev. X* 4, 011040 (2014).
- [6] G. Perversi, E. Pachoud, J. Cumby, J. M. Hudspeth, J. P. Wright, et al. // *Nat. Comm.* 8, 15929 (2019).
- [7] W. Wang, J. Li, Z. Liang, L. Wu, P. M. Lozano, A. C. Komarek, et al. // *Sci. Adv.* 9, eadf8220 (2023).
- [8] N. A. Fominykh, V. V. Stegailov // *Phys. Rev. B* 111, 115130 (2025).

Деформационный механизм стабилизации дальнего порядка в ферромагнитных поликристаллах

А. А. Фраерман

*Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105,
г. Нижний Новгород, Россия,
E-mail: andr@ipmras.ru*

Ферромагнитные поликристаллы представляют собой широкий класс материалов, имеющих разнообразные применения. Их магнитные свойства зависят от распределения кристаллитов по размерам и ориентациям и могут существенно отличаться от свойств монокристаллов того же химического состава. Сам вопрос о существовании дальнего магнитного порядка в поликристаллах является нетривиальным. Утверждается, что в поликристалле, не имеющем выделенной ориентации в распределении кристаллографических осей кристаллитов, магнитный дальний порядок отсутствует. Намагниченность разрушается статическими флуктуациями в ориентации осей магнитной анизотропии, непосредственно связанных с ориентацией кристаллографических осей в кристаллитах [1, 2]. В обширной литературе, посвященной исследованию магнитных свойств ферромагнитных поликристаллов (см., например, обзор [3]), не обсуждается вопрос о возможности стабилизации дальнего порядка в этих системах за счет далекодействующих магнитных взаимодействий, к которым относятся магнитостатическое и магнитоупругое взаимодействия. Хорошо известен эффект стабилизации дальнего порядка в двумерных ферромагнетиках с вырожденным основным состоянием за счет магнитостатического взаимодействия [4]. Изучался также вопрос о возникновении дальнего порядка в двумерных магнетиках из-за магнитоупругой связи [5]. В докладе мы покажем, что магнитоупругое взаимодействие может стабилизировать дальний порядок в поликристаллах [6].

Работа выполнена при поддержке РФФ, грант №25-22-00126.

Список литературы

- [1] Y. Imry, S.-k. Ma // *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1399 (1975).
- [2] R. Alben, J. J. Becker, M. C. Chi // *J. Appl. Phys.* **49**, 1653 (1978).
<https://doi.org/10.1063/1.324881>
- [3] А. А. Берзин, А. И. Морозов, А. С. Сигов // *Физика твердого тела*, **64**, 3 (2022).
- [4] S. V. Maleev // *Sov. Phys. JETP*, **43**, 1240 (1976).
- [5] В. А. Иванов and E. V. Tartakovskaya // *JETP Lett.*, **63**, 835 (1996).
- [6] А. А. Фраерман // *ЖЭТФ*, том 168, вып. 2 (8), стр. 201–207 (2025).

**Реализация антиферромагнетизма и спинового стекла
в новых металлах кагомэ $Ti_3Mn_3Sn_4Ga$ и $Hf_3Mn_3Sn_4Ga$**

Р. А. Халания¹, К. А. Лысенко¹, Я. А. Шахмухаметова¹, Н. Шуев¹,
А. В. Миронов¹, А. Н. Кульчу¹, А. О. Полевик¹, А. Н. Самарин²,
А. В. Богач^{1,2}, А. В. Шевельков¹

¹ *Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
химический факультет, г. Москва, Россия*

² *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия
E-mail: khalaniya@inorg.chem.msu.ru*

Металлы кагомэ — это интерметаллические фазы, содержащие сетки кагомэ из атомов переходных элементов. Последние исследования таких соединений показали наличие у них нетривиальных магнитных и транспортных свойств, таких как сверхпроводимость, скирмионное упорядочение, высокое магнитосопротивление и нелинейные эффекты Холла [1]. В большой части таких соединений атомы переходных элементов в сетках кагомэ непосредственно взаимодействуют друг с другом [1]. Недавние исследования обнаружили новый вариант каркаса из сеток кагомэ, реализующийся в соединениях $Zr_3Mn_3Sn_4Ga$ и $Zr_3V_3Sn_4Ge$ [2–4]. В данных соединениях сетки расположены друг над другом и формиру-

ют линейные цепочки с коротким расстоянием между атомами переходного элемента (2.7–2.8 Å), тогда как расстояние между цепочками достаточно велико (порядка 4.5–4.6 Å) [2, 3], и атомы переходного элемента внутри слоя кагомэ могут взаимодействовать только через мостиковые атомы Sn. Хотя для $Zr_3V_3Sn_4Ge$ результаты магнитных измерений не были представлены [3], для $Zr_3Mn_3Sn_4Ga$ было обнаружено антиферромагнитное упорядочение с формированием магнитной сверхструктуры вида $(1/3\ 1/3\ 0)$ [4].

В настоящей работе были получены аналоги $Zr_3Mn_3Sn_4Ga$ на основе других элементов 4 группы — $Ti_3Mn_3Sn_4Ga$ и $Hf_3Mn_3Sn_4Ga$ — в виде монокристаллов из расплава олова. Рентгеноструктурный анализ полученных соединений подтвердил их изоструктурность соединению с Zr, при этом наблюдаются заметные отличия в размерах элементарных ячеек и межатомных расстояниях, вызванных различным радиусом элементов 4 группы. Исследование магнитных свойств данных соединений показало заметные отличия от магнитного поведения фазы с Zr. Так, $Ti_3Mn_3Sn_4Ga$ и $Hf_3Mn_3Sn_4Ga$ демонстрируют более высокие температуры магнитного упорядочения порядка 110 К и 150 К, соответственно. При этом в случае $Hf_3Mn_3Sn_4Ga$ наблюдается антиферромагнитное упорядочение в плоскости сеток кагомэ, тогда как в $Ti_3Mn_3Sn_4Ga$ также наблюдается дополнительный нескомпенсированный магнитный момент, направленный перпендикулярно слоям кагомэ. Магнитное поведение последнего демонстрирует некоторые ключевые особенности состояния спинового стекла, в том числе наблюдается зависимость от терромагнитной предыстории образца и сдвиг магнитного гистерезиса при охлаждении в поле.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ, проект № 24-73-00024.

Список литературы

- [1] D. Di Sante, T. Neupert, G. Sangiovanni, R. Thomale, R. Comin, J. G. Checkelsky, I. Zeljkovic, S. D. Wilson // *Rev. Mod. Phys.* 2026 **98**(1), Art. 015002.

- [2] T. Clause, L. V. Diop, N. P. Martin, R. Sibille, T. Mazet // *Acta Crystallogr., Sect. B: Struct. Sci., Cryst. Eng. Mater.* 2022 **78**(6), 817-822.
- [3] D. Parks, K. Niang, Y. Janssen, J. W. Simonson // *Crystals*, 2023 **13**(5), Art. 744.
- [4] J. Park, B. Cho, J. S. Oh, J. Lee, T. Rhee, D. Lu, M. Hashimoto, J. Kim and K. Park // *Scr. Mater.* 2025 **264**, Art. 116701.

Парадоксальное поведение магнитной анизотропии в кубических гелимагнетиках MnSi и Cu_2OSeO_3

В. А. Чижиков

*Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова
НИЦ «Курчатовский институт», г. Москва, Россия*

МИРЭА — Российский технологический университет, г. Москва, Россия

Неоднородные магнитные структуры, возникающие в кубических магнетиках без центра инверсии, таких как MnSi и Cu_2OSeO_3 , могут быть описаны в рамках феноменологической теории Гинзбурга–Ландау с плотностью энергии [1, 2]

$$\varepsilon = \frac{1}{2} J \frac{\partial \mu_\alpha}{\partial x_\beta} \frac{\partial \mu_\alpha}{\partial x_\beta} + \mathcal{D} \boldsymbol{\mu} \operatorname{rot} \boldsymbol{\mu} - M \mathbf{H} \boldsymbol{\mu},$$

где $M \boldsymbol{\mu}(\mathbf{r})$ — поле намагниченности ($|\boldsymbol{\mu}| = 1$), J — его жёсткость, \mathcal{D} — определяющая закрутку поля константа Дзялошинского–Мории. Наблюдаемые в эксперименте магнитные структуры показаны на фазовой диаграмме (рис. 1).

При температурах значительно ниже T_C наблюдают три фазы: *геликоидальную*, *коническую* и *поляризованную*, — переходы между которыми происходят под действием магнитного поля. Структура этих фаз описывается магнитными коническими спиралями

$$\boldsymbol{\mu} = \sin \theta (\mathbf{e}_1 \cos[\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}] + \mathbf{e}_2 \sin[\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}]) + \cos \theta \mathbf{e}_3$$

с волновым вектором $\mathbf{k} = (D/J)\mathbf{e}_3$ и углом θ , зависящим от величины магнитного поля (при $H > H_{c2}$ угол $\theta = 0$ и коническая спираль вырожд-

дается в однородное поле намагниченности – поляризованная фаза). Основное отличие конической фазы от геликоидальной – направление оси спирали \mathbf{e}_3 . В конической фазе спирали выстраиваются вдоль магнитного поля, $\mathbf{e}_3 \parallel \mathbf{H}$. Геликоидальная фаза разбивается на домены, в которых спирали выстраиваются вдоль выделенных кристаллографических направлений. Для описания этого явления в рамках феноменологической теории необходимо учесть плотность энергии магнитной кубической анизотропии

$$\mathcal{E}_a = \alpha(\mu_x^4 + \mu_y^4 + \mu_z^4).$$

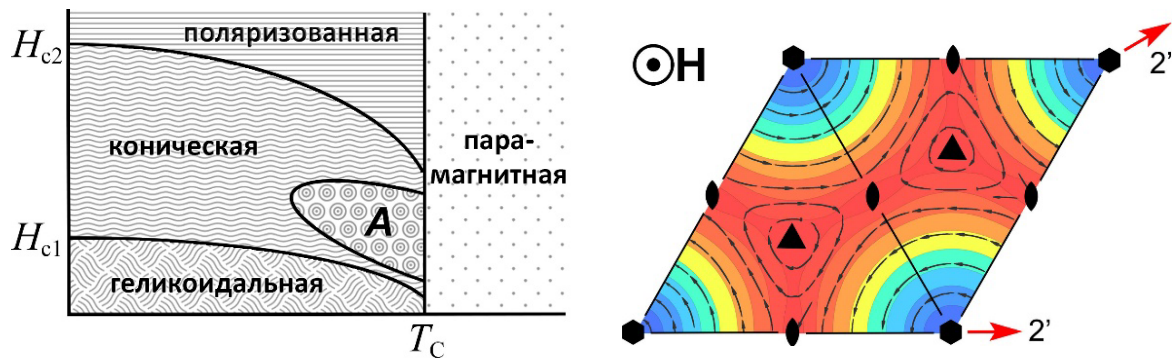


Рис. 1. Слева: фазовая H - T -диаграмма кубического гелимагнетика. Вблизи температуры Кюри находится область существования скирмионной фазы A с двойной закруткой. Справа: элементарная ячейка фазы A с элементами симметрии (слоевая магнитная группа $pb2'2'$). Цветовой градиент – проекция намагниченности на направление магнитного поля: красный – по полю, синий – против поля. Стрелки – проекция поля намагниченности на плоскость

Выстраивание магнитной структуры (лёгкая ось) будет определяться усреднённой по объёму величиной $\langle \mathcal{E}_a \rangle$. Коэффициент α можно оценить как $|\alpha| \sim (D^2/J)(H_{c1}/H_{c2})^2$. При $\alpha > 0$ геликоиды выстраиваются вдоль осей $\langle 111 \rangle$ кристалла (MnSi), при $\alpha < 0$ оси геликоидов параллельны направлениям $\langle 100 \rangle$ (Cu_2OSeO_3). Заметим, что в геликоидальной фазе внешнее магнитное поле может быть приложено под углом к оси спирали. В этом случае у геликоида возникают эллиптические искажения.

Другое проявление магнитной анизотропии связано с устойчивостью фазы A при разных направлениях магнитного поля. A -фаза возникает в гелимагнетиках вблизи температуры перехода из парамагнитной в

упорядоченную фазу при средних значениях магнитного поля ($H \sim 0.41H_{c2}$) [3-7]. Стабилизированные полем линейные топологические дефекты (*скирмионы*) выстраиваются вдоль магнитного поля, образуя треугольную решётку; в центре скирмионов намагниченность направлена против поля. Дополнительный выигрыш в энергии возникает благодаря двойной закрутке поля намагниченности.

Для установления зависимости устойчивости фазы A от направления магнитного поля необходимо сравнить её энергию анизотропии с энергией анизотропии конической фазы при той же величине поля. Вычисления, проведённые в [8], показали, что фаза A должна быть наиболее устойчива, если магнитное поле приложено в том же направлении, вдоль которого выстраиваются магнитные спирали в геликоидальной фазе: $\langle 111 \rangle$ при $\alpha > 0$ и $\langle 100 \rangle$ при $\alpha < 0$ (рис. 2).

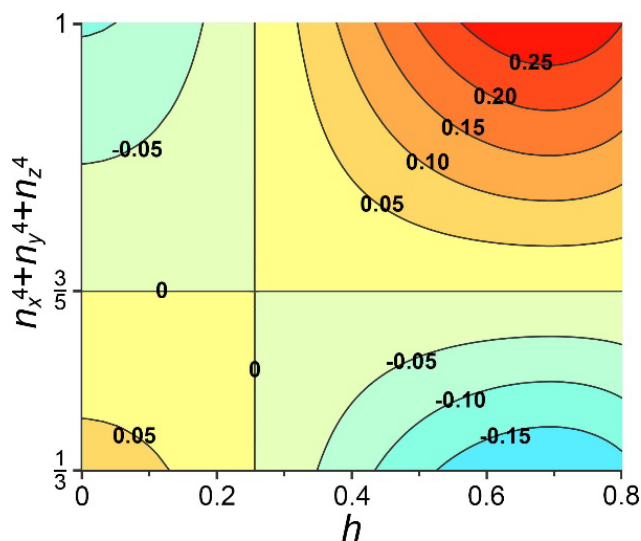


Рис. 2. Разность энергий анизотропии фазы A и конической фазы в зависимости от направления \mathbf{n} и величины $h = H/H_{c2}$ магнитного поля (результаты расчётов [8]). Коэффициент $\alpha > 0$. В области существования фазы A (правая часть диаграммы) анизотропия делает фазу A более устойчивой при $\mathbf{n} \parallel \langle 111 \rangle$ и менее устойчивой при $\mathbf{n} \parallel \langle 100 \rangle$ (наоборот при отрицательном значении α)

Экспериментальные данные показывают прямо противоположное. Так, для кристалла MnSi A -фаза оказывается наиболее устойчивой, если магнитное поле приложено вдоль направлений $\langle 100 \rangle$ кристалла [4,5], а для Cu_2OSeO_3 A -фаза более устойчива при поле направленном вдоль осей

$\langle 111 \rangle$ [6]. Таким образом, вопрос о происхождении магнитной анизотропии в кубических гелимагнетиках MnSi и Cu₂OSeO₃ остаётся не до конца прояснённым.

Список литературы

- [1] P. Bak, M.H. Jensen // *J. Phys. C: Solid State Phys.* **13**, L881 (1980).
- [2] O. Nakanishi, A. Yanase et al. // *Solid State Commun.* **35**, 995 (1980).
- [3] S. V. Grigoriev, S. V. Maleyev, A. I. Okorokov et al. // *Phys. Rev. B* **74**, 214414 (2006).
- [4] D. Lamago, R. Georgii, C. Pfleiderer, and P. Böni // *Physica B* **385–386**, 385 (2006).
- [5] A. Bauer and C. Pfleiderer // *Phys. Rev. B* **85**, 214418 (2012).
- [6] T. Adams, A. Chacon, M. Wagner et al. // *Phys. Rev. Lett.* **108**, 237204 (2012).
- [7] S. Seki, X. Z. Yu, S. Ishiwata, and Y. Tokura // *Science* **336**, 198 (2012).
- [8] В. А. Чижиков // *ЖЭТФ* **159**, 656 (2021).

Phase transition in Co₈₃Fe₇C₁Si₇B₂ and Fe₄₅Co₃₀Si₁₀B₁₅ micro-wires of different sizes in the temperature dependence of the ESR spectrum

A. V. Shestakov^{1,*}, I. I. Fazlizhanov², R. M. Eremina², V. V. Rodionova³,
V. G. Kolesnikova³

¹ *Prokhorov General Physics Institute of the RAS, Moscow, Russia*

² *Zavoisky Physical-Technical Institute, FRC KazSC of RAS, Kazan, Russia*

³ *Immanuel Kant Baltic Federal University, Kaliningrad, Russia*

*E-mail: alekseivshestakov@gmail.com

Thin ferromagnetic metallic glass-coated microwire of compositions Co₈₃Fe₇C₁Si₇B₂ ($d/D = 38/41 \mu\text{m}$) and Fe₄₅Co₃₀Si₁₀B₁₅ ($d/D = 19.1/26.2$ and

16.8/23.2 μm) was produced by the Taylor-Ulitovsky method under water or air cooling. They demonstrated various types of magnetization reversal behaviors, including bistable, stepwise, and S shape with a highly enhanced coercivity [1]. It was found that a system of Co-based microwires with nearly zero magnetostriction coefficient exhibits a step-like hysteresis loop [2]. The hysteresis loops of magnetostrictive microwires show strong sensitivity to the d/D ratio [3]. The influence of post-processing conditions on the magnetic properties of amorphous and nanocrystalline microwires is carefully analyzed, with special attention paid to the influence of magnetoelastic, induced and magnetocrystalline anisotropies on the hysteresis loops of Fe-, Ni- and Co-rich microwires [4]. The influence of sample geometry (ρ -ratio) on the magnetic anisotropy field is demonstrated in the work [5].

Using the EPR equipment (Varian-12, X-band 9.48 GHz), first derivative of microwave absorption spectra was obtained at temperatures from 290 to ~ 700 K and in magnetic fields up to 10 kOe (insert of Fig. 1a for $\text{Fe}_{45}\text{Co}_{30}\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$ $d/D=16.8/23.2$). The EPR spectrum of microwires has a typical appearance for the EPR spectrum of powder. The microwire was located vertically in the central part of the cylindrical resonator (TE_{102}), i.e. along the magnetic component of microwaves.

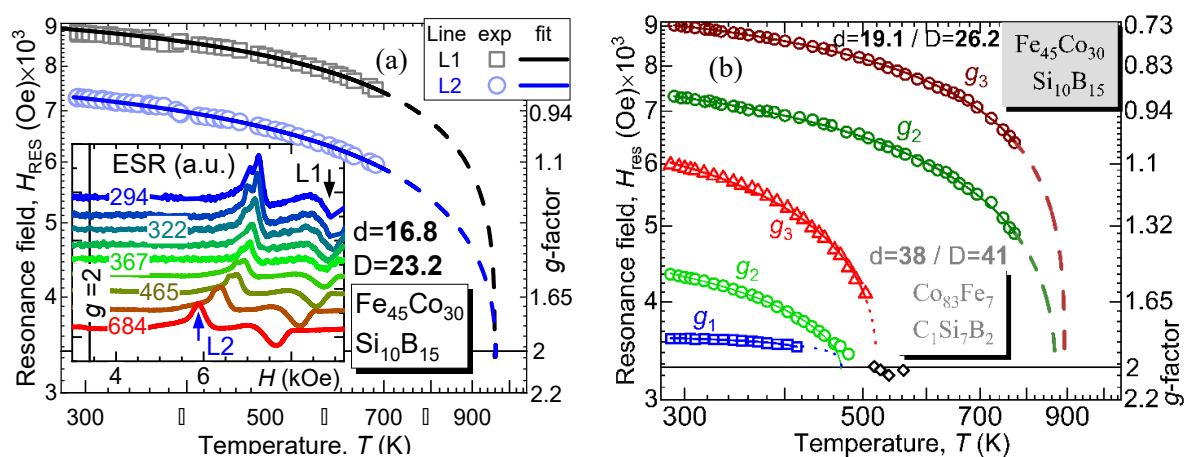


Fig. 1. (a) Insert: Temperature evolution of the ESR spectra; temperature dependence of the g -tensor components (a) for $\text{Fe}_{45}\text{Co}_{30}\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$ ($d/D=16.8/23.2$ μm) (b) for $\text{Co}_{83}\text{Fe}_7\text{C}_1\text{Si}_7\text{B}_2$ ($d/D=38/41$ μm) and $\text{Fe}_{45}\text{Co}_{30}\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$ ($d/D=19.1/26.2$ μm)

Three lines are observed in the spectrum of the microwire (Fig. 1b) associated with the components of the g -tensor (g_x, g_y, g_z) of ferrimagnetic resonance. At temperatures above 510 K, the three lines of $\text{Co}_{83}\text{Fe}_7\text{C}_1\text{Si}_7\text{B}_2$ merge into a single line, and the sample changes from ferromagnetic to paramagnetic (Fig. 1b). By extrapolation with a similar dependence, the phase transition temperature of the $\text{Fe}_{45}\text{Co}_{30}\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$ microwire was approximately estimated to be in the region of about $870 \div 890$ K for $d/D=19.1/26.2$ (Fig. 1b) and about 960 K for $d/D=16.8/23.2$ (Fig. 1a). The data are collected in Table 1.

Table 1. Phase transition temperatures for microwires of different compositions and ratios of internal and external diameters

Compound	d/D	$\rho = d/D$	T (K)
$\text{Co}_{83}\text{Fe}_7\text{C}_1\text{Si}_7\text{B}_2$	38.0/41.0	0,927	~ 510
$\text{Fe}_{45}\text{Co}_{30}\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$	19.1/26.2	0,729	~ 880
$\text{Fe}_{45}\text{Co}_{30}\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$	16.8/23.2	0,724	~ 960

References

- [1] V. V. Rodionova, I. A. Baraban, L. V. Panina et al. // *IEEE Trans.of Magn.* **99**, 1-6 (2018).
- [2] V. V. Rodionova, K. Chichay, V. Zhukova et al. // *J. Supercond Nov Magn.* **28**, 977-981 (2014).
- [3] A. Zhukov, M. Ipatov, V. Zhukova, Abstarct II-Moscow Readings (MISIS), 62 (2011).
- [4] V. Zhukova, P. Corte-Leon, L. González-Legarreta, et al. // *Opt. of Magn. Properties of Magn. Microwires by Post-Processing* **8**, 1006 (2020).
- [5] V. Zhukova, M. Ipatov, A. Zhukov // *Sensors*, **9**, 9216-9240 (2009).

СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ. СВЕРХТЕКУЧЕСТЬ

Сверхпроводимость в легированных полупроводниках с резонансными отрицательными U-центрами

С. Н. Бурмистров, Л. Б. Дубовский

НИИЦ «Курчатовский институт», г. Москва, Россия

Мы изучаем влияние легирования полупроводника резонансными отрицательными U-центрами [1] на температуру сверхпроводящего перехода. Притяжение электронов в U-центрах ведет к повышению температуры перехода. Напротив, резонансное рассеяние электронов проводимости наряду с их гибридизацией в U-центрах приводит к снижению температуры перехода. Наибольшее влияние на температуру сверхпроводящего перехода имеет место, когда ширина резонанса порядка энергии уровня в U-центре. При отсутствии электрон-фононной связи и при достаточно низкой концентрации U-центров сверхпроводящий переход полностью отсутствует несмотря на наличие притяжения между электронами в U-центрах.

Список литературы

- [1] P. W. Anderson // *Phys. Rev. Lett.*, 34, 953 (1975).

**Ферромагнитно-сверхпроводящие слоистые
квазикристаллы Фибоначчи: нейтронно-оптическое
моделирование и перспективы исследования сильно
коррелированных состояний**

В. Д. Жакетов^{1,2,3}, Е.Д. Колупаев², Заки А. Заки^{2,4}, Д. А. Татарский⁵,
Р. Н. Садрадзе⁶

¹ *Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный, Россия*

² *Объединённый институт ядерных исследований, г. Дубна, Россия*

³ *Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»,
г. Москва, Россия*

⁴ *Beni-Suef University, Beni-Suef 62521, Egypt*

⁵ *Национальный исследовательский Нижегородский государственный универ-
ситет им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия*

⁶ *Государственный университет «Дубна», г. Дубна, Россия*

Квазикристаллы обладают дальним порядком без трансляционной инвариантности, что приводит к нетривиальным электронным свойствам, включая фрактальную сверхпроводимость [1] и возможность сосуществования сверхпроводящего и магнитного параметров порядка [2–4]. В работе предложена концепция создания искусственных слоистых квазикристаллов на основе чередующихся сверхпроводящих и ферромагнитных слоёв, структурированных по правилу последовательности Фибоначчи. Такие гетероструктуры являются оптимальными объектами для изучения методом рефлектометрии поляризованных нейтронов, чувствительным как к ядерной, так и к магнитной плотности длины рассеяния. Проведено нейтронно-оптическое моделирование для последовательностей Фибоначчи порядка от F_6 до F_{12} . Показано, что начиная с F_{10} коэффициент отражения нейтронов перестаёт существенно изменяться, что указывает на формирование стабильной квазипериодической структуры. В спектрах отражения наблюдаются чёткие «квази-брэгговские» пики, обусловленные скрытым дальним порядком, в отличие от неупорядочен-

ных систем. Обнаружено, что квазипериодическая структура может при определённых условиях поглощать больше нейтронов, чем периодический аналог. Моделирование устойчивости показало нечувствительность квази-брэгговских пиков к пропускам слоёв и ошибкам толщины, что важно для экспериментальной реализации. Особый интерес представляет низкотемпературная фаза ($T < 1$ К), где ожидается конкуренция и возможное сосуществование сверхпроводимости и ферромагнетизма в условиях отсутствия трансляционной инвариантности. Квазипериодичность может приводить к пространственной модуляции параметра порядка, что будет отражаться на форме и интенсивности нейтронных пиков, регистрируемых в поляризованной рефлектометрии. Полученные результаты закладывают основу для экспериментального поиска фрактальной сверхпроводимости и дальнего магнитного порядка в квазипериодических системах, а также для изучения квантовых критических явлений в сильно коррелированных слоистых наногетероструктурах.

Список литературы

- [1] K. Kamiya, T. Takeuchi, N. Kabeya et al. // *Nature Communications*, 2018, vol. 9, p. 154.
- [2] V. D. Zhaketov, Yu. V. Nikitenko, Yu. N. Khaydukov et al. // *Physics of the Solid State*, 2023, vol. 65, no. 7, p. 1123.
- [3] Yu. N. Khaydukov, E. A. Kravtsov, V. D. Zhaketov et al. // *Physical Review B*, 2019, vol. 99, p. 140503(R).
- [4] В. Л. Аксёнов, В. Д. Жакетов, Ю. В. Никитенко и др. // *ЭЧАЯ*, 2023, т. 54, вып. 4, с. 898.

**Влияние СВЧ излучения на вольт-амперные
характеристики допированных углеродных материалов
с внутренними механическими напряжениями при
нормальном внешнем давлении и комнатной температуре**

А. Н. Ионов

*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН,
г. Санкт-Петербург, Россия*

В работе [1] сообщалось о наблюдении вольт-амперных характеристик (ВАХ) джозефсоновского вида, которые, как известно характерны для всех сверхпроводящих материалов, в композитах полистирол/углерод, после их контакта с ароматическим соединением толуолом. Хлопья углерода были связаны ковалентной связью с макромолекулами полистирола. Исследования композитов с помощью электронного микроскопа показало [2], что поверхность углерода в гибридном материале очень неровная из-за сильного искажения кристаллической решетки, что дает основание полагать существование флуктуирующих механических напряжений, которые, согласно многочисленным теоретическим работам, могут трансформировать плотность состояний в так называемые плоские зоны, аналогичные уровням Ландау [3–5]. Однако создание только одних механических напряжений в углеродных хлопьях является необходимым, но недостаточным условием для наблюдения джозефсоновских вольт-амперных характеристик при комнатной температуре и нормальном давлении. Необходимо еще их допирование, например алканами [6], что согласуется с результатами экспериментов Y. Kawashima [7] или ароматическими соединениями, которые не испаряются из углеродного материала, а образуют с ним стойкое соединение [1, 8]. В настоящей работе исследовано влияние СВЧ поля с частотой 9,3 ГГц мощностью 100 мВт на ВАХ хлопьев высокоориентированного поликристаллического графита (HOPG) и на пленки графена (фирма Русграфен, Россия) толщиной < 1 нм с размером зерен > 20 микрон высаженные на медные под-

ложки толщиной 25 микрон. Хлопья HOPG имели линейные размеры 0.3–0.9 мм, толщину около 0.01 мм и, что особенно важно, обладали криволинейной поверхностью, что свидетельствовало о наличии в них флуктуирующего деформационного поля. Здесь необходимо подчеркнуть, что при уменьшении размеров HOPG (в нашем случае это несколько десятков микрон.), внутренние механические напряжения исчезают и ВАХ становится омической. Хлопья HOPG были плотно упакованы в трубке из поливинилхлоридного пластика с внутренним диаметром 1.0 мм. Поверхности графена на медных подложках после технологического процесса их совместного охлаждения от 800–1000 °С, имели сильные шероховатости по высоте (~100 нм и более), которые были связаны с нарушениями кристаллической решетки графена, что создавало в них механические напряжения. Измерения ВАХ проводились 4-х зондовым методом при комнатной и азотной температурах. Падение напряжения между зондами (S) измерялось с точностью до 10 нВ вольтметром В2-36. Без контакта с ароматическими соединениями у хлопьев HOPG и графена наблюдались только омические ВАХ. После выдержки (24 часа) хлопьев HOPG в бензоле и графена в толуоле ВАХ становились джозефсоновского вида (рис. 1, 2). При этом критический ток I_c возрастал с понижением температуры (рис. 1). Здесь необходимо подчеркнуть, что на графен без дефектов (специально высаженный на гладкие поверхности Si или кварц) контакт с ароматическими соединениями не влиял на ВАХ. У таких образцов ВАХ подчинялась закону Ома. В нашем случае, где без СВЧ поля у образцов HOPG и графена наблюдались ВАХ джозефсоновского вида, в СВЧ поле (F_{on}) наблюдались только омические ВАХ (рис. 1, 2). Такое поведение может быть связано с подавлением СВЧ полем слабых сверхпроводящих связей между хлопьями HOPG и между зернами графена.

На основании изучения поведения (i) намагниченности, которая демонстрирует сверхпроводимость второго рода [2], (ii) ВАХ джозефсоновского типа, которая обратимо зависит от температуры и магнитного поля [1,9], (iii) а также результатов настоящей работы можно сделать вывод, что эффект комнатной сверхпроводимости в хлопьях HOPG и гра-

фене обусловлен выполнением следующих условий: (1) наличия флуктуирующего деформационного поля, которое приводит к радикальной перестройки его плотности состояний на уровне Ферми [3–5]; (2) последующего допирования носителями тока при их контакте с ароматическими растворителями [8].

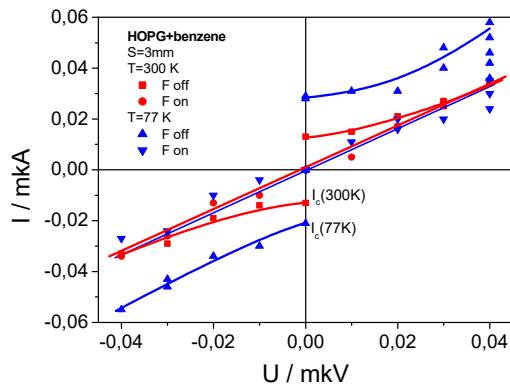


Рис. 1

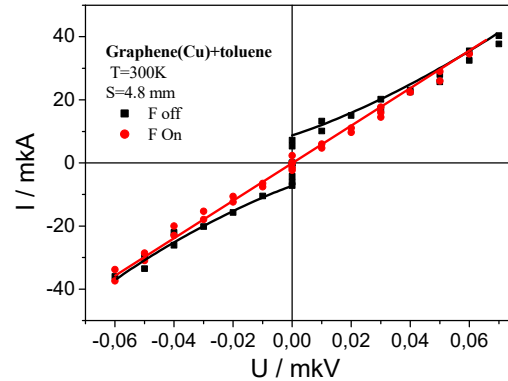


Рис. 2

Список литературы

- [1] A. N. Ionov // *J. Low. Temp. Phys.*, 185, 515 (2016).
- [2] A. N. Ionov, M. P. Volkov, M. N. Nikolaeva et al. // *Nanomaterials*, 11, 403 (2021).
- [3] M. A. H. Vozmediano, M. I. Katsnelson, F. Guinea // *Phys. Rep.*, 496, 109 (2010).
- [4] B. Uchoa, Y. Barlas // *Phys. Rev. Lett.*, 111, 046604 (2013).
- [5] G. E. Volovik // *JETP Lett.* 107, 516 (2018).
- [6] А. Н. Ионов, А. Н. Бугров. XXII Конференция «Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления»: сб. тезисов. М., 2025. С. 75.
- [7] Y. Kawashima // *AIP Adv.* 3, 052132-7 (2013).
- [8] Jing Zhan, Zhendong Lei, and Yong Zhang // *Chem.* 8, 947 (2022).
- [9] А. Н. Ионов, А. В. Анкудинов, М. Н. Николаева, А. Н. Бугров // *Письма в ЖЭТФ*, 50, 11 (2024).

Транспорт носителей тока в гетероструктурах купратный сверхпроводник – иридат стронция – ниобий

Ю. В. Кислинский^{1*}, Н. В. Дубицкий¹, К. И. Константибян¹,
И. Е. Москаль¹, К. Е. Нагорных¹, А. М. Петржик¹, А. В. Шадрин^{1,2},
Г. А. Овсянников¹

¹ ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, г. Москва, Россия

² МФТИ, г. Долгопрудный, Московская область, Россия

*E-mail: yulii@hitech.cplire.ru

Нами изготовлены гетероструктуры $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7/\text{SrIrO}_3/\text{Au-Nb}$ — переходы сверхпроводник – нормальный металл – сверхпроводник. В качестве электродов использованы тонкие пленки высокотемпературного купратного сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ и металлического сверхпроводника — Nb. Для материала барьеров выбран иридат стронция SrIrO_3 — полуметалл с удельным сопротивлением $\rho \approx 1 \text{ m}\Omega \text{ cm}$ [1]. Эпитаксиально и без разрыва вакуума напылены: нижний электрод $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ и прослойка из SrIrO_3 с толщиной t . Выполнена фотолитография переходов с площадями $A = L^2$ от 10×10 до $50 \times 50 \text{ }\mu\text{m}^2$ [2]. Разрез гетероструктуры показан на рис. 1. Измерения вольтамперных характеристик структур проводились по четырехточечной схеме, при температурах ниже сверхпроводящих переходов электродов. Нормальные сопротивления гетероструктур R_N порядка $0.001 \text{ }\Omega$ измерялись с точностью около $10^{-4} \text{ }\Omega$, критические токи гетероструктур I_C — с точностью около $1 \text{ }\mu\text{A}$.

Зависимости критического тока I_C от магнитного поля H гетероструктур показаны на рис. 2. Подавалось поле $+20 \text{ G}$ и изменялось до -20 G (сплошная кривая), затем поле сканировалось от -20 до $+20 \text{ G}$ (пунктир). Сдвиг кривых по полю, $2 \div 3 \text{ G}$, подобен сдвигу кривых $I_C(H)$ в переходах сверхпроводник – ферромагнетик – сверхпроводник. График $I_C(H)$ близок к фраунгоферовой зависимости: $I_C(H) = I_{C0} \cdot \text{mod}[\sin(cH)/(cH)]$, где c — константа. Фраунгоферовы зависимости типичны для однородных распределений плотности тока Джозефсона по площади перехода.

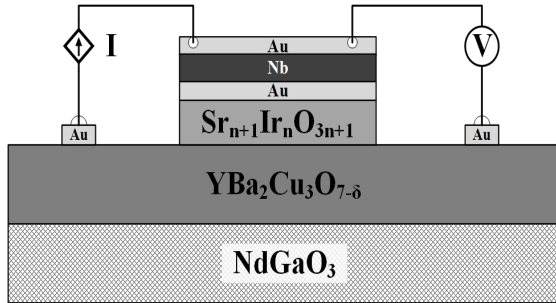


Рис. 1. Разрез гетероструктуры $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7/\text{SrIrO}_3/\text{Au-Nb}$ и схема измерений напряжений и токов через нее. Толщины слоев: $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ — $t = 60$ nm, SrIrO_3 — $t = 13 \div 23$ nm, Au1 — $t = 10$ nm, Nb — $t = 200$ nm; контактные площадки из Au2 — $t = 300$ nm

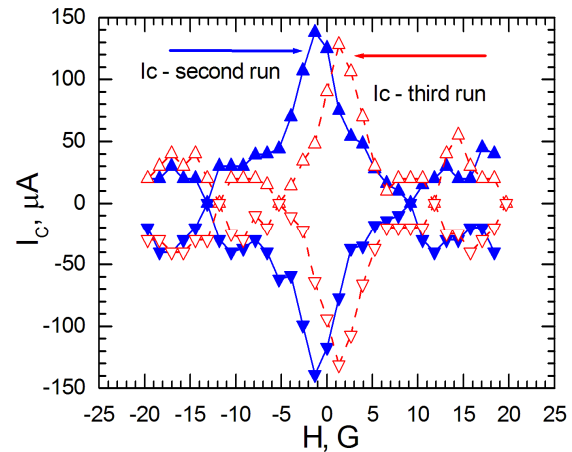


Рис. 2. Зависимость $I_C(H)$ для структуры с $t = 13$ nm, $A = 2500 \mu\text{m}^2$. Зависимость $I_C(H)$ при изменении поля от +20 до -20 G показана закрытыми символами и сплошной линией. Измеренная после нее кривая $I_C(H)$ при сканировании поля от -20 до +20 G — пунктир и светлые символы

Параметры гетероструктур $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7/\text{SrIrO}_3/\text{Au-Nb}$ приведены в таблице 1.

№	t , nm	A , μm^2	I_C , μA	$I_C R_N$, μV	$R_N A$, Ωcm^2	W , nm	$R_C A$, Ωcm^2
1	13	2500	138	0.18	$3.3 \cdot 10^{-8}$	0.3	$7 \cdot 10^{-8}$
2	13	1600	60	0.30	$8.0 \cdot 10^{-8}$		
3	13	100	$3 \div 4$	0.15	$4.1 \cdot 10^{-8}$		
4	22	2500	—	—	$1.1 \cdot 10^{-7}$		
5	22	1600	—	—	$1.0 \cdot 10^{-7}$		
6	22	100	—	—	$2.1 \cdot 10^{-7}$		

Нормальные сопротивления единицы площади гетероструктур можно оценить по модели барьера Шоттки [3]. В нашей модели полупроводник p^+ типа — $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ соединен с полупроводником p^+ ти-

па — SrIrO₃ омическим контактом, а на интерфейсе SrIrO₃/Au возникает барьер Шоттки. Формула контактного сопротивления единицы площади барьера Шоттки — R_{cA} , при преобладании туннельного тока, согласно [3, 4]:

$$R_{cA} = \frac{k}{\pi e A T} \cdot \sin(\pi k T c_1) \cdot \exp\left(\frac{\varphi}{E_{00}}\right),$$

$$c_1 = (2E_{00})^{-1} \cdot \ln\left(\frac{4\varphi}{E_V - E_F}\right).$$
(1)

Масштаб экспоненты $E_{00} = \frac{\hbar}{4\pi} \cdot \left(\frac{N}{\varepsilon\varepsilon_0 \cdot m_e}\right)^{1/2}$, высота барьера

$$\varphi = A_{YBCO} - A_{Au}.$$
(1)

$A = 120 \text{ A/ (cm}^2\text{K}^2)$ — константа Ричардсона, k — константа Больцмана, e и m_e — заряд и масса электрона, $T = 4 \text{ K}$. Концентрация носителей в SrIrO₃ — $N \approx 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ [5]. $E_V - E_F = 0.1 \text{ eV}$ — разность потолка валентной зоны и уровня Ферми в YBa₂Cu₃O₇ [4]. Диэлектрическая проницаемость SrIrO₃ приравнена к величине для YBa₂Cu₃O₇: $\varepsilon = 25$ [6]. Работа выхода из YBa₂Cu₃O₇ — $A_{YBCO} = 5.5 \text{ eV}$ [7], для золота — $A_{Au} = 5.1 \text{ eV}$, тогда высота барьера $\varphi = 0.4 \text{ eV}$. Из соотношения (2) масштаб экспоненциального роста сопротивления равен: $E_{00} \approx 0.12 \text{ eV}$. Расчет по формулам (1) и (2) дает сопротивление единицы площади барьера Шоттки в гетероструктуре — $R_{cA} \approx 7.0 \cdot 10^{-8} \text{ }\Omega\text{cm}^2$.

Расчетная ширина барьера при концентрации $N_{SrIrO} \approx 10^{21} \text{ cm}^{-3}$: $W = [(2\varepsilon\varepsilon_0 \varphi) / (eN)]^{1/2} \approx 0.3 \text{ nm}$. Барьер возникает из-за обеднения носителями иридата на границе SrIrO₃/Au. Обеднение носителями в иридите должно возникать согласно [3] между вырожденным полупроводником p⁺ — SrIrO₃ и металлом n⁺ — Au, при условиях: работа выхода из иридата больше работы выхода из золота, концентрация дырок в иридите меньше концентрации электронов в золоте.

Модель барьера Шоттки не учитывает сверхпроводящего транспорта носителей. При толщине прослойки иридата в 13 nm через структуры протекали токи Джозефсона с плотностями $3 \div 5 \text{ A/cm}^2$. Произведения $I_C R_N = 0.15 \div 0.3 \text{ }\mu\text{V}$ в данных структурах на два порядка меньше,

чем I_{CR_N} для структур: $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ / диэлектрический иридат стронция/ $Au-Nb$ [8]. Напряжения I_{CR_N} в данной модели не рассчитывались.

Работа выполнена по Государственному заданию ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН.

Список литературы

- [1] A. Bisvas, Y. H. Jeong et al. // *Current Applied Physics*, V. 17, p. 605 (2017).
- [2] A. M. Perzhik, K. Y. Constantinian et al // *Physical Rev. B*, V. 100, p. 024501 (2019).
- [3] С. Зи // Физика полупроводниковых приборов. М., Мир, (1984).
- [4] M. van Zalk, A. Brinkman et al // *Physical Rev. B*, V. 82, p. 134513 (2010).
- [5] Yu. V. Kislinskii, G. A. Ovsyannikov et al. // *Phys. of the Sol. State*, V. 57, p. 2519 (2015).
- [6] J. Manhart // *Superconducting Sci. Technol.*, V. 9, pp. 49 – 67, (1996).
- [7] S. Yunoki, A. Moreo, E. Dagotto et al. // *Physical Rev. B*, V. 76, p. 064532 (2007).
- [8] Y. V. Kislinskii, K. Y. Constantinian et al. // *Russian Microelectronics*, 52, p. S53 (2023).

Прямое доказательство однощелевой сверхпроводимости ферроселенидов с изовалентным замещением

Т. Е. Кузьмичева^{1*}, С. А. Кузьмичев^{2,1}, А. Д. Ильина^{2,3},
И. А. Никитченков^{1,2}, Е. О. Рахманов^{3,1}, А. И. Шилов¹, И. В. Морозов³

¹ Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия

² Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия,

³ Химический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия

*E-mail: kuzmichevate@lebedev.ru

Ферроселениды $A_xFe_{2-y}Se_2$ семейства 122-Se обладают рядом уникальных свойств, нехарактерных для большинства железосодержащих сверхпроводников, и вызывают неподдельный фундаментальный инте-

рес. Однако из-за быстрой деградации на открытом воздухе из-за присутствия щелочного металла это семейство до сих пор остается крайне малоизученным. В частности, для рассматриваемых в работе составов отсутствуют данные о топологии поверхности Ферми и структуре сверхпроводящего (СП) параметра порядка.

Ферроселениды представляют собой естественные композиты, содержащие не менее двух сосуществующих фаз: около 80 % объема кристалла занимают кристаллы антиферромагнитной диэлектрической фазы $A_{0.8}Fe_{1.6}Se_2$, на границах которых растут кристаллиты СП-фазы $A_{0.3}Fe_2Se_2$ [1]. Известно, что различный тип замещения по-разному влияет на критическую температуру T_c : так, даже малое изменение количества щелочного металла вызывает скачкообразное изменение T_c [2], а при изовалентном замещении (Se,S) T_c плавно снижается, образуя «полуколокол» [3].

Методом «раствор в расплаве» мы вырастили крупные (до 8–10 мм) кристаллы с тремя типами изовалентного замещения: $K_{0.8}Fe_{1.7}(Se_{0.73}S_{0.27})_2$ (далее KFSS) с $T_c \approx 26$ К, $(K_{0.8}Na_{0.2})_{0.9}Fe_{1.7}Se_2$ (KNFS) с $T_c \approx 30$ К [4,5] и уникальный состав на основе трех щелочных металлов $(Na,K,Rb)_{0.8}Fe_{1.7}Se_2$ (NKRFSS) с $T_c \approx 32$ К [6], не имеющий аналогов в мировой литературе.

С помощью техники планарного механически регулируемого создания контактов на микротрещине «break-junction» [7] в кристаллах были созданы различные типы туннельных структур: андреевские SnS-контакты и туннельные ScS-контакты (где S — сверхпроводник, c — сужение, n — тонкий нормальный металл).

Существование ниже T_c единственного СП-параметра порядка $|\Delta|$ в KNFS, KFSS и NKRFSS подтверждено тремя способами. Методом спектроскопии эффекта некогерентных многократных андреевских отражений (ЭНМАО) SnS-контактов [8] напрямую определена величина СП-щели $|\Delta(0)|$, ее характеристическое отношение $2|\Delta(0)|/k_B T_c \approx 4.1–4.6 > 3.5$ (что указывает на сильную связь в электронных зонах), и БКШ-образная температурная зависимость $|\Delta(T)|$ (рис. 1), доказано отсутствие куперовских пар с иными энергиями связи. Продемонстриро-

вана объемная природа наблюдаемой СП-щели, воспроизводимость ее амплитуды и независимость от геометрических параметров SnS-контакта. Анализ температурных зависимостей избыточного андреевского тока SnS-контактов $I_{\text{exc}}(T) \equiv I(T, \text{eV}) - I(T_c, \text{eV}) \propto \Delta(T)$, взятого при постоянном смещении $eV \gg 2\Delta$, и критического тока фазово-когерентных ScS-контактов $I_c(T) \propto \Delta(T) \cdot \tanh[\Delta(T)/2k_B T]$ показал, что они хорошо описываются однозонными моделями с использованием экспериментальных данных $|\Delta(T)|$ и $2|\Delta(0)|/k_B T_c$, полученных с помощью ЭНМАО-спектроскопии.

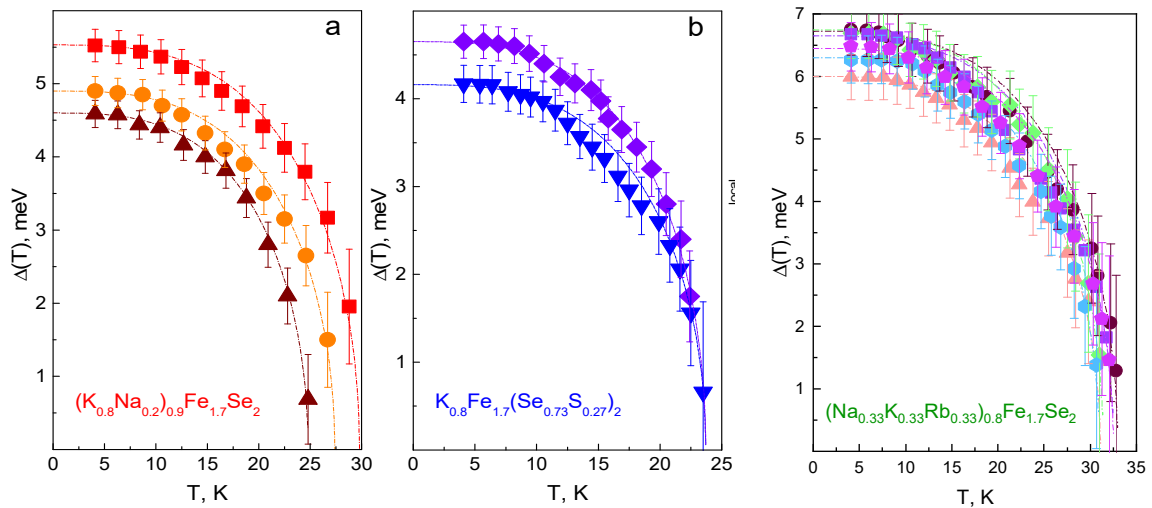


Рис. 1. Температурная зависимость единственной СП-щели в KNFS (a), KFSS (b) и NKRFS (c) по данным ЭНМАО-спектроскопии SnS-контактов с различными локальными критическими температурами T_c .

В KNFS, KFSS и NKRFS величина характеристического отношения СП-щели практически не меняется в диапазоне критических температур $T_c \approx 23\text{--}33$ К (рис. 2), что указывает на прямую пропорциональность между амплитудой СП-щели $|\Delta(0)|$ и T_c . Это означает единую эволюцию СП-свойств рассматриваемых ферроселенидов с T_c . Исследованные типы изовалентного замещения не оказывают существенного влияния на механизм куперовского спаривания KNFS, KFSS и NKRFS.

Работа выполнена при в рамках проекта РФФ № 22-72-10082-П.

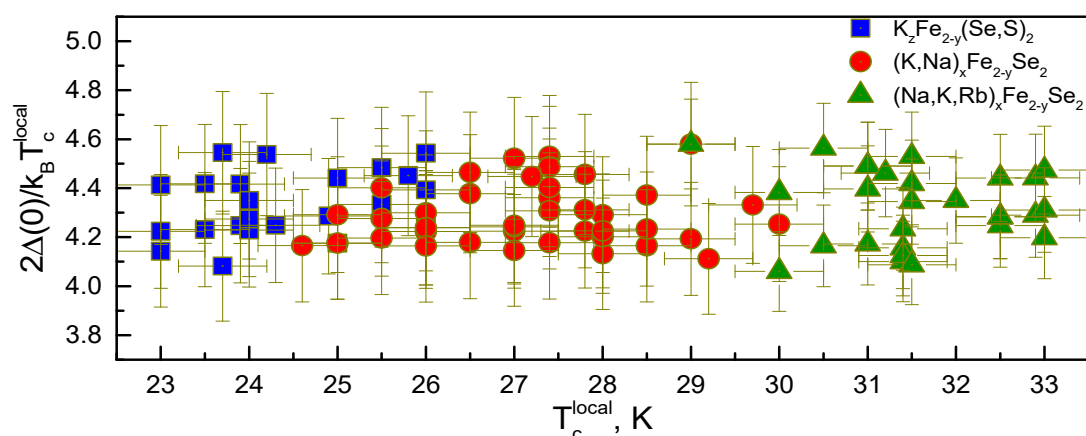


Рис. 2. Зависимость характеристического отношения $2\Delta(T)/k_B T_c^{\text{local}}$ от критической температуры T_c^{local} для KNFS (красные кружки), KFSS (синие квадраты) и NKRFS (зеленые треугольники)

Список литературы

- [1] J. Guo et al. // *Phys. Rev. B* **82**, 180520(R) (2010).
- [2] A. Krzton-Maziopa // *Front. Chem.* **9**, 640361 (2021).
- [3] P. Mangelis et al. // *Phys. Rev. B* **100**, 094108 (2019).
- [4] Т. Е. Кузьмичева et al. // *J. Supercond. Novel Magn.* **38**, 120 (2025).
- [5] Т. Е. Кузьмичева и др. // *Письма в ЖЭТФ* **121**, 696 (2025).
- [6] Е. О. Rakhmanov et al. // *J. Supercond. Novel Magn.* **39**, 24 (2026).
- [7] С. А. Кузьмичев, Т. Е. Кузьмичева // *Физ. низк. темп.* **11**, 1284 (2016).
- [8] R. K ummel et al. // *Phys. Rev. B* **42**, 3992 (1990).

Three-Gap Superconductivity in LiFeAs

S. A. Kuzmichev^{1,2*}, Т. Е. Kuzmicheva², I. V. Morozov³, A. I. Shilov²,
A. I. Boltalin³

¹ Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

² Lebedev Physical Institute of the RAS, Moscow, Russia

³ Department of Chemistry, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

*E-mail: kuzmichev@lt.phys.msu.ru

Alkali-metal LiFeAs pnictides show optimal SC properties in the stoichiometric composition with $T_c \approx 17$ K, whereas any electron substitution rapidly

decrease the critical temperature [1]. With it, LiFeAs is fully nonmagnetic and shows no Fermi surface nesting [2]. Due to the alkali metal, the LiFeAs-family pnictides rapidly degrade in presence of even trace amounts of water vapor and oxygen, thus strongly complicating any experimental probing of its properties.

Single crystals of alkali metal based LiFeAs pnictides (the 111 family) were grown using “self-flux” technique [3–5]. At $T = 4.2$ K, Andreev junctions of SnS-type (S — superconductor, n — thin normal metal) were formed using planar “break-junction” technique [6]. Here, we present a comprehensive study of the SC order parameter of LiFeAs single crystals using IMARE spectroscopy of SnS-junctions (direct local probe).

Below T_c , we show a multiple-gap superconductivity and determine the magnitudes and characteristic ratios of the three SC order parameters: the largest one Δ_Γ , the middle SC gap Δ_L , and the small SC gap Δ_S [3–5]. Considering the IMARE data within the classical models [6, 7], we conclude an observation of a minor k -space anisotropy with nodeless extended s-wave symmetry. Experimentally, we directly determined the extrema Δ^{in} and Δ^{out} of each anisotropic SC order parameter being the minimum and the maximum Cooper pair coupling energies in dependence of the momentum direction in the related bands. The SC gap anisotropy is estimated as $A = 100\% \cdot [1 - \Delta^{\text{in}}/\Delta^{\text{out}}]$. The resulting values are $A_\Gamma \approx 10\%$, $A_L \approx 30\text{--}35\%$, and $A_S \approx 37\%$.

Such complex SC gap Andreev structure is reproducibly observed in the obtained $dI(V)/dV$ spectra of SnS-junctions formed in different LiFeAs samples from the same batch. We show a bulk nature of the determined energy parameters $\Delta_i^{\text{in,out}}(0)$ and no correlation with the normal resistance of the junction. Turning to ARPES data [2], one may suppose that Δ_Γ develops at the inner hole barrel at the Γ point of the first Brillouin zone, Δ_S develops at the outer hole barrel, whereas Δ_L — in the electron bands near the M point.

Temperature dependences of the gap edges $\Delta_i^{\text{out}}(T)$ and $\Delta_i^{\text{in}}(T)$ ($i = \Gamma, L, S$) directly determined using IMARE spectroscopy are also presented. We estimate a moderate interband interaction between the three SC condensates in the k -space. The characteristic ratios are $2\Delta_\Gamma(0)/k_B T_c \approx 7.0\text{--}8.2$, $2\Delta_L(0)/k_B T_c \approx 3.0\text{--}$

5.0, and $2\Delta_S(0)/k_B T_c \approx 1.2\text{--}2.1$ (the ranges correspond to the k -space anisotropy degree). These values remain almost unchanged along the studied range of the local critical temperature $T_c^{\text{local}} \approx 15.0\text{--}17.5$ K.

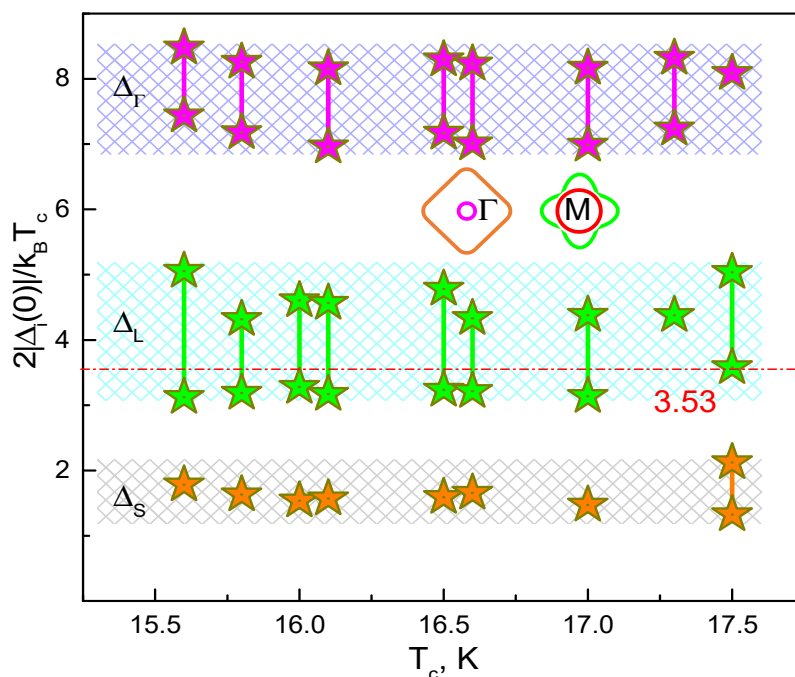


Fig. 1. Characteristic ratio of the extrema of three anisotropic in the k -space SC gaps in LiFeAs versus the local critical temperature of the junction

References

- [1] S. A. Kuzmichev, T. E. Kuzmicheva // *JETP Lett.* **114**, 630 (2021).
- [2] S. V. Borisenko et al. // *Symmetry* **4**, 251 (2012).
- [3] I. Morozov et al. // *Cryst. Growth & Design* **10**, 4428 (2010).
- [4] T. E. Kuzmicheva et al. // *JETP Lett.* **111**, 350 (2020).
- [5] S. Kuzmichev et al. // *SN Appl. Sci.* **4**, 189 (2022).
- [6] R. Kümmel et al. // *Phys. Rev. B* **42**, 3992 (1990).
- [7] T. P. Devereaux, P. Fulde // *Phys. Rev. B* **47**, 14638 (1993).

Многозонный андреевский транспорт в SnS-контактах на базе стехиометрического пниктида $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$

А. Д. Ломоносова^{1,2}, И. А. Никитченков^{3,1}, С. А. Кузьмичев^{3,1},
С. Н. Понтис^{1,2}, К. С. Перваков¹, В. А. Власенко¹, А. Ю. Левахова¹,
М. А. Соловьев¹, А. Д. Денищенко¹, Т. Е. Кузьмичева¹

¹ *Физический институт им. П.Н. Лебедева, г. Москва, Россия*

² *Московский физико-технический институт (национальный
исследовательский университет), г. Москва, Россия*

³ *МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия*

$\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ стехиометрический железосодержащий высокотемпературный сверхпроводник (ВТСП) обладает тетрагональной структурой, состоящей из двух чередующихся вдоль с-направления неэквивалентных блоков 122: $\text{Eu-FeAs-Cs-FeAs-}\dots$. Семейство ВТСП 1144 слабоизученное ввиду необходимости проводить эксперименты в защитной атмосфере, поскольку соединение быстро деградирует в присутствии кислорода или паров воды. Критическая температура образца $T_c \sim 35$ К, ниже температуры магнитного перехода $T_{\text{Curie}} \sim 15.2$ К обнаружено ферромагнитное упорядочение магнитных моментов атомов Eu^{2+} [1] Таким образом, в данном соединении ферромагнетизм сосуществует с объемной сверхпроводимостью [2] Поверхность Ферми $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ формируется большей частью d-орбиталями железа и представляет собой дырочные цилиндры в Γ -точке и электронные цилиндры в M-точках зоны Бриллюэна [3].

В данной работе исследовались поликристаллические соединения $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$, которые были синтезированы с использованием метода механического легирования и монокристаллические образцы из расплава CsAs [1,4]. Целью работы являлось произвести сравнительное исследование СП-свойств поли- и монокристаллического ВТСП $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ методами туннельной спектроскопии планарных механически регулируемых наноконтактов типа SnS (СП-тонкий нормальный металл-СП) на микротрещине “break-junction” [5], в которых ЭНМАО реализуется ни-

же T_c , если диаметр контакта не превышает длину свободного пробега носителей.

При анализе ВАХ при температуре $T = 4.2$ К обнаружены все признаки реализации ЭНМАО, в соответствии с существующими теоретическими моделями [6, 7]. Из анализа ВАХ и спектров дифференциальной проводимости (ДП) обнаружена многощелевая сверхпроводимость с анизотропией в k -пространстве СП-параметра порядка большей амплитуды и предположительной изотропностью малой СП-щели. Напрямую определены амплитуды СП-параметров порядка при $T = 4.2$ К для поликристаллов: (максимум и минимум амплитуды анизотропной большой СП-щели) $\Delta_L^{\text{out}}(0) = 7.6 \pm 0.1$, $\Delta_L^{\text{in}}(0) = 4.7 \pm 0.1$, $\Delta_S(0) = 1.6 \pm 0.2$ meV; аналогично для монокристаллов $\Delta_L^{\text{out}}(0) = 7.8 \pm 0.1$, $\Delta_L^{\text{in}}(0) = 4.6 \pm 0.1$, $\Delta_S(0) = 2.0 \pm 0.2$ meV. Характеристические отношения теории БКШ совпали для поли- и монокристалла в пределах погрешности: $2\Delta_L^{\text{out}}(0)/k_B T_c \sim 5.1$, $2\Delta_L^{\text{in}}(0)/k_B T_c \sim 3.2$ и $2\Delta(0)/k_B T_c \sim 1.4$. Экспериментальные температурные зависимости $\Delta_L^{\text{in,out}}(T)$ и $\Delta_S(T)$ типичны для случая относительно слабого межзонного взаимодействия в k -пространстве, хорошо согласуются с результатами расчёта в рамках двухщелевой модели Москаленко и Сула [8].

В данной работе отдельно исследовалось температурное поведение повышенной андреевской ДП при нулевом смещении $G_{ZBC}^A(T) \equiv G_{ZBC}(T) - G_N \propto G_N \frac{1}{d} \tanh \frac{\Delta(T)}{2k_B T}$ [6] и избыточного андреевского тока $I_{\text{exc}}(V, T) \equiv I(V, T) - I(V, T_c) \propto \frac{G_N}{e} e^{-\frac{d}{l}} \Delta(T) \tanh \frac{eV}{2k_B T}$ [7], где G_N — ДП контакта в нормальном состоянии выше T_c . В двузонном приближении нормированные $G_{ZBC}^A(T)$ и $I_{\text{exc}}(V, T)$ представляются в виде:

$$\frac{G_{ZBC}^A(T)}{G_N} \propto (1 - a) \tanh \frac{\Delta_L(T)}{2k_B T} + a \tanh \frac{\Delta_S(T)}{2k_B T}, \quad (1)$$

$$\frac{I_{\text{exc}}(T)}{I_{\text{exc}}(0)} = \varphi \delta_L(T) + (1 - \varphi) \delta_S(T), \quad \delta(T) \equiv \frac{\Delta(T)}{\Delta(0)}$$

где a, φ — весовые коэффициенты определяют вклад зон с большой щелью в проводимость. Оценен доминирующий 60–70 % вклад зон с малой

СП-щелью Δ_S в общую проводимость для поли- и монокристалла $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ (рис. 1).

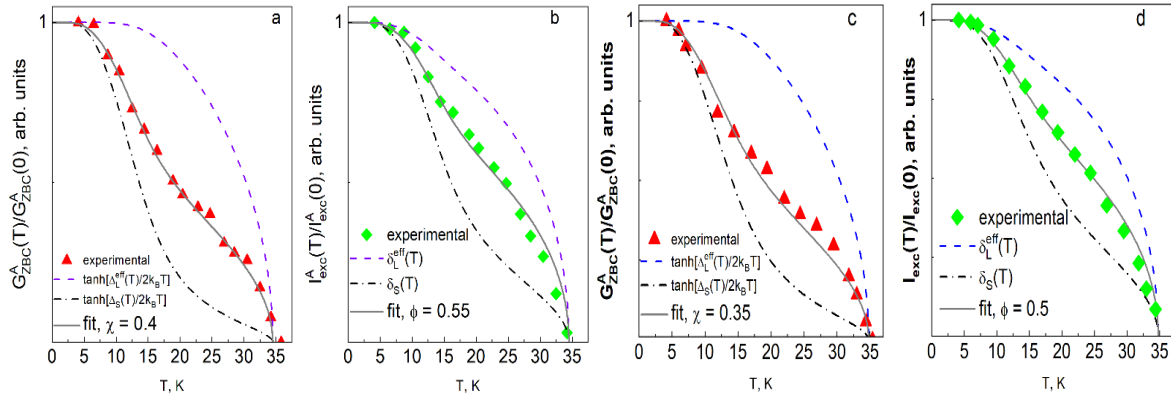


Рис. 1. Температурные зависимости: андреевских ДП при $eV=0$ и избыточных андреевских токов: (а) и (b) на основе поликристалла, (b) и (c) на монокристалле $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$

Работа выполнена в рамках проекта РНФ №22-72-10082-П.

Список литературы

- [1] A. S. Medvedev et al., Synthesis of $\text{CaRbFe}_4\text{As}_4$ and $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ Stoichiometric Superconductors by Mechanical Alloying // *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*. 2025. Vol. 52. No. 5. P. 208–212.
- [2] S. Nandi et al., Coexistence of superconductivity and ferromagnetism in P-doped EuFe_2As_2 // *Physical Review B*. 2014. Vol. 89. No. 1. P. 014512.
- [3] M. A. Albedah et al., Magnetism of the 35 K superconductor $\text{CsEuFe}_4\text{As}_4$ // *Journal of Physics: Condensed Matter*. 2018. Vol. 30. No. 15. P. 155803.
- [4] S. A. Kuzmichev et al. Andreev spectroscopy of $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ stoichiometric superconducting pnictide // *JETP Letters*. 2022. Vol. 116. No. 10. P. 723–728.
- [5] С. А. Кузьмичев, Т. Е. Кузьмичева, Техника «break-junction» применительно к слоистым сверхпроводникам // *Физика низких температур*. 2016. Т. 42. № 11. С. 1284–1310.
- [6] U. Gunsenheimer, A. D. Zaikin, Ballistic charge transport in superconducting weak links // *Phys. Rev. B*. 1994. Vol. 50(9). P. 6317–6331.

- [7] Kuemmel R., Andreev scattering of quasiparticle wave packets and current-voltage characteristics of superconducting metallic weak links // *Phys. Rev. B*. 1990. Vol. 42(7). P. 3992–4009.
- [8] В. А. Москаленко, Теория сверхпроводников с перекрывающимися энергетическими полосами // *УФН*. 1974. Т. 113. № 2. С. 340–343.
- [9] Т. Е. Kuzmicheva et al., Multiple Andreev Reflection Spectroscopy of Optimally Doped Ba(Fe, Ni)₂As₂ Superconducting Pnictides // *JETP Letters*. 2020. Vol. 112. No. 12. P. 786.

Резонансно-туннельный механизм сверхпроводимости в ВТСП со структурой перовскита

А. П. Менушенков

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
г. Москва, Россия*

*Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»,
г. Москва, Россия*

В 2024 г. мы с использованием излучения Европейского рентгеновского лазера на свободных электронах (EuXFEL) получили прямое экспериментальное доказательство существования спаренного состояния носителей заряда в реальном пространстве в родительском соединении BaBiO₃ семейства высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) (висмутатов), имеющих перовскито-подобную структуру, аналогичную структуре купратных ВТСП [1]. В результате были подтверждены основные положения ранее предложенной модели локального спаривания электронов и дырок на соседних октаэдрических BiO₆ комплексах, основанной на экспериментальных данных рентгеновской спектроскопии поглощения с использованием синхротронного излучения [2]. Недавно мы продолжили развитие этой модели, представив доказательства электрон-

ной природы механизма спаривания [3] и причин появления отрицательного потенциала Андерсона [4], а также уточнив объяснение микроскопического механизма сверхпроводимости в $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$ [5] в рамках ранее сформулированного сценария пространственно разделенной ферми-бозе смеси [6].

В основе описанной ранее модели лежит существование в $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$ двухъямного потенциала колебаний части ионов кислорода, возникающего благодаря появлению локальных пар электронов и дырок на соседних октаэдрических BiO_6 комплексах. При превышении порога перколяции $x \geq 0.37$ электронные пары получают возможность свободного перемещения вдоль осей типа [001] в реальном пространстве, обеспечивая переход в сверхпроводящее состояние при $T \leq T_c$. Фазовая когерентность при переходе достигается благодаря существованию в решетке перовскита коллективных колебаний октаэдрических комплексов дыхательного и вращательного типов [7].

В настоящем сообщении мы предлагаем новый подход к объяснению механизма сверхпроводимости в $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$ на основе использования квантово-механического описания процесса движения локальных электронных пар при возникновении условий резонансного туннелирования вследствие совпадения нижних энергетических уровней в двухъямном и соседних гармонических потенциалах. Возникновение резонанса при $x \geq 0.37$ и $T \leq T_c$ приводит к резкому росту вероятности $|C|^2$ прохождения электронной парой перколяционного кластера по цепочке вдоль [001], аналогично резонансному прохождению одиночным электроном потенциальных барьеров в резонансно-туннельном диоде при совпадении энергии электрона с энергией нижнего уровня потенциальной ямы.

Существование двухъямного потенциала колебаний части ионов кислорода в купратах, обнаруженное экспериментально [7, 8], позволяет надеяться на возможность использования предложенного подхода для объяснения механизма ВТСП в оксидах на основе меди и других оксидах, имеющих перовскито-подобную структуру.

Список литературы

- [1] A. P. Menushenkov et al. // *Phys. Rev. Research* **6**, 023307 (2024).
- [2] A. P. Menushenkov and K. V. Klementev // *J. Phys.: Condens. Matter.* **12**, 3767 (2000).
- [3] А. П. Менушенков // *Письма в ЖЭТФ* **121**, 589 (2025).
- [4] A. P. Menushenkov // *J. Supercond. Novel Magn.* **38**, 238 (2025)
- [5] А. П. Менушенков, М. Ю. Каган // *УФН* **196**, 28 (2026).
- [6] A. P. Menushenkov et al. // *J. Supercond. Novel Magn.* **29**, 701 (2016).
- [7] A. P. Menushenkov et al. // *Z. Kristallogr.* **225**, 487 (2010); *J. Surf. Investig.* **7**, 407 (2013).
- [8] S. D. Conradson et al. // *Supercond. Sci. Technol.* **37**, 025005 (2024).

Туннельная спектроскопия пниктидов $\text{Na}_{1-\delta}\text{FeAs}$ и $\text{Na}_{1-\delta}\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ в нормальном состоянии

И. А. Никитченков^{1,2}, С. А. Кузьмичев^{1,2}, И. В. Морозов⁴, А. И. Шилов²,
Е. О. Рахманов^{2,4}, А. Д. Ломоносова^{2,3}, С. Н. Понтис^{2,3}, Т. Е. Кузьмичева²

¹ МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет, г. Москва, Россия

² Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия

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

⁴ Химический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия

Пниктиды $\text{Na}_{1-\delta}\text{FeAs}$ и $\text{Na}_{1-\delta}\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ относятся к семейству 111 обширного класса железосодержащих высокотемпературных сверхпроводников. Соединения имеют двумерную кристаллическую структуру, состоящую из слоев FeAs , разделённых катионами Na^+ вдоль c -направления кристаллической решетки. Электронная структура соединений семейства 111 обладает выраженным квазидвумерным характером: на поверхности Ферми присутствуют дырочные цилиндры около Γ -точки и электронные зоны около M -точки зоны Бриллюэна [1]

Для данного сверхпроводящего семейства большой интерес исследователей вызывает нематический порядок электронной подсистемы — состояние, когда при сохранении трансляционной симметрии решётки происходит спонтанное нарушение четырёхкратной C_4 -симметрии в ab -плоскости ($C_4 \rightarrow C_2$). Экспериментально нематичность проявляется в виде анизотропии множества характеристик: транспортных и магнитных свойств, оптических эффектов. Физическая природа нематического состояния широко обсуждается в литературе. Для $\text{Na}_{1-\delta}\text{FeAs}$ нематические флуктуации наблюдаются даже при температурах, превышающих T_c , распространяясь за пределы области структурного перехода [2].

Мы исследовали Na-дефицитные соединения $\text{Na}_{1-\delta}\text{FeAs}$ с $\delta \approx 0.05$ – 0.10 и номинально недодопированные составы $\text{Na}_{1-\delta}\text{Fe}_{0,979}\text{Co}_{0,021}\text{As}$ ($T_c \approx 10$ К и 22 К соответственно). В образцах при $T = 4.2$ К с помощью техники «break-junction» [3] создавались контакты на микротрещине типа сверхпроводник-барьер-сверхпроводник (ScS) с квазибаллистическим транспортом. Целью работы являлось исследование особенностей вольт-амперных характеристик (ВАХ) и спектров динамической проводимости $dI(V)/dV$ контактов в сверхпроводящем и нормальном состоянии.

В результате в $\text{Na}_{1-\delta}\text{Fe}_{0,979}\text{Co}_{0,021}\text{As}$ была впервые обнаружена воспроизводимая остаточная нелинейность $dI(V)/dV$ -спектров, проявляющаяся как в сверхпроводящем, так и в нормальном состоянии, и имеющая форму максимума дифференциальной проводимости при малых смещениях $V \rightarrow 0$ и двух минимумов проводимости при смещениях $V_1 \approx 20$ мВ, $V_2 \approx 27$ мВ (рис. 1б). Эти особенности спектров сохранялись вплоть до $T^* \approx 60$ К и исчезали при дальнейшем нагреве [4]. Нелинейность $dI(V)/dV$ аналогичной формы была обнаружена в $\text{Na}_{1-\delta}\text{FeAs}$, она также имеет характерные минимумы дифференциальной проводимости, расположенные при немного больших напряжениях смещения $V_1 \approx 23$ мВ и $V_2 \approx 32.5$ мВ (рис. 1а). Обнаруженный эффект воспроизводится; статистический диапазон значений V_1 , V_2 , полученный для различных туннельных контактов, имеющих отличающееся нормальное сопротивление R_N , ложится в $\pm 10\%$ -область вокруг их средних величин. Корреляция между положениями V_1 , V_2 и R_N контакта не наблюдается.

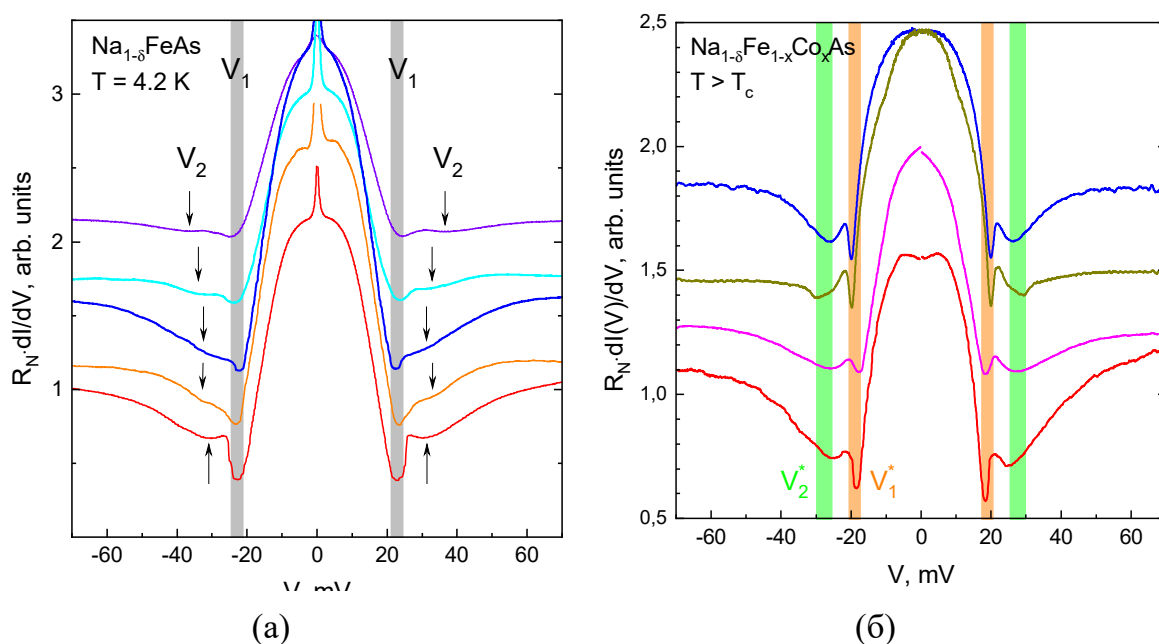


Рис. 1. $dI(V)/dV$ -спектры ScS-контактов $\text{Na}_{1-\delta}\text{FeAs}$, измеренные в сверхпроводящем состоянии при $T = 4.2 \text{ K}$ (a) и $dI(V)/dV$ -спектры NcN-контактов $\text{Na}_{1-\delta}\text{Fe}_{0,979}\text{Co}_{0,021}\text{As}$, измеренные в нормальном состоянии, при $T > T_c$ (b); спектры вручную сдвинуты по вертикали для удобства; вертикальными стрелками/полосами отмечено положение характерных минимумов остаточной нелинейности $dI(V)/dV$ -спектра, не связанной напрямую со СП-свойствами: $V_1 \approx 23 \text{ мВ}$ и $V_2 \approx 32.5 \text{ К}$ для $\text{Na}_{1-\delta}\text{FeAs}$, и $V_1 \approx 27 \text{ мВ}$, $V_2 \approx 20 \text{ мВ}$ для $\text{Na}_{1-\delta}\text{Fe}_{0,979}\text{Co}_{0,021}\text{As}$.

Анализ наблюдаемого эффекта исключает влияние перегрева, размерных резонансов и процессов рассеяния на неравновесных фонах, что позволило сделать вывод о внутренней, объёмной природе явления. Известно, что спектр туннельного NcN-контакта (N — нормальный металл) определяется распределением плотности электронных состояний $N(E)$ вблизи уровня Ферми [5]. Наблюдаемый эффект может быть обусловлен особенностями плотности электронных состояний $N(E_F) \neq \text{const}$ вблизи уровня Ферми вследствие топологии зонной структуры в $\text{Ba}(\text{Fe},\text{Ni})_2\text{As}_2$, наличия нематических флуктуаций и связанного с этим энергетического расщепления зон, образованных d_{xz}/d_{yz} -орбиталями железа [6], или перенормировки $N(E)$ на взаимодействие с характерными бозонными модами [7].

Было установлено, что в $\text{Na}_{1-\delta}\text{Fe}_{0,979}\text{Co}_{0,021}\text{As}$ наблюдаемая температура T^* линеаризации $dI(V)/dV$ -спектра удовлетворяет диапазону температур нематического перехода $T_{\text{нем}} \approx 55\text{--}80$ К, оцененному в литературе для недодопированных составов, что указывает на возможную связь T^* с перестройкой электронной структуры в нематической фазе [4].

Работа выполнена в рамках проекта РНФ № 22-72-10082-П.

И. А. Никитченков является стипендиатом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

Список литературы

- [1] Т. Е. Кузьмичева, С. А. Кузьмичёв // *Письма в ЖЭТФ*. 2021. Т. 114. №. 10. С. 685–698.
- [2] R. M. Fernandes, A. V. Chubukov, J. Schmalian // *Nature physics*. 2014. Т. 10. №. 2. С. 97–104.
- [3] С. А. Кузьмичев, Т. Е. Кузьмичева // *Физика низких температур*. 2016. Т. 42. № 11. С. 1284–1310.
- [4] И. А. Никитченков, С. А. Кузьмичёв, А. Д. Ильина и др. // *Физика твёрдого тела*. 2025. Т. 67. №. 7. С. 1226-1235.
- [5] I. Giaever, K. Megerle // *Phys. Rev.* 1961. V. 112. P. 1101–1111.
- [6] T. Shimojima, T. Sonobe, W. Malaeb et al. // *Phys. Rev. B*. 2014. V. 89: 045101.
- [7] В. М. Свистунов, М. А. Белоголовский, О. И. Черняк, Туннельные исследования металлов в области высоких давлений // *Успехи физических наук*. 1987. Т. 151. С. 31–66.

**Температурная зависимость критического тока
оптимально допированного пниктида $\text{Ba}_{0.6}\text{Na}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$
методом туннельной спектроскопии**

С. Н. Понтис^{1,2*}, А. Д. Ломоносова^{1,2}, И. А. Никитченков^{3,1},
С. А. Кузьмичев^{3,1}, А. С. Медведев¹, М. А. Фешина¹, В. А. Власенко¹,
К. С. Перваков¹, Т. Е. Кузьмичева¹

¹ *Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия*

² *Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный, Россия*

³ *Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия*

**E-mail: pontis.sn@phystech.edu*

Соединения $(\text{Ba},\text{Na})\text{Fe}_2\text{As}_2$ принадлежат классу железосодержащих ВТСП семейства 122 и представляют собой весьма перспективные материалы для прикладных и фундаментальных исследований. При оптимальном дырочном допировании соединение $\text{Ba}_{0.6}\text{Na}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$ переходит в сверхпроводящее состояние при $T_c \approx 36\text{K}$ и является многоцелевым. Поскольку критический ток поликристаллического материала ограничен током межзеренных границ I_{GB} , представляется интересным исследование температурной зависимости $I_{\text{GB}}(T)$ для определения температурного диапазона возможного использования данного материала в сильноточных применениях.

Нами использовался метод туннельной спектроскопии планарных контактов на микротрещине [1], возникающей в объеме образца, с направлением протекания тока вдоль оси c . Нами были измерены вольтамперные характеристики (ВАХ) и dI/dV -спектры туннельных структур, состоящих из последовательно подключенных ScS и SnS-контактов (S — сверхпроводник, n — нормальный металл, c — сужение) при различных температурах вплоть до T_c и исследованы температурные зависимости критического тока $I_c(T)$. В последовательной SnS-ScS-структуре — ВАХ имеет наклонный участок при малых смещениях и горизонтальные токовые плато («срывы» на квазичастичную ветвь) при превышении ампли-

туды критического тока I_c постоянным током от внешнего источника (рис. 1а).

Для поликристаллов слоистых соединений могут быть получены два типа зависимостей $I_c(T)$ [2,3]. Амплитуда критического тока ScS-контактов, образованных на межзеренных границах, резко уменьшалась при $T \approx 4$ К и исчезала при локальной критической температуре контактной области $T_c^{GB} \approx 7-8$ К, что может быть объяснено подавленными сверхпроводящими свойствами межзеренных границ и реализации на них «поверхностной» сверхпроводящей щели $\Delta_{GB} \ll \Delta_{bulk}$.

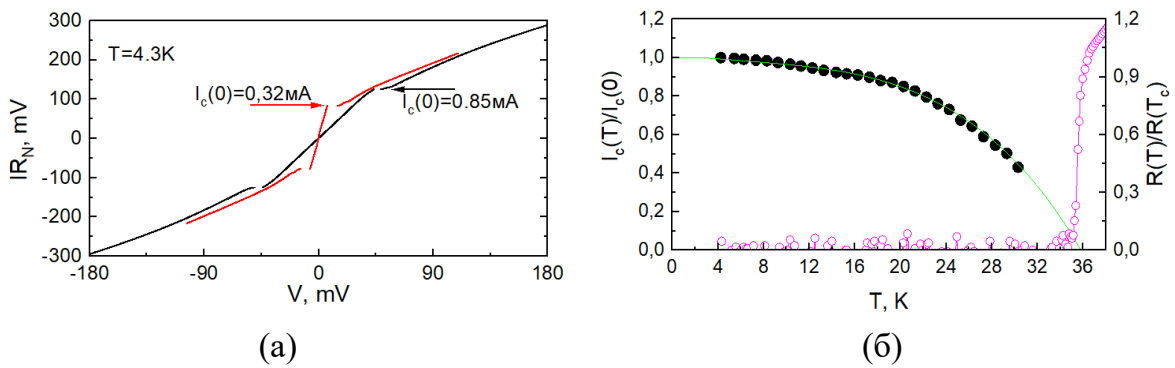


Рис. 1. (а) Нормированные ВАХ двух различных последовательных SnS-ScS-структур при $T = 4.3$ К, где R_N — нормальное сопротивление контакта. (б) Зависимость нормированного критического тока ScS-контакта и сопротивления объемного образца от температуры

Пример зависимости $I_c^{bulk}(T)$, соответствующей «объемному» макроскопическому сверхпроводящему параметру порядка и пропорциональной температурной зависимости концентрации куперовских пар сверхпроводника, приведен на рис. 1б. Локальная критическая температура контакта $T_c^{local} \approx 36$ К близка к T_c образца по данным $R(T)$. Зависимость $I_c^{bulk}(T)$ может быть описана формулой Амбегаокара–Баратова [4] в двухзонном приближении [2] как сумма вкладов двух зон с соответствующими весами. Из аппроксимации зависимости $I_c(T)$ в двухзонном приближении оценены амплитуды микроскопических сверхпроводящих параметров порядка $\Delta_S(0) \approx 1$ мэВ и $\Delta_L(0) \approx 8$ мэВ с характеристическими отношениями $2\Delta_L(0)/k_B T_c \approx 5.2$ и $2\Delta_S(0)/k_B T_c \approx 0.6$.

Список литературы

- [1] S. A. Kuzmichev, T. E. Kuzmicheva // *Физика твердого тела*. 2016. Т. 42. № 11. С. 1008–1027.
- [2] Т. Е. Кузьмичева и др. // *Физика твердого тела*. 2025. Т. 67. № 7. С. 1215–1225.
- [3] T. E. Kuzmicheva et al. // *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*. 2025. Т. 52. № 7. С. 321–329.
- [4] V. Ambegaokar, A. Baratoff // *Physical Review Letters*. 1963. Т. 10. № 11. С. 486.

Температура сверхтекучего перехода ^3He в кремниевом аэрогеле в магнитном поле

В. В. Дмитриев, Д. В. Петрова, А. А. Солдатов, А. Н. Юдин

Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН, г. Москва, Россия

В сверхтекучем ^3He при температуре ~ 1 мК возникает триплетное куперовское спаривание атомов ^3He , что приводит к большому разнообразию его свойств: к сложному устройству параметра порядка и, как следствие, возможному существованию до 18 различных фаз. В изотропном орбитальном пространстве (в объемном ^3He или в изотропном кремниевом аэрогеле) в магнитном поле вблизи температуры сверхтекучего перехода (T_c) возникает так называемая A_1 фаза, состоящей только из куперовских пар $\uparrow\uparrow$. При охлаждении из A_1 фазы происходит переход 2-го рода в A_2 фазу (к конденсату добавляются пары $\downarrow\downarrow$), которая при дальнейшем охлаждении плавно переходит в чистую A фазу, которая представляет собой конденсат одинакового числа пар $\uparrow\uparrow$ и $\downarrow\downarrow$. Возникновение верхнего T_{c1} и нижнего T_{c2} переходов в высоком поле вместо одного T_c в нулевом поле принято называть расщеплением сверхтекучего перехода, так как $T_{c2} < T_c < T_{c1}$.

Сверхтекучий ^3He является идеальным модельным объектом для исследования нестандартной сверхтекучести/сверхпроводимости, так как все примеси при сверхнизких температурах вымерзают, а Ферми поверхность ^3He имеет вид сферы. Однако, реальные системы (например, сверхпроводники) неизбежно имеют примеси, что затрудняет интерпретацию наблюдаемых явлений. Поэтому стало актуально исследовать сверхтекучесть ^3He в присутствии примесей, роль которых может играть высокопористый аэрогель, например, изотропный кремниевый аэрогель, у которого диаметр нитей ≈ 3 нм. В образце такого аэрогеля, который имеет пористость $\sim 98\%$ (расстояние между нитями ~ 100 нм), фазовая диаграмма ^3He качественно совпадает со случаем объемного ^3He , но с заметным подавлением температуры сверхтекучего перехода в аэрогеле (T_{ca}). В кремниевом аэрогеле ранее измерялось расщепление сверхтекучего перехода, но в высоких полях 70—150 кЭ [1], тогда как в полях до 8 кЭ его наблюдать не удалось [2].

В данной работе с помощью вибрирующей проволоочки с приклеенным к ней образцом кремниевого аэрогеля, погруженной в жидкий ^3He и помещенной в высокое магнитное поле (вплоть до ≈ 32 кЭ), мы измеряем частоту и ширину резонанса механической моды ($f \approx 500$ Гц) в зависимости от температуры и наблюдаем особенности на этой моде, которые мы связываем со сверхтекучим переходом ^3He в аэрогеле. Мы проводили измерения как с добавлением малого количества ^4He , так и без добавления ^4He (в чистом ^3He). В последнем случае нити аэрогеля покрываются твердым парамагнитным слоем ^3He , который создает диффузный характер рассеяния квазичастиц ^3He и включает магнитный канал рассеяния, который должен приводить к нелинейной зависимости сверхтекучих переходов ^3He T_{c1} и T_{c2} от поля [3, 4] в изотропном аэрогеле. При покрытии же нитей аэрогеля ~ 3 атомными слоями ^4He создается зеркальный характер рассеяния квазичастиц ^3He , и в этом случае область существования A_1 фазы должна линейно зависеть от поля. В экспериментах с покрытием ^4He мы наблюдаем такой линейный рост T_{c1} от поля, в то время как в чистом ^3He T_{c1} падает с ростом поля, что противоречит известным теоретическим предсказаниям.

Список литературы

- [1] H. C. Choi, A. J. Gray, C. L. Vicente, J. S. Xia, G. Gervais, W. P. Halperin, N. Mulders and Y. Lee // *Phys. Rev. Lett.* **93**, 145302 (2004).
- [2] G. Gervais, K. Yawata, N. Mulders, and W. P. Halperin // *Phys. Rev. B* **66**, 054528 (2002).
- [3] J. A. Sauls and P. Sharma // *Phys. Rev. B* **68**, 224502 (2003).
- [4] G. A. Baramidze and G. A. Kharadze // *J. Low Temp. Phys.* **135**, 399 (2004).

Взаимодействие перпендикулярных стоячих спиновых волн с пространственными гармониками вихревой решетки в гибридных структурах сверхпроводник/ферромагнитный диэлектрик

Я. В. Туркин, П. Л. Алексеев, Н. Г. Пугач

*Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»,
г. Москва, Россия*

Управление быстрыми магنونными устройствами при помощи сверхпроводников, открывает новые перспективы для применений сверхпроводящей спинтроники. В многослойных структурах, состоящих из ферромагнитных диэлектриков и конвенциональных сверхпроводников s-типа возможно управление длиной волны спиновых волн [1], изменение частоты ферромагнитного резонанса [2, 3], а также создание магنونных кристаллов с активной перестройкой спектра [4]. В гибридных сверхпроводящих структурах, помещенных в перпендикулярное магнитное поле, возникает решетка абрикосовских вихрей. Такая вихревая решетка меняет распределение магнитного поля внутри ферромагнетика, контактирующего со сверхпроводником, создавая неоднородное распределение, которое изменяет спектр магнитных возбуждений в исследуемой системе. В работе показано, как наличие вихревой решетки позволяет возбуждать перпендикулярные стоячие спиновые волны при помощи

однородного внешнего магнитного поля. Показано значительное влияние величины лондоновской глубины проникновения на спектр возбуждений намагниченности в ферромагнитном диэлектрике, контактирующем со сверхпроводником s-типа.

Магнитный отклик сверхпроводящей гибридной структуры получен численно при помощи спектрального метода и метода конечных разностей [5]. Для учета стационарного магнитного поля, создаваемого решеткой абрикосовских вихрей, использовано разложение по пространственным фурье-гармоникам. Поле гексагональной вихревой решетки найдено из аналитического решения магнитостатической задачи с заданной плотностью сверхпроводящих токов. Эффект близости со сверхпроводником учитывается при помощи граничных условий, описывающих обмен магнитных моментов ионов ферромагнитного диэлектрика [6] со спином триплетных куперовских пар, индуцируемых эффектом близости. Спиновая плотность триплетных пар находится из линеаризованной системы уравнений Узаделя-Келдыша, с динамическими граничными условиями, описывающими прецессирующую намагниченность ферромагнитного диэлектрика [7].

Работа выполнена в рамках программы фундаментальных исследований НИУ ВШЭ.

Список литературы

- [1] M. Borst, P. H. Vree, A. Lowther, A. Teepe, S. Kurdi, I. Bertelli, B. G. Simon, Y. M. Blanter, T. van der Sar, Observation and control of hybrid spin-wave–Meissner-current transport modes // *Science*. 2023. Vol. 382, № 6669. P. 430–434.
- [2] C. Bell, S. Milikisyants, M. Huber, J. Aarts, Spin dynamics in a superconductor-ferromagnet proximity system // *Physical Review Letters*. 2008. Vol. 100, № 4. P. 047002.
- [3] Y. V. Turkin, Spin dynamics in superconductor/ferromagnetic insulator hybrid structures with precessing magnetization / Y.V. Turkin, N. Pugach // *Beilstein J. Nanotechnol.* 2023. № 14. P. 233–239.

- [4] O. V. Dobrovolskiy, R. Sachser, T. Brächer, T. Böttcher, V. V. Kruglyak, R. V. Vovk, V. A. Shklovskij, M. Huth, B. Hillebrands, A. V. Chumak. Magnon-fluxon interaction in a ferromagnet/superconductor heterostructure // *Nature Physics*. 2019. Vol. 15, № 5. P. 477–482.
- [5] A. V. Izotov, B. A. Belyaev, P. N. Solovev, N. M. Boev, Numerical calculation of high frequency magnetic susceptibility in thin nanocrystalline magnetic films // *Physica B: Condensed Matter*. 2019. Vol. 556. P. 42–47.
- [6] А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*. М.: Физматлит, 1994. 432 с.
- [7] M. Eschrig et al., General boundary conditions for quasiclassical theory of superconductivity in the diffusive limit: application to strongly spin-polarized systems // *New Journal of Physics*. 2015. Vol. 17. P. 083037.

Сильно коррелированные и обычные сверхпроводники: эксперимент и теория

В. Р. Шагинян

*Петербургский институт ядерной физики, РНЦ Курчатовский институт,
г. С.-Петербург, Россия
E-mail: vrshag@thd.npi.spb.ru*

Мы исследовали в рамках теории фермионной конденсации [1] общие свойства обычных и сильно коррелированных (и высокотемпературных) сверхпроводников и показали, что они обладают общими характеристиками. Общее поведение сверхпроводников поучительно, поскольку раскрывает их физику. Мы проанализировали недавние экспериментальные наблюдения: универсальное поведение энергии конденсации применимо к обычным и сильно коррелированным сверхпроводникам. Мы показали, что закон Хоумса применим к обоим типам сверхпроводников. Это общее поведение задано тем, что в сильно коррелированных сверхпроводниках плоская зона деформируется сверхпроводящим состоянием, а сама сверхпроводимость определена квазичастицами Боголюбова. К особым свойствам сильно коррелированных сверхпровод-

ников относятся: нарушение частично-дырочной симметрии; линейное сопротивление по температуре в нормальном состоянии [2]; линейная зависимость критической температуры T_c сверхпроводящего фазового перехода от плотности сверхпроводящих электронов. Мы также объяснили парадоксальное экспериментальное наблюдение, противоречащее теории Бардина–Купера–Шриффера, что T_c обратно пропорционально эффективной массе, как это происходит в графене и в сильно коррелированных сверхпроводниках [3].

Список литературы

- [1] V. A. Khodel and V. R. Shaginyan, Superfluidity in system with fermion condensate // *JETP Lett.* **51**, 553 (1990); G. E. Volovik, A new class of normal Fermi liquids // *JETP Lett.* **53**, 222 (1991).
- [2] V. A. Khodel, J. W. Clark, V. R. Shaginyan, and M. V. Zverev, Second wind of the Dulong-Petit law at a quantum critical point // *JETP Lett.* **92**, 532 (2010).
- [3] V. R. Shaginyan, A. Z. Msezane, S. A. Artamonov, General Scaling Behavior of Superconductors // *JETP Lett.* **122**, 158 (2025); M. Ya. Amusia and V. R. Shaginyan, Quasiparticles in the superconducting state of high- T_c metals // *JETP Lett.* **77**, 671 (2003).

Эффект фононного узкого горла в свободно подвешенном сверхпроводящем Al островке на InAs нанопроводе

Е. В. Шпагина^{1,2}, Е. С. Тихонов^{1,2}, В.С. Храпай^{1,2}

¹ *Институт физики твердого тела им. Осипяна РАН, г. Черноголовка, Россия*

² *Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики» (НИУ ВШЭ), г. Москва, Россия*

Энергетическая релаксация между электронной подсистемой и окружением играет ключевую роль в мезоскопических сверхпроводниковых устройствах. В работах [1–2] исследовался тепловой баланс в гиб-

ридных структурах на основе нанопроволоки InAs, покрытой эпитаксиальным сверхпроводником (Al), в условиях постоянной температуры окружения. В [1] показано, что в сверхпроводящем островке неравновесные квазичастицы могут задерживаться на времена, значительно превышающие время электрон-фононной релаксации, что должно приводить к установлению локально равновесной электронной температуры и её росту с увеличением тока через нанопровод. В работах было продемонстрировано, что в экспериментах по джоулевой спектроскопии момент коллапса сверхпроводимости можно описать с помощью двухтемпературной модели (2ТМ), предполагающей неограниченный отвод тепла от электронной подсистемы. В приближении 2ТМ уравнение теплового баланса связывает электронную температуру T_e , джоулеву мощность P_J и температуру окружения T_{bath} :

$$\frac{1}{2}P_J = V_S \Sigma_{e-ph} (T_e^n - T_{\text{bath}}^n), \quad (1)$$

где V_S — объём сверхпроводника, Σ_{e-ph} — константа электрон-фононного взаимодействия. Коэффициент $1/2$ учитывает, что половина джоулева тепла рассеивается в N-терминалах. Критическая мощность (P_J^c), при которой разрушается сверхпроводимость, достигается в результате только разогрева T_e до критической температуры T_c . Метод джоулевой спектроскопии позволяет измерять P_J^c в зависимости от магнитного поля и получать оценки Σ_{e-ph} .

В настоящей работе исследуется разрушение сверхпроводимости при изменении температуры окружающей среды T_{bath} и обнаруживается эффект фононного узкого горла, вследствие которого 2ТМ оказывается неприменимой. Для описания наблюдаемых явлений выполнена модификация уравнения теплового баланса.

Исследуется эпитаксиальный Al островок толщиной ~ 40 нм, покрывающий InAs нанопровод диаметром ~ 150 нм, в подвешенной геометрии, исключаящий теплоотвод в подложку, как на рисунке 1(а). Передача тепла по InAs нанопроводу незначительная, поэтому предполагается, что все тепло уходит в окружающую среду ^3He , в которой находят-

ся образцы. Нагрев реализован двумя способами: глобальным разогревом окружающей среды и регистрируемым RuO_2 термометром вблизи образца, локальным нагревом мезоскопическим нагревателем, как на показано на рисунке 1б. Для калибровки мезоскопических нагревателей использована шумовая термометрия [3]. В несверхпроводящем режиме (в 300 мТл) измерялась зависимость шумовой температуры T_N от тока нагревателя I_H при нулевом токе через нанопровод. В отсутствие тока через нанопровод при нагреве I_H сверхпроводимость разрушается при $T_N = T_C$ (рис. 1д).

Измерение критической мощности от глобального нагрева показывает заметно быстрое уменьшение, чем ожидается по 2ТМ (рис. 1г). Измерение критической мощности от тока нагревателя (рис. 1г) показывает почти линейное уменьшение, что противоречит 2ТМ. В параллельном нанопроводу магнитном поле разница критической мощности с нагревом мезоскопическим нагревателем и без осциллирует (рис. 1е), следуя осцилляциями критической температуры согласно эффекту Литтла–Паркса, в то время как уравнение (1) не чувствительно к магнитному полю. Предполагаем, что теплоотвод в среду затруднён и температура фононов в сверхпроводящем островке T_{ph} может превышать температуру среды из-за конечной теплопроводности окружения, то есть $T_e > T_{\text{ph}} > T_{\text{bath}}$. Для описания наблюдаемых явлений предложена модификация уравнения теплового баланса, которую будем обозначать 3ТМ:

$$\frac{1}{2} P_J = V_S \Sigma_{e-ph} (T_e^n - T_{\text{ph}}^n) = \Sigma_{e-nv} (T_{\text{ph}}^{m+1} - T_{\text{bath}}^{m+1}), \quad (2)$$

где постоянная $\Sigma_{\text{en-v}}$ и показатель степени m определяют эффективную мощность охлаждения фононов в окружающую среду. В предельном случае сильного узкого горла ($\Sigma_{\text{env}} \rightarrow 0$) температура фононов приближается к электронной $T_{\text{ph}} \approx T_e$, и островок нагревается как целое при минимальной джоулевой мощности. В противоположном пределе $\Sigma_{\text{env}} \rightarrow \infty$ восстанавливается двухтемпературная модель (1) с $T_{\text{ph}} = T_{\text{bath}}$. Экспериментально реализуется промежуточный режим, в котором электрон-фононное сопротивление и сопротивление теплоотвода в окружающий

^3He становятся сравнимыми. Подгонка экспериментальных данных на рисунке 1г, е даёт значения $\Sigma_{\text{en-v}} \approx 1$ нВатт/К и $m = 1$, что подтверждает применимость ЗТМ.

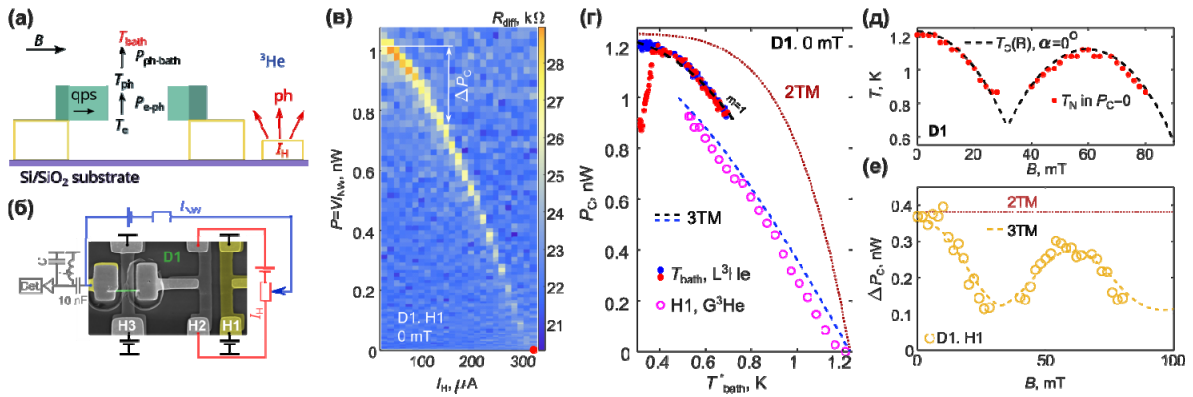


Рис. 1. (а) Схема образца. (б) СЭМ-изображение с искусственной расцветкой и измерительной схемой для мезоскопических нагревателей (Н1, Н2, Н3) и измерения электронного шума. (в) Джоулева мощность от тока нагревателя Н1. (г) Критическая мощность от глобального нагрева (красные и синие символы), и нагревателя Н1. Точечной и пунктирной линиями показаны оценки по 2ТМ и 3ТМ соответственно. (д) Шумовая температура при токе нагревателя Н1, где $P_j^c = 0$ от параллельного нанопроводу магнитного поля. Пунктирная линия показывает критическую температуру Al оболочки. (е) Разница критических мощностей с током нагревателя и без, в соответствии с указаниями тока нагревателя на панели (в). Точечной и пунктирной линиями показаны оценки по 2ТМ и 3ТМ соответственно

Таким образом, в работе впервые экспериментально продемонстрировано наличие эффекта фононного узкого горла в свободно подвешенных сверхпроводящих островках на нанопроводах InAs/Al. Полученные результаты важны для понимания тепловых процессов в гибридных наноструктурах.

Список литературы

[1] E. V. Shpagina et al.. Fate of the superconducting state in floating islands of hybrid nanowire devices // *Physical Review B*. 2024. V. 109, L140501.

- [2] A. Ibabe et. al. Joule spectroscopy of hybrid superconductor–semiconductor nanodevices // *Nature Communications*. 2023. V. 14, 2873.
- [3] E. S. Tikhonov et al. Noise thermometry applied to thermoelectric measurements in InAs nanowires // *Semicond. Sci. Technol.* 2016. V. 31, 104001.

Влияние давления на область существования сверхтекучей бета-фазы в ^3He в нематическом аэрогеле

В. В. Дмитриев¹, М. С. Кутузов², Д. В. Петрова¹, А. А. Солдатов¹,
А. Н. Юдин¹

¹ *Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН, г. Москва, Россия*

² *Metallurg Engineering Ltd., г. Таллинн, Эстония*

В докладе будут представлены результаты экспериментов со сверхтекучим ^3He в анизотропном нематическом аэрогеле (все нити такого аэрогеля параллельны друг другу) [1] в условиях предварительного покрытия поверхности тонким слоем гелия-4. В этом случае рассеяние квазичастиц ^3He на нитях аэрогеля носит зеркальный характер, а в малых магнитных полях в нематическом аэрогеле наблюдается новая сверхтекучая фаза ^3He — полярная фаза [2].

В высоких магнитных полях (вплоть до 10 кЭ) эксперименты с использованием вибрирующей проволоочки с приклеенным к ней образцом нематического аэрогеля [3], погруженной в жидкий ^3He , показали [4,5], что сверхтекучий переход в аэрогеле (T_{ca}) расщепляется на два перехода, происходящих при разных температурах ($T_{P2} < T_{ca} < T_{P1}$). Согласно теоретическим предсказаниям [6] в данном температурном интервале между этими двумя переходами должна наблюдаться другая сверхтекучая фаза — бета фаза. Бета фаза содержит только куперовские пары $\uparrow\uparrow$, в отличие от полярной фазы, в которой пары $\uparrow\uparrow$ и $\downarrow\downarrow$ находятся в одинаковом соотношении (аналогия с A и A_1 фазами).

Дополнительные экспериментальные данные в различных давлениях (от 7.1 до 19.4 бар) хорошо описываются линейными полевыми зависимостями, предсказываемыми теорией. Однако, при давлении 7.1 бар выявлена анизотропия расщепления температуры перехода, которую нельзя объяснить в рамках существующей теоретической модели. В частности, посчитанные исходя из экспериментальных данных бета-параметры для разложения свободной энергии в теории Гинзбурга-Ландау, значительно отличаются от бета-параметров для объемного ^3He (в отличие от больших давлений, где эти параметры оказываются близки к наблюдаемым в объемном ^3He).

Список литературы

- [1] В. Е. Асадчиков, Р. Ш. Асхадуллин, В. В. Волков и др. // *Письма в ЖЭТФ* **101**, 613 (2015).
- [2] V. V. Dmitriev, A. A. Senin, A. A. Soldatov, A. N. Yudin // *Phys. Rev. Lett.* **115**, 165304 (2015).
- [3] V. V. Dmitriev, M. S. Kutuzov, A. A. Soldatov et al. // *Письма в ЖЭТФ* **112**, 820 (2020)
- [4] V. V. Dmitriev, M. S. Kutuzov, A. A. Soldatov, A. N. Yudin // *Phys. Rev. Lett.* **127**, 265301 (2021).
- [5] В. В. Дмитриев, Д. В. Петрова, А. А. Солдатов, А. Н. Юдин // *УФН* **194**, 1310 (2024).
- [6] Е. В. Суровцев // *ЖЭТФ* **155**, 554 (2019).

ТОПОЛОГИЧЕСКИ НЕТРИВИАЛЬНЫЕ

Модификация поверхности и управление электронным транспортом в коррелированном топологическом изоляторе SmB_6

В. С. Журкин, А. Д. Божко, Б. В. Андриюшечкин, В. М. Шевлюга,
В. В. Глушков*

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия

**E-mail: glushkov@lt.gpi.ru*

Исследования природы поверхностного электронного транспорта в коррелированном топологическом изоляторе SmB_6 и системах на его основе можно условно разделить на два, практически не пересекающихся, экспериментальных направления. Первое направление включает методы фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES) [1–2] и сканирующую туннельную микроскопию (СТМ) [3], которые анализируют параметры электронной структуры и морфологию «чистых» поверхностей SmB_6 , получаемых сколом в условиях сверхвысокого вакуума (не хуже 10^{-10} Торр). Спектры ARPES позволяют восстановить дисперсионные зависимости, специфичные для поверхностных киральных электронов, однако не исключают неоднозначную трактовку наблюдаемых эффектов. В частности, авторами [3] появление киральных состояний связывается с эффектом Рашбы, а не с нетривиальной топологией зонного спектра. Методы СТМ дают прямую информацию о рельефе, типах реконструкции и дефектах поверхностей с различной терминацией (Sm или B), но из-за технических ограничений их нельзя сопоставить с

данными ARPES для одного и того же скола. Альтернативное направление включает прямые измерения поверхностной проводимости SmB_6 на образцах с поверхностями, подготовленными в обычных условиях, при помощи абразивной полировки или химического травления [5]. Однако систематический подход к исследованию параметров зарядового транспорта, учитывающий способ подготовки и рельеф поверхности образцов, а также ее элементный состав, не был реализован. Таким образом, используемые методы исследования принципиально исключают возможность сопоставления данных, полученных для «чистых» (направление I) и «грязных» (направление II) поверхностей образцов коррелированного топологическом изоляторе SmB_6 .

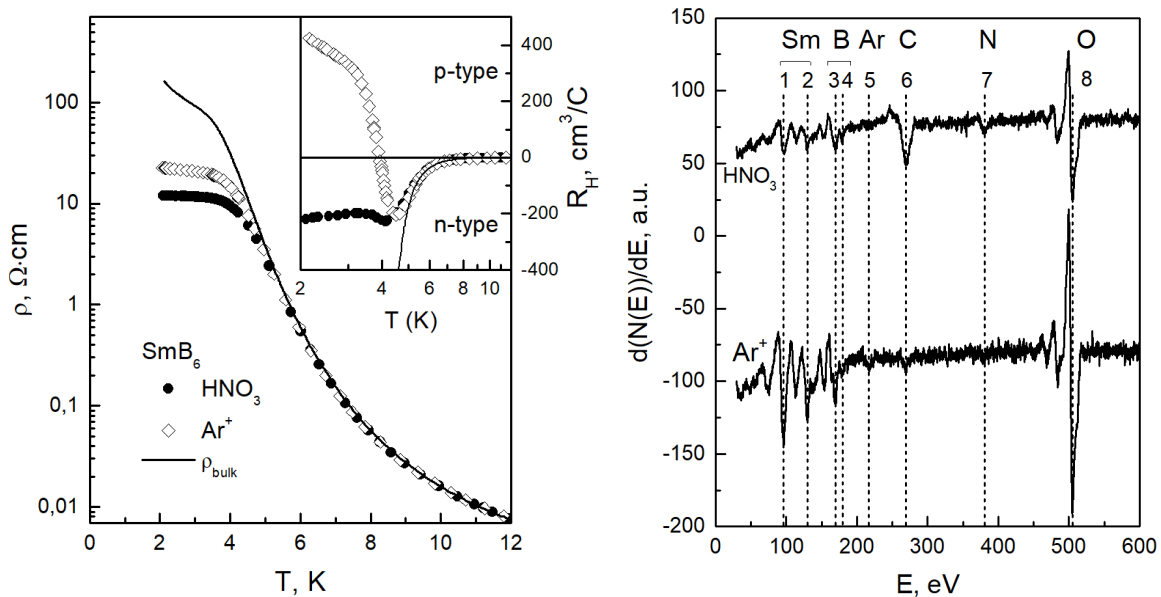


Рис. 1. Слева: Удельное сопротивление ρ и коэффициент Холла R_H (вставка) для монокристаллического образца SmB_6 с гранями, образованными поверхностями (110), после химического травления в водном растворе азотной кислоты (HNO_3) и обработки ионами аргона (Ar^+). Сплошные линии отвечают данным $\rho_{\text{bulk}}(T)$ и $R_H^{\text{bulk}}(T)$, рассчитанным для объемного зарядового транспорта. Справа: Оже-спектры для поверхностей монокристаллического образца SmB_6 после химического травления в водном растворе азотной кислоты (HNO_3) и обработки ионами аргона (Ar^+). Штриховыми линиями указаны линии самария 97 эВ (1) и 130 эВ (2), бора 168 эВ (3) и 179 эВ (4), аргона 215 эВ (5), углерода 270 эВ (6), азота 379 эВ (7) и кислорода 503 эВ (8)

В работе обсуждаются возможности управления типом поверхностной проводимости в коррелированном топологическом изоляторе SmB_6 за счет обработки граней пучком ионов аргона (со средней энергией до 500 эВ) [6]. Сопоставление данных зарядового транспорта и оже-спектров (рис.1) позволяет связать переход к проводимости p -типа с удалением углерода с поверхности SmB_6 и с генерацией дефектов в приповерхностном слое в результате ионной бомбардировки. Оценки эффективной концентрации поверхностных носителей заряда p -типа дают значения $p_s \approx 6.7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, что соответствует частичному ($\sim 16\%$) заполнению поверхностной зоны Бриллюэна для грани (110). Значения холловской подвижности дырок $\mu_H^p = R_H^S / \rho_S^{(110)} \approx +50 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ оказываются сопоставимы с подвижностями объемных электронов $\sim 100 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ и значительно превышают подвижности поверхностных электронов $|\mu_H^n| \sim 10 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ и объемных дырок $\mu_H^{\text{bulk}} < 3 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$. Высокие значения μ_H^p не согласуются с предсказаниями модели Кондо-изолятора [1], при этом обнаруженная возможность контроля элементного состава поверхности гексаборида самария путем комбинации бомбардировки ионами аргона и высокотемпературного отжига ($\sim 1100\text{-}1300 \text{ }^\circ\text{C}$) открывает перспективы дальнейших исследований электронного транспорта в SmB_6 при низких температурах.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РФФ 25-72-20032.

Список литературы

- [1] L. Li, K. Sun, C. Kurdak et al. // *Nat. Rev. Phys.* 2020. V. 2, I. 9. P. 463–479.
- [2] S. Suga, K. Sakamoto, T. Okuda et al. // *J. Phys. Soc. Japan.* 2014. V. 83. № 1. P.014705-1-6.
- [3] P. Hlawenka, K. Siemensmeyer, E. Weschke et al. // *Nat. Comm.* 2018. V. 9. № 1. P. 517-1-7
- [4] S. Wirth, P. Schlottmann // *Adv. Quantum Technol.* 2021. V. 4. Iss. 12. P. 2100102-1-21.
- [5] M. V. A. Crivillero, M. König, J. C. Souza et al. // *Phys. Rev. Res.* 2021. V. 3. Iss. 2. P. 023162-1-7.
- [6] В. В. Глушков, А. Д. Божко, В. С. Журкин и др. // *Докл. РАН. Физ., техн. науки.* 2025. V. 525. № 1. P. 11–20.

Влияние обработки поверхности на параметры зарядового транспорта в SmB_6

В. С. Журкин*, А. Д. Божко, М. А. Анисимов, О.С.Кудрявцев,
В. М. Шевлюга, Б. В. Андрюшечкин, В. В. Глушков

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия

**E-mail: dok5555@mail.ru*

Гексаборид самария является системой с промежуточно валентным состоянием ионов самария ($\nu \approx 2,6$), которое приводит к частичной делокализации 4f-состояний, флуктуациям заряда и магнитного момента. При $T < 5$ К зависимость удельного сопротивления характеризуется выраженным насыщением независимо от способа роста монокристаллов [1–4], что принято объяснять в рамках модели коррелированного топологического изолятора. Согласно этой модели конечную проводимость SmB_6 при низких температурах определяют поверхностные электроны с линейной дисперсией, возникающей из-за нетривиальной топологии зонной структуры SmB_6 [5]. Сильные электронные корреляции и сильная зависимость параметров поверхностной проводимости от методов предварительной обработки поверхности гексаборида самария [6,7] вызывают значительный интерес к исследованию данного соединения.

В настоящей работе выполнено исследование влияния обработки поверхности на параметры зарядового транспорта монокристаллических образцов SmB_6 в диапазоне температур 1.9-300 К в магнитных полях до 8 Тл. На первом этапе подготовки поверхности все грани образцов SmB_6 , вырезанных в форме прямоугольного параллелепипеда полировались алмазным абразивом с последовательным уменьшением размеров зерна алмазного порошка от 7 до 0,5 мкм с последующим травлением в водном растворе HNO_3 . После цикла измерений транспортных и гальваномагнитных свойств грани образца подвергались бомбардировке ионами аргона со средней энергией ионов 500 эВ и плотностью тока 1,2 мкА/см², с последующим отжигом до 800 °С в условиях сверхвысокого вакуума (до $2 \cdot 10^{-10}$ Торр). После чего полный цикл измерений повторялся.

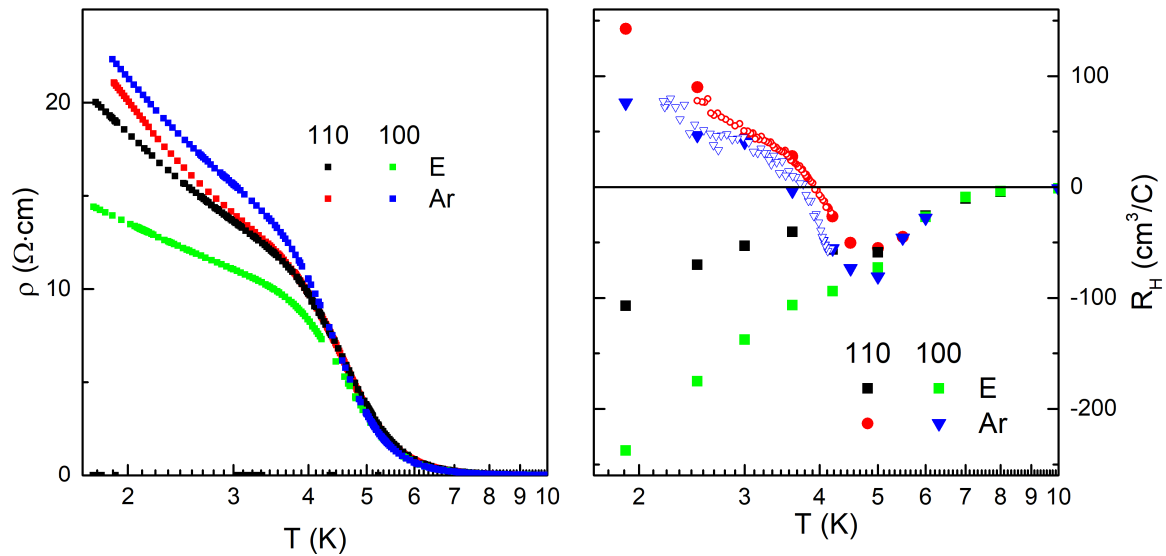


Рис. 1. Температурные зависимости удельного сопротивления (левая панель) и коэффициента Холла (правая панель) SmB_6 после химического травления (E) и бомбардировки ионами Ar^+ (Ar) с различной ориентацией граней (110 и 100)

Оказалось, что после химического травления удельные сопротивления образцов зависят от ориентации их граней. Так, для образца с гранями (100) удельное сопротивление $\rho \approx 13,89 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ при $T = 1,9 \text{ К}$ оказывается существенно ниже значений $\rho \approx 19,07 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, измеренных на образце с гранями (110). Качественное и количественное отличие температурных зависимостей удельного сопротивления для образцов с различной обработкой поверхности ниже $T = 4 \text{ К}$ свидетельствует о росте поверхностного вклада в зарядовый транспорт в SmB_6 в области низких температур. После бомбардировки ионами аргона удельное сопротивление возрастает при $T = 1,9 \text{ К}$ для обоих образцов до значений $\rho \approx 22,24 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ и $\rho \approx 21,02 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ для поверхностей (100) и (110) соответственно (рис. 1, левая панель), а разница сопротивлений образцов с различной ориентацией поверхностей по сравнению с химическим травлением уменьшается.

Для температурных зависимостей коэффициента Холла в SmB_6 характерна более сложная эволюция. Так, после химического травления для образцов с гранями разных ориентаций наблюдается рост амплитуды отрицательного коэффициента Холла с понижением температуры с осо-

бенностью около $T = 5$ К. После бомбардировки поверхности SmB_6 ионами аргона температурная зависимость коэффициента Холла качественно меняется. Для образцов с ориентациями граней (100) и (110) наблюдается изменение знака коэффициента Холла при температурах $T \approx 3,7$ К и $T \approx 3,9$ К, соответственно (рис. 1, правая панель). Абсолютные значения для образца (100) уменьшаются от $|R_H| \approx 237,5$ см³/Кл до $|R_H| \approx 75,8$ см³/Кл, а для образца (110) растут от значений $|R_H| \approx 107$ см³/Кл до $|R_H| \approx 142,4$ см³/Кл при $T = 1,9$ К.

Данные оже-спектроскопии показали, что обработка поверхностей гексаборида самария ионным пучком Ar приводит к практически полному удалению углерода с поверхности образца. При этом наблюдается усиление линии кислорода (~30%), которое совместно с генерацией дефектов в приповерхностном слое, вызванных бомбардировкой ионами аргона, по-видимому, и приводит к появлению носителей заряда p -типа в поверхностном слое SmB_6 .

Результаты, полученные в рамках данной работы, открывают возможность направленного управления параметрами поверхностной проводимости в гексабориде самария.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №25-72-20032.

Список литературы

- [1] M. Dzero et al. // *Phys. Rev. Lett.* 104, 106408 (2010).
- [2] V. Gorshunov et al. // *Phys. Rev. B* 59, 1808 (1999).
- [3] Н. Е. Случанко и др. // *ЖЭТФ* 115, 970 (1999).
- [4] G. Travaglini and P. Wachter // *Phys. Rev. B* 29, 893 (1984).
- [5] M. Dzero et al. // *Phys. Rev. Lett.* 104, 106408 (2010).
- [6] В. Глушков и др. // *Письма в ЖЭТФ* 116, 770 (2022).
- [7] В. В. Глушков и др. // *Докл. РАН. Физ., техн. науки.* 2025. 525. №1. Р. 11–20.

Индукцированный деформацией сверхпроводящий эффект близости в топологическом изоляторе TaSe₃

Р. М. Лукманова^{1,2}, И. А. Кон², В. Е. Минакова², С. В. Зайцев-Зотов^{1,2}

¹ ИРЭ РАН, г. Москва, Россия

² НИУ ВШЭ, г. Москва, Россия

Сверхпроводящий эффект близости в гибридных структурах, состоящих из s-волновых сверхпроводников с топологическими изоляторами (ТИ), представляет собой перспективную платформу для реализации майорановских нулевых мод [1, 2]. Соединение TaSe₃, относящееся к классу квазиодномерных трихалькогенидов переходных металлов, недавно привлекло внимание как материал с управляемой топологией. Объемные электронные свойства TaSe₃ чувствительны к одноосной деформации: при $\epsilon \approx 1\%$ наблюдается переход металл–диэлектрик. Согласно расчетам из первых принципов и данным фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES), при растяжении TaSe₃ эволюционирует из полуметаллического состояния в сильный топологический изолятор, а затем при больших деформациях переходит в тривиальный диэлектрик [3, 4]. Однако прямые экспериментальные подтверждения существования и исчезновения топологических поверхностных состояний в этом материале, особенно в транспортных экспериментах, отсутствуют. В работе продемонстрирована возможность управления эффектом близости на топологических поверхностных состояниях с помощью деформации в структурах In/TaSe₃/In.

Монокристаллы TaSe₃ высокого качества были выращены методом газового транспорта. Кристаллы имеют игольчатую морфологию с типичным поперечным сечением 0.05–0.5 мкм² и длиной от 50 до 150 мкм. Кристалл TaSe₃ помещался на гибкую полиимидную подложку толщиной 100 мкм. На оба конца кристалла методом термического испарения через теневую маску наносились индиевые контакты толщиной 0.1–0.5 мкм. Ключевым технологическим приемом являлось создание «размытых» краев

контактов, что обеспечивало плавное уменьшение толщины пленки индия вблизи границы с кристаллом. Деформация кристалла задавалась растяжением подложки. Измерения сопротивления выполнялись четырехконтактным методом в магнитном поле до 0.5 Тл при температуре 2.8 К.

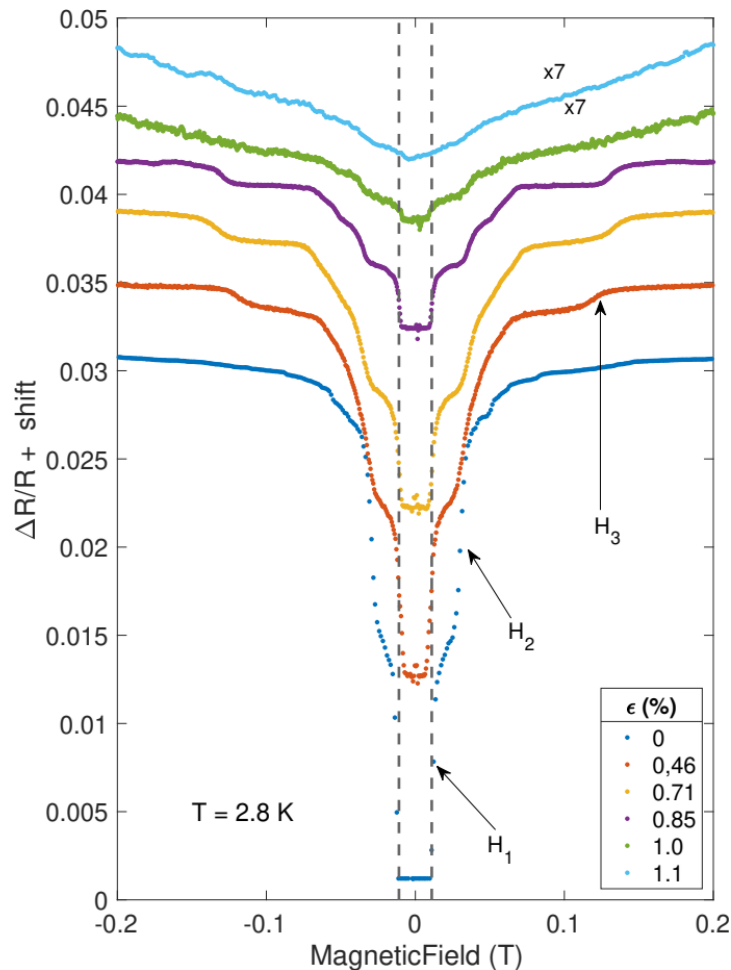


Рис. 1. Зависимости сопротивления от магнитного поля при различных деформациях образца. H_1 — критическое магнитное поле объемного индия

На рис. 1 представлены зависимости нормированного магнитосопротивления $\Delta R/R = [R(H) - R(0)]/R(0)$ при $T = 2.8 \text{ K}$ для различных значений деформации. Вместо одного резкого перехода на кривых отчетливо видны ступенчатые особенности. Наблюдение этих ступеней, особенно H_3 , критическим образом зависит от морфологии контактов. Образцы с четкими резкими краями контактов демонстрируют лишь единственный резкий переход. Чрезмерная размытость краев приводит к сильному

(более 100 %) и плавному изменению сопротивления в поле, что маскирует ступенчатые особенности. Оптимальная степень размытости позволяет наблюдать последовательное подавление сверхпроводимости в различных областях структуры.

Предполагая, что каждая ступень сопротивления δR_i соответствует подавлению сверхпроводящей области длиной δL_i вблизи одного из контактов, можно оценить длину проникновения наведенной сверхпроводимости $\delta L_i = (1/2)(\delta R_i/R)L$. На рис. 2 показана зависимость δL_1 , δL_2 и δL_3 от сопротивления образца R (которое растет с увеличением деформации). δL_1 и δL_2 уменьшаются с ростом сопротивления по степенному закону $\delta L \propto R^\alpha$ с показателем $\alpha \approx -0.7$. Такое значение близко к ожидаемому в чистом пределе $\xi \propto \sim R^{-1/d}$ для размерности ферми-поверхности d , промежуточной между одномерным ($\alpha = -1$) и двумерным ($\alpha = -0.5$) случаями. Что касается зависимости $\delta L_3(\rho)$, то она не соответствует ни чистому, ни грязному пределу. δL_3 демонстрирует слабую, слегка положительную зависимость от сопротивления ($\alpha \approx 0.2$). Более того, соответствующая ступень при H_3 отсутствует при $\epsilon = 0$, возникает только при промежуточных деформациях и исчезает при $\epsilon \approx 1.0$ %.

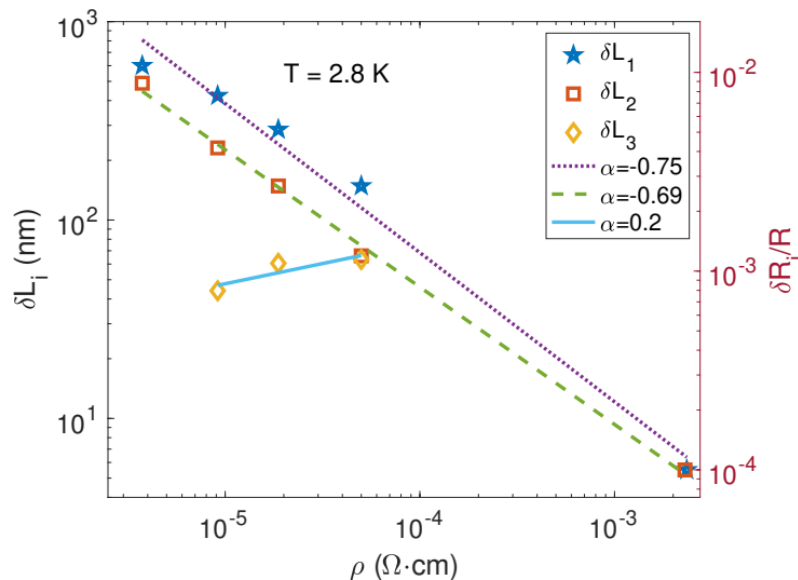


Рис. 2. Зависимость относительной амплитуды ступеней сопротивления (правая шкала) и соответствующих характеристических длин (левая шкала) от сопротивления образца, изменяемого деформацией. Прямые линии показывают аппроксимацию методом наименьших квадратов

Наблюдаемое поведение δL_3 полностью согласуется с предсказанной топологической фазовой диаграммой TaSe₃[4]. При $\epsilon = 0$ TaSe₃ находится в полуметаллическом состоянии. Высокая плотность объемных состояний, по-видимому, доминирует в эффекте близости, маскируя вклад поверхностных состояний (если они есть). В интервале $0.46\% \leq \epsilon \leq 0.85\%$ TaSe₃ переходит в фазу сильного топологического изолятора. Концентрация объемных носителей снижается, что уменьшает конкурирующий объемный вклад и позволяет наблюдать сверхпроводимость, индуцированную в топологически защищенных поверхностных состояниях, в виде ступени H_3 . При $\epsilon \approx 1.0\%$ материал становится тривиальным диэлектриком, поверхностные состояния исчезают, что согласуется с отсутствием ступени H_3 .

Таким образом, сверхпроводящий эффект близости в структурах сверхпроводник–топологический изолятор–сверхпроводник с намеренно размытыми краями контактов может служить простым и эффективным инструментом для детектирования топологических поверхностных состояний методами магнитотранспорта. Анализ ступенчатых особенностей магнитосопротивления структур In/TaSe₃/In при одноосной деформации позволил выделить вклад, который возникает только в предсказанной фазе сильного топологического изолятора TaSe₃ ($0.46\% \leq \epsilon \leq 0.85\%$) и исчезает при переходе в тривиальное диэлектрическое состояние. Полученные результаты [5] подтверждают существование индуцированного деформацией топологического фазового перехода в TaSe₃ и открывают новые возможности для исследования майорановских нулевых мод в топологических материалах.

Список литературы

- [1] L. Fu and C. L. Kane // *Phys. Rev. Lett.* **100**, 096407 (2008).
- [2] R. M. Lutchyn et al. // *Nature Reviews Materials* **3**, 52 (2018).
- [3] C. Lin et al. // *Nature Materials* **20**, 1093 (2021).
- [4] J. Hyun et al. // *Phys. Rev. B* **105**, 115143 (2022).
- [5] R. Lukmanova et al. // *Phys. Rev. B*, **111**, 224510 (2025).

Isotropic and linear magnetoresistance of $\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ at $x=0.2; 0.4; 0.65$

A. E. Petrova¹, S. Yu. Gavrilkin¹, V. A. Stepanov¹, S. M. Stishov^{*1},
S. S. Khasanov², Dirk Menzel³

¹ *P. N. Lebedev Physical Institute, Moscow, Russia*

² *Institute of Solid State Physics RAS, Chernogolovka, Moscow District, Russia*

³ *Institut für Physik der Kondensierten Materie, Technische Universität
Braunschweig, D-38106 Braunschweig, Germany*

**E-mail: stishovsm@lebedev.ru*

Binary compounds of transition metals that crystallize in the chiral B20 crystal structure demonstrate a number of remarkable physical properties. In particular, their electron spectra reveal topological features known as Weyl nodes. These features provide the basis for forming a Weyl semimetal with two Weyl cones separated in momentum space where the conduction and valence bands touch at discrete points with a linear dispersion relation. Some of intriguing properties can be born in this situation, one of them was described in the current work.

All longitudinal ($I \parallel H$) and transverse ($I \perp H$) magnetoresistance data as functions of magnetic field and temperature are displayed in Fig. 1. As clearly seen in the case of two materials with $x = 0.4$ and 0.65 , $\text{MR}(H)$ is a quasilinear function of the magnetic field in both configurations $I \parallel H$ and $I \perp H$ at low temperatures. This type of behavior changes with temperature and the $\text{MR}(H)$ dependence acquires a customary form. For example, approximating MR at 100 K of all three substances by a power expression $\Delta\rho / \rho \sim H^n$ one finds usual values of the exponent n varies from 1.8 to 2. The low temperature (1.8 K) behavior of the material with $x = 0.2$ is slightly different from others two. At low magnetic fields the dependence $\text{MR}(H)$ of this substance shows some curvature, which straitens up at high magnetic fields and became ideally linear with $n = 1$, if one would use again the same power expression as above. Incidentally an application of aforementioned power expression to the other

three quasilinear lines yields at $T = 1.8$ K values n ranging from 0.93 to 0.96. It should be noted here that the sample with $x = 0.2$ indeed is different from the rest two, it behaves as a metal below 50 K with respect to electrical conductivity and doesn't show any indications for a spin ordered structure. The MR anisotropy test was performed by plotting data of both configurations together, as shown in Fig. 2. As can be seen, there is surprising, almost perfect isotropy of MR at $T = 1.8$ K, which disappears at 100 K for the sample with $x = 0.2$. However, it still holds for the samples with $x = 0.4$ and 0.65. The mismatch between the two curves in the last sample is due to noisy experimental data.

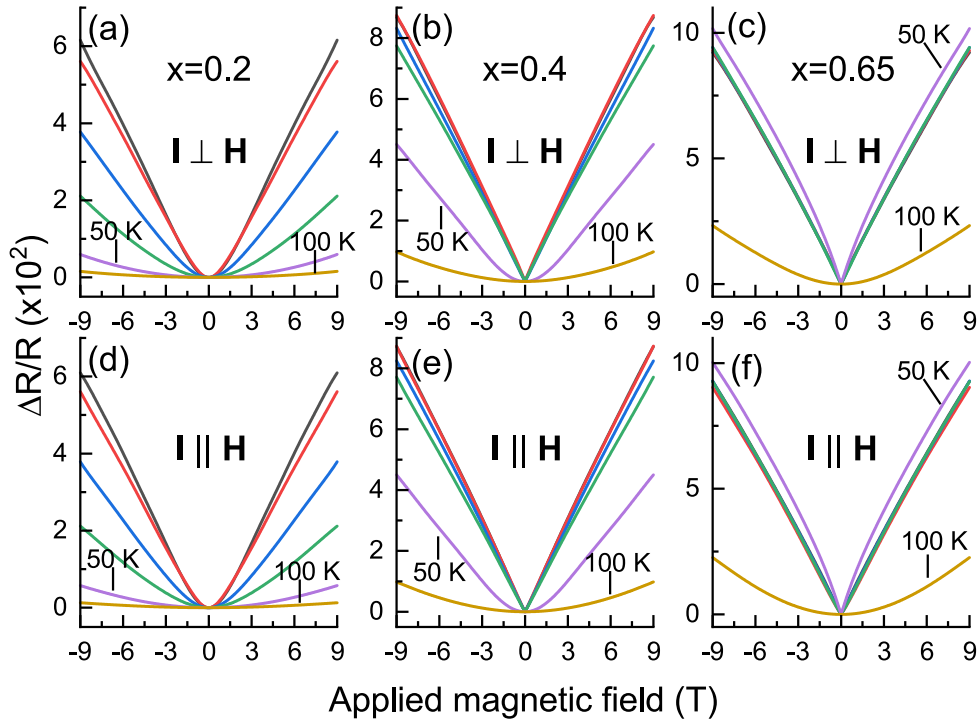


Fig. 1. Longitudinal and transverse magnetoresistance of $\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ as functions of magnetic field and temperature

As was demonstrated in the previous section, two remarkable features characterize the magnetoresistance of $\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ samples at $x = 0.2, 0.4,$ and 0.65 . These features are the linear dependence of both the transverse and longitudinal magnetoresistance (MR) on the magnetic field and an almost perfect isotropic property of the MR, meaning it is independent of the direction of the

magnetic field relative to the current. The linear MR has been found in a number of substances, and its nature has been investigated (see for instance [1–4]). Most cases that have been considered, are somehow connected to the disorder or inhomogeneity in the materials. However, for so-called “quantum linear magnetoresistance” probably enough to have gapless spectrum with a linear momentum dispersion [1]. The quasilinear MR in the Weyl semimetals $\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ observed in the current work (Fig. 1) most probably has this kind of quantum origin. However, it can be clearly seen that MR of the sample with $x = 0.2$ demonstrate almost normal, close-to-quadratic behavior at low temperature. Note that samples with $x = 0.2$ show no signs of magnetic ordering, while samples with $x = 0.4$ and 0.65 are magnetically ordered at low temperatures. This probably implies that a spin polarization plays an essential role in the MR behavior. As expected, MR turns to the classical quadratic field dependence $\approx H^2$ at elevated temperature (Fig. 2). On the other hand the isotropic features of the MR in $\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ (Fig. 2) is certainly have a classical character showing up even at 100 K. As mentioned in Ref. [3], when gross inhomogeneities exist in a semiconductor it is possible to create distorted current paths misaligned with the driving voltage, and mix in the off-diagonal components of the magnetoresistivity tensor. As a result there will be no difference between longitudinal and transverse directions of magnetic field. Our samples of $\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ are disordered solid solutions and that is probably a key reason for the observed MR isotropy. In this connection see Ref. [5, 6], where MR isotropy was discovered in the amorphous material.

Two remarkable features characterize the magnetoresistance of $\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ samples at $x = 0.2, 0.4,$ and 0.65 that are a linear dependence of both the transverse and longitudinal magnetoresistance (MR) on the magnetic field and an almost perfect isotropic property of the MR. These properties are tentatively attributed to the specifics of Weyl electron spectra and general disorder of the materials. However, it should be noted that a spin polarization likely has a significant impact on the MR behavior in $\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ samples.

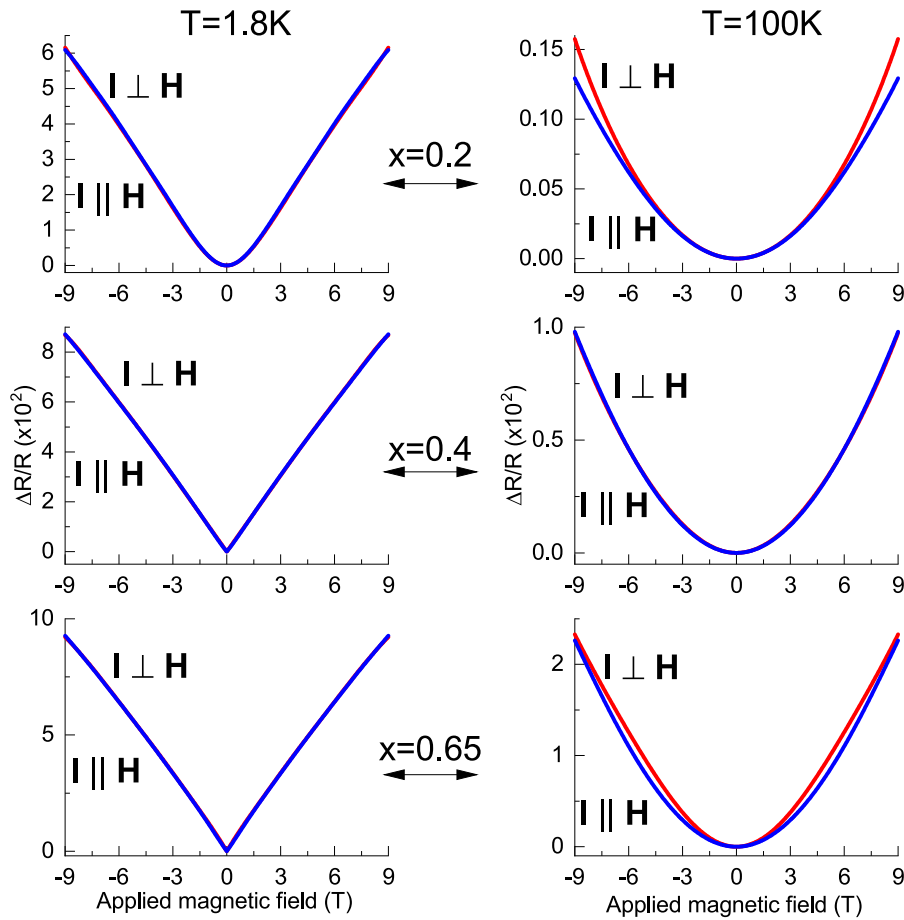


Fig. 2. Isotropic magnetoresistance of $\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$. MR curves for $I \parallel H$ and $I \perp H$ in the left panel and at $x = 0.4$ of right panel can not be distinguished in our measurements. Isotropy disappears at 100 K for the sample with $x = 0.2$, whereas it still holds for the samples with $x = 0.4$ and 0.65 . The mismatch between the two curves in the last sample is due to noisy experimental data. It is significant that MR of the sample with $x = 0.2$ does not show a quasilinear behavior at low temperature (see also Fig. 1)

Список литературы

- [1] A. A. Abrikosov // *Phys. Rev. B* **58**, 2788 (1998).
- [2] M. M. Parish, P. B. Littlewood // *Phys. Rev. B* **72**, 094417 (2005).
- [3] J. Hu, T. F. Rosenbaum // *Nat. Mater.* **7**, 697 (2008).
- [4] J. C. W. Song, G. Refael, P. A. Lee // *Phys. Rev. B* **92**, 180204 (2015).
- [5] T. F. Rosenbaum, R. F. Milligan, G. A. Thomas, P. A. Lee, T. V. Ramakrishnan and K. DeConde // *Physica I07B*, 507 (1981).
- [6] M. A. Howson, D. Greig // *J. Phys. F: Met. Phys.* **13**, L155 (1983).

Электронные состояния, возникающие на магнитных доменных стенках со сложной текстурой на поверхности топологических изоляторов

И. П. Русинов^{1,2,*}, В. Н. Меньшов^{1,2}, Е. В. Чулков²

¹ *Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*

² *Санкт-Петербургский государственный университет, С.-Петербург, Россия*

**E-mail: i.rusinov@lebedev.ru*

Зонная топология материалов с сильной спин-орбитальной связью в комбинации с различными типами магнитного упорядочения предлагает новый подход к созданию устройств хранения, записи и считывания информации. Один из таких подходов связан с реализацией устойчивых спин-поляризованных состояний электронов, возникающих на магнитных доменных стенках (ДС) на поверхности и в ультра тонких плёнках примесных или собственных магнитных топологических изоляторов (ТИ) [1].

Как правило, теоретические исследования состояний на доменной стенке проводятся в модели жёсткой антифазной границы между областями с однородной и противоположно ориентированной намагниченностью, перпендикулярно базисной плоскости ТИ [2]. В настоящей работе мы выходим за рамки столь простого подхода, чтобы изучить формирование одномерных связанных электронных состояний, индуцированных ДС, имеющими сложную пространственную и векторную текстуру. Конкретно рассматриваются уединённые ДС с изинговской, неелевской и блоховской конфигурациями намагниченности на поверхности ТИ. При этом анализируются магнитные ТИ с двумя типами анизотропии: лёгкая ось и лёгкая плоскость. Используя численные вычисления в рамках приближения сильной связи, описаны спектральные, спин-поляризационные и пространственные характеристики одномерных состояний в зависимости от параметров нашей модели. Показано, что ДС изинговского или блоховского типа любой ширины порождает на по-

верхности связанное состояние с линейной дисперсией в случае магнитного ТИ с лёгкой осью анизотропии или бездисперсионное состояние в случае лёгкой плоскости анизотропии. Существование каждого из этих состояний поддерживается соответствующей симметрией модели. Возможно также присутствие на ДС так называемых состояний Волкова-Панкратова (ВП) с параболическим спектром [3], когда ширина ДС превосходит длину локализации связанного состояния. Данная картина качественно согласуется с результатами предыдущих исследований, например [4, 5].

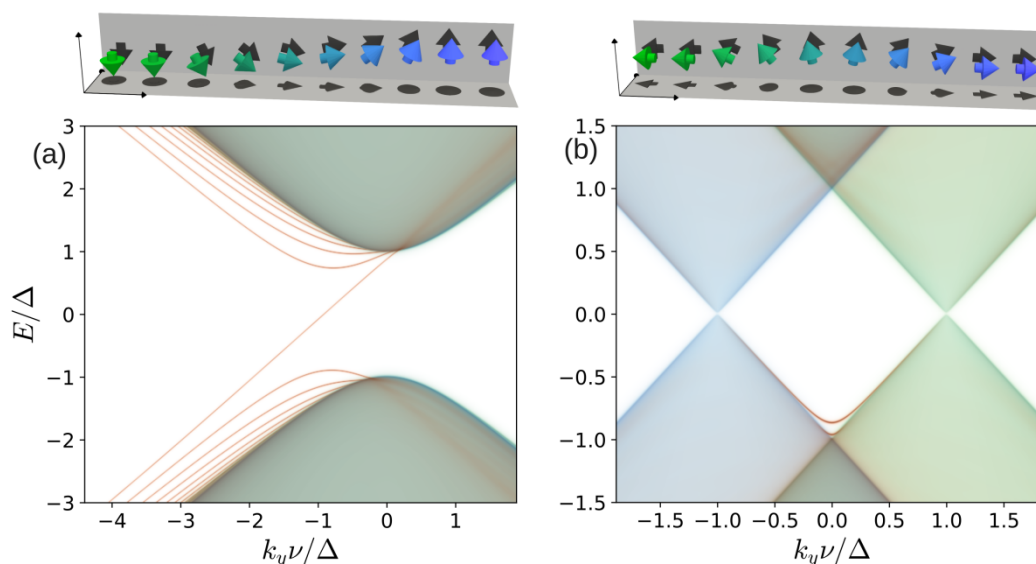


Рис. 1. Спектры электронных состояний на поверхности магнитного ТИ с анизотропией лёгкая ось (а) и лёгкая плоскость (б). Тонкими линиями изображены ветви одномерных состояний, индуцированных неелевской текстурой. Закрашенные области представляют проекции двумерных состояний в доменах. Здесь Δ — величина обменного поля намагниченности в доменах, v — ферми-скорость, k_y — импульс вдоль ДС, ζ — ширина ДС и $\frac{\Delta\zeta}{v} > 1$

Однако в ситуации с неелевской магнитной текстурой мы обнаружили особые черты с спектрах одномерных электронных состояний. В случае лёгкой оси анизотропии, как видно из рис. 1а, линейная ветвь, не меняя наклона, смещается от середины зоны Бриллюэна вправо или

влево в зависимости от киральности ДС. Величина смещения тем больше, чем шире ДС. Чем шире ДС, тем большее количество состояний ВП формируется около линейной ветви. В случае анизотропии типа лёгкая плоскость состояние с плоской зоной (специфичное для жёсткой ДС) приобретает конечную дисперсию. Знак эффективной массы такого состояния определяется киральностью ДС, а её величина обратно пропорциональна ширине ДС. Состояния ВП отсутствуют внутри локальной обменной щели, как иллюстрирует рис. 1b.

Таким образом, спектральная картина электронных состояний на поверхности ТИ, индуцированных ДС со сложной магнитной текстурой, может существенно модифицироваться по сравнению со случаем жёсткой ДС. Можно заключить, что если само существование топологически защищённого состояния на ДС предопределено разницей топологических индексов в доменах, то есть вдали от междоменной границы, то характеристики этого состояния могут зависеть от текстуры намагниченности и масштаба её вариации в окрестности границы.

Список литературы

- [1] Y.-F. Zhao, R. Zhang, J. Cai, *et al.* Creation of chiral interface channels for quantized transport in magnetic topological insulator multilayer heterostructures // *Nat. Commun.* **14**, 770 (2023).
- [2] J. K. Asbóth, L. Oroszlány, A. Pályi, *A Short Course on Topological Insulators.* Springer, 2016.
- [3] Б. А. Волков, О. А. Панкратов, Двумерные безмассовые электроны в инверсном контакте // *Письма в ЖЭТФ* **42**, 145-148 (1985).
- [4] E. K. Petrov, V. N. Men'shov, I. P. Rusinov, *et al.* Domain wall induced spin-polarized flat bands in antiferromagnetic topological insulators // *Phys. Rev. B* **103**, 235142 (2021).
- [5] I. P. Rusinov, V. N. Men'shov, E. V. Chulkov, Spectral features of magnetic domain walls on the surface of three-dimensional topological insulators // *Phys. Rev. B* **103**, 035411 (2021).

Низкотемпературные поправки проводимости в тонких пленках топологического полуметалла-иридата стронция

Г. Д. Ульев^{1,2}, Г. А. Овсянников^{1*}, К. И. Константибян¹

¹ *Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН,
г. Москва, Россия*

² *Московский физико-технический институт (национальный исследовательский
университет), Московская область, г. Долгопрудный, Россия*

**E-mail gena@hitech.cplire.ru*

Полуметаллический оксид SrIrO_3 характеризуется сильным спин-орбитальным взаимодействием с энергией $E_{\text{SOC}} \sim 0,4$ эВ, что обуславливает его значительный интерес для генерации и детектирования спиновых токов за счет спинового эффекта Холла [1]. Вместе с тем, электронные транспортные свойства тонких пленок SrIrO_3 оказались крайне чувствительными к выбору подложки и толщине пленки, что связано с эпитаксиальной деформацией и несогласованием параметров кристаллической решетки на границе раздела «пленка–подложка» [2–4].

Тонкие эпитаксиальные пленки нанометровой толщины из иридата стронция SrIrO_3 и манганита $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ были выращены на монокристаллических подложках $(001)\text{SrTiO}_3$ и $(110)\text{NdGaO}_3$ с помощью магнетронного распыления при температуре подложки 770–800 °С в смеси газов аргона (Ar) и кислорода O_2 с общим давлением 0.3 мБар .

Представлены результаты исследования квантовых поправок к проводимости в эпитаксиальных пленках SrIrO_3 толщиной $d = 35$ нм в диапазоне температур 2–30 К, где проявляются когерентные квантовые эффекты. Проведены систематические измерения продольного сопротивления, эффекта Холла и магнетосопротивления в магнитных полях до 7 Т. Анализ экспериментальных данных выполнен в рамках теории квантовых поправок к проводимости, учитывающей как слабую (анти)локализацию, так и корреляционные эффекты межэлектронного взаимодействия.

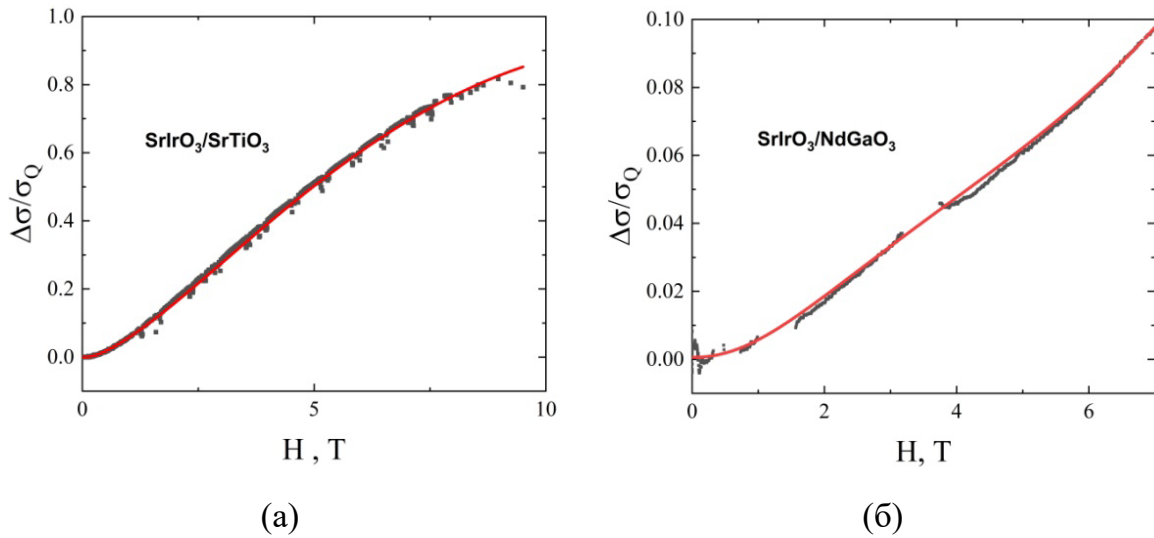


Рис. 1. Изменение проводимости SrIrO₃ пленки $\delta\sigma_{xx}(B) = \sigma_{xx}(B) - \sigma_{xx}(B = 0)$ под действием магнитного поля для пленок, напыленных на две подложки а) SrIrO₃/SrTiO₃, б) SrIrO₃/NdGaO₃. Проводимость нормирована на квантовую проводимость $\sigma_Q = e^2/h$. Красная линия — аппроксимация с использованием модели квантовых поправок Маекава–Фукуита

Для объяснения экспериментально наблюдаемых низкотемпературных (ниже 10 К) зависимостей проводимости SrIrO₃ пленок от магнитного поля была использована модель квантовых поправок Маекава–Фукуита [5], были оценены длины L_φ — фазовой когерентности, L_{SO} — спин-орбитального рассеяния, L_i — упругого рассеяния [6].

Таблица 1. Полученные параметры модели Маекава–Фукуита для образцов при температуре $T = 2$ К.

Образец	L_{SO} , нм	L_φ , нм	L_i , нм
SrIrO ₃ /NdGaO ₃	6.9	8.6	11.4
SrIrO ₃ /SrTiO ₃	26.8	21.4	28.3

Время спин-орбитального рассеяния сравнимо для обеих подложек со временем дефазировки, что характерно для систем испытывающих слабую антилокализацию из-за спин-орбитального взаимодействия иридата [7]. Все длины на подложке NdGaO₃ существенно меньше, что может говорить об эпитаксиальных напряжениях и рассогласованиях реше-

ток, которые создают дополнительные каналы рассеяния и в целом делают пленку более дефектной. Рост плёнки на подложке SrTiO₃ напротив обеспечивает сохранение квантовой фазы на более далекие расстояния в виду меньшего рассогласования решеток подложка-пленка.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-79-00010, <https://rscf.ru/project/23-79-00010>.

Список литературы

- [1] Г. А. Овсянников и др. // *Письма в ЖТЭФ*, **121**, 88 (2025).
- [2] И. Е. Москаль и др. // *Физика твердого тела* **66**, 1101 (2024).
- [3] Г. А. Овсянников и др. // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования* №2, 81 (2024).
- [4] G. A. Ovsyannikov et al. // *Phys. Rev.* **B107**, 144419 (2023).
- [5] S. Maekawa, H. Fukuyama // *Journal of the Physical Society of Japan*, 50(8), 2516–2524 (1981).
- [6] A. L. Danilyuk et al. // *Physical Chemistry Chemical Physics* **28**, 1357 (2026).
- [7] К. И. Константибян и др. // *Физика твердого тела* **67**, 461 (2025).

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ, КВАНТОВЫЕ ЭФФЕКТЫ И ПРОЧИЕ ЗАГАДКИ

Моттовский изолятор в приближении Гинзбурга – Ландау для модели Хаббарда

С. Н. Бурмистров, Л. Б. Дубовский

НИЦ «Курчатовский институт», г. Москва, Россия

Различные оксиды переходных металлов имеют по одному атому в зоне проводимости. Поэтому они должны проявлять металлические свойства. Однако эксперимент показывает, что они являются изоляторами. Мотт [1] объяснил, что последовательный учет кулоновского взаимодействия между электронами в зоне проводимости приводит к тому, что оксиды переходных металлов являются в действительности изоляторами. Наиболее четко это показано в работе Хаббарда [2], где численно продемонстрировано, что учет кулоновского взаимодействия в зоне проводимости приводит к ее расщеплению на две подзоны с щелью между ними. В оксидах переходных металлов заполнена только нижняя подзона. А имеющаяся щель между верхней и нижней подзонами приводит к тому, что оксиды переходных металлов являются не металлами, а изоляторами.

В работе [3] это явление аналитически проанализировано в модели Хаббарда, рассмотренной в приближении Гинзбурга – Ландау.

Список литературы

- [1] N. F. Mott // *Proc. Phys. Soc. (Lnd.)* A62, 416 (1949).
- [2] J. Hubbard // *Proc. Roy. Soc. A*276, 238 (1963).
- [3] L. B. Dubovskii, S. N. Burmistrov // arXiv:2302.05958 [cond-mat., str-el].

КР спектроскопия перехода изолятор-металл в Sr_2VO_4 .

Ю. С. Поносов^{1*}, У. Е. Хубин², У. W. Long², С. В. Стрельцов^{1,3}

¹ *Институт физики металлов, УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия*

² *Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing, China*

³ *Уральский федеральный университет, г. Екатеринбург, Россия*

**E-mail:ponosov@imp.uran.ru*

Существующие исследования Sr_2VO_4 предполагают установление орбитального порядка при низких температурах и переход в металлическое состояние при высоких давлениях [1–4]. Учитывая сильную связь фононов с решеткой, методом комбинационного рассеяния света (КРС) была изучена эволюция фононных спектров в монокристаллических образцах при высоких давлениях. Эксперименты проводились на спектрометре Renishaw при давлениях до $P \sim 13$ ГПа с использованием ячейки с алмазными наковальнями. Для создания гидростатических условий в качестве передающей давление среды использовалась смесь метанола и этанола 4:1.

При комнатной температуре оба активных в КРС $A1g$ фонона показывают сильную связь с решеткой (интерференция $A1g1$ фонона на 200 cm^{-1} с электронным континуумом и необычная форма линии $A1g2$ моды на 560 cm^{-1} , которая предполагает его трехпиковую структуру). Кроме того, температурная зависимость ширины их линий не может быть описана ангармоническими формулами, свидетельствуя о возможном вкладе орбитального разупорядочения (вибронного ангармонизма) при высоких температурах. Приложение давления существенно изменяет форму линии $A1g2$ фонона, которая при $P > 7$ ГПа постепенно теряет трехпиковую структуру и при $P = 13$ ГПа хорошо описывается профилем Фано, уменьшая исходную ширину в два раза. Ширина $A1g1$ линии под давлением уменьшается в полтора раза. Все эти эффекты, измеренные как базисной плоскости кристалла (ab), так и на боковой поверхности (ac) полностью обратимы. Они могут быть интерпретированы как значительная перенормировка вклада орбитальных эффектов в собственные энергии фононов под давлением.

Согласно [4] образец при $P > 6$ ГПа при становится металлом, не изменяя тетрагональной структуры $I4/mmm$. Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о переходе моттовского изолятора в металл, индуцированном изменением орбитальной структуры и обратимом восстановлении исходной орбитальной структуры. Подтверждением этого является исчезновение под давлением наблюдаемого при возбуждении спектров энергиями 1.6–2.0 эВ резонансного усиления запрещенной $A1g$ линии на 720 см^{-1} , которая играет важную роль в орбитальном упорядочении Sr_2VO_4 .

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России для ИФМ УрО РАН.

Список литературы

- [1] Yoshiki Imai, Igor Solovyev, and Masatoshi Imada // *PRL* **95**, 176405 (2005).
- [2] Hiroya Sakurai // *Physics Procedia*, **75**, 829–836, (2015).
- [3] R. Viennois et al. // *Journal of physics: Conference Series* **200**, 012219, (2010).
- [4] I. Yamauchi et al. // *N. Phys. Rev. Lett.*, 123, 156601, (2019).

Получение оксидов ванадия с рекордно малой шириной температурного гистерезиса в структурном фазовом переходе полупроводник-металл

Д. П. Судас, Г. Г. Якущева, П. И. Кузнецов

*Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники
им. В. А. Котельникова РАН, г. Фрязино, Россия*

Оксиды ванадия обладают комбинированным фазовым переходом первого и второго родов. Это проявляется в перестроении кристаллической и электронной структуры под воздействием внешней приложенной энергии. Под приложенным температурным, световым или электрическим

полем происходит переход материала из полупроводниковой фазы в металлическую. Происходит это благодаря возникновению подзон в энергетической структуре по обоим сторонам от запрещённой зоны и при их наложении происходит фазовый переход. Важно отметить, что чисто электронный переход (Мотта [1]) порождает гистерезисный структурный (Пайерлса [2]) переход. Вследствие такого перестроения скачкообразно меняются электрические и оптические свойства оксидов ванадия. Взаимосвязь между переходом Мотта и переходом Пайерлса определяет уникальные функциональные свойства оксидов ванадия, включая управляемое переключение между диэлектрическим и металлическим состояниями.

Каждый оксид ванадия с переходом [3] характеризуется собственной температурой этого перехода. На его свойства также влияют фазовый состав, структура поверхности, подложка, примеси и кристалличность материала [4]. Ширина гистерезиса зависит от размера кристаллитов: чем они крупнее, тем уже петля. В идеальном монокристалле гистерезис практически отсутствует. Поэтому, чтобы создать переключатели и модуляторы на основе резкого изменения сопротивления, нужно добиться минимальной разницы между температурами переключения при нагреве и охлаждении. В настоящий момент минимальная ширина равняется 1.5 °С [5] и получена при помощи золь-гель метода и постростового отжига при температурах выше 600 °С.

Три-изопророксид ванадила использовали для нанесения тонких плёнок оксидов ванадия на кремниевые подложки в инертной атмосфере аргона при температурах осаждения 140–190 °С методом химического парофазного осаждения из металлоорганических соединений. Получаемые плёнки содержали в основном фазы V_2O_5 и V_3O_7 и незначительное количество прочих фаз, достоверно не определяющихся на спектрах комбинационного рассеяния [6]. Для получения диоксида ванадия, демонстрирующего переход практически при комнатной температуре (~68 °С) полученные покрытия отжигались при температуре 390 °С в течение 20 минут. Температура и время отжига определены экспериментально по большому количеству предварительных опытов. Выявлено, что изначально большее количество пентоксида ванадия в составе положительно

влияет на свойства перехода в отожжённых покрытиях. Монофазность получаемого состава на этапе синтеза приводит к тому, что в процессе отжига в инертной атмосфере кристаллиты с уменьшающимся количеством кислорода вследствие отжига срастаются и образуют более однородное покрытие. Начальное присутствие дополнительных фаз, таких как V_6O_{13} и V_3O_7 в покрытии приводит к возникновению областей другой стехиометрии при отжиге в объёме материала. Таким образом при низких температурах синтеза ванадий остаётся в той же степени окисления,

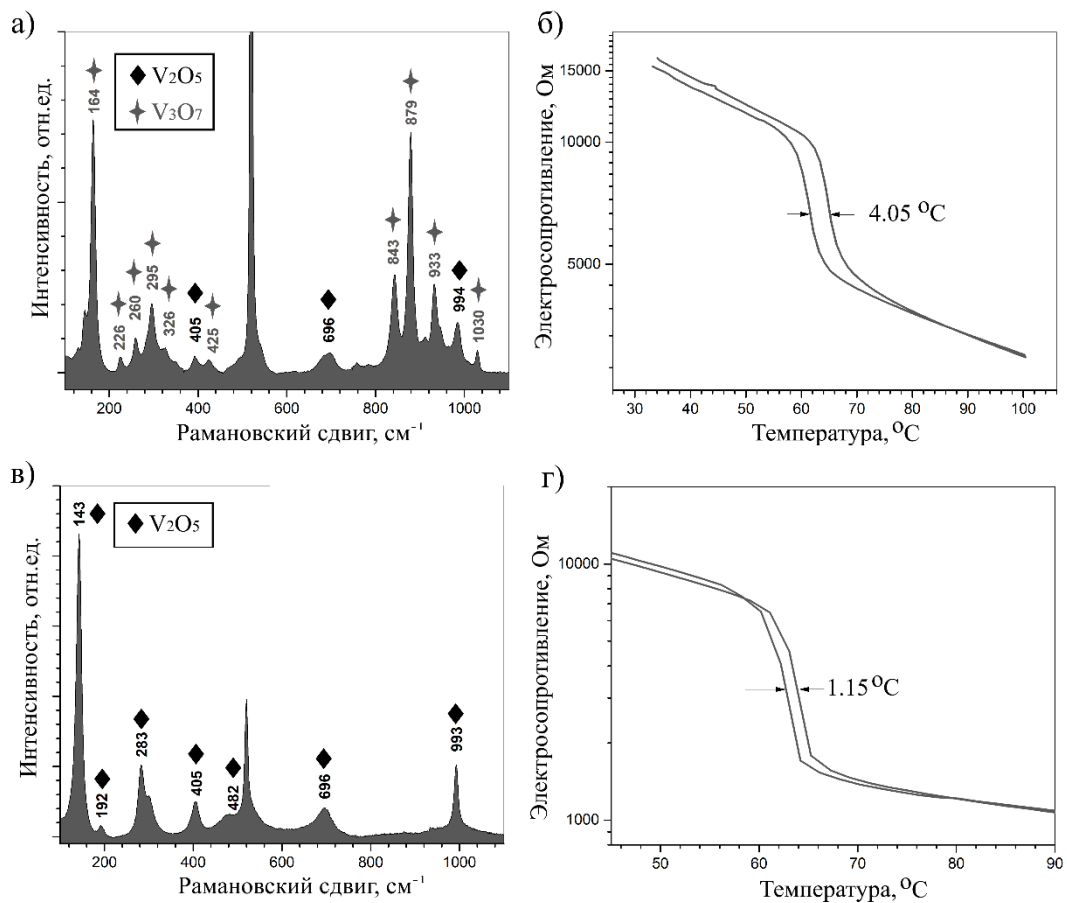


Рис. 1. Оценка влияния состава осаждённого материала на конечные свойства фазового перехода в оксиде ванадия, подвергнутого восстановительному отжигу. Слева — спектры комбинационного рассеяния покрытий, полученных сразу после синтеза, справа — зависимость электросопротивления материала от внешней температуры после отжига этих образцов при температуре 390 $^{\circ}C$. (а, б) — температура синтеза 175 $^{\circ}C$; (в, г) — температура синтеза 145 $^{\circ}C$. Температура и время отжига в обоих случаях были одинаковы

что и органический прекурсор и образует однородный пентаоксид ванадия, равномерно превращающийся в диоксид при отжиге. Ширина петли гистерезиса измеренная при помощи нанесённых точечных серебряных контактов составила 1.15 °С.

Исследования состава покрытий перед отжигом и влияние на электрические свойства перехода показаны на рисунке 1.

Работа выполнена в рамках Государственного задания ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

Список литературы

- [1] N. F. Mott // *Proceedings of the Physical Society*. Section A 62.7 (1949) 416.
- [2] R. Peierls, Princeton: Princeton University Press (1992).
- [3] D. Ruzmetov, S. Ramanathan: S. Ramanathan (eds.), *Thin Film Metal-Oxides*. Springer, Boston, MA, 2010.
- [4] P. Shvets, O. Dikaya, K. Maksimova, A. Goikhman, J. Raman // *Spectrosc.* (2019) 1–19.
- [5] A. M. Makarevich et al. // *Journal of Materials Chemistry C* 3 (35) (2015) 9197–9205.
- [6] D. P. Sudas, V. A. Jitov, L. Yu. Zakharov, V. A. Luzanov, P. I. Kuznetsov // *Journal of Radio Electronics* (2024). №. 11.

ПАЗНОЕ

Isosbestic point formation on transverse magnetoresistance curves for strongly correlated quantum matter

M. A. Anisimov^{1,2,*}, A. V. Bogach¹, A. V. Semeno^{1,2}, A. V. Griбанov³,
A. V. Bokov², D. A. Salamatin^{2,4}, V. A. Sidorov², V. V. Glushkov¹,
A. V. Tsvyashchenko²

¹ *Prokhorov General Physics Institute of the RAS, Moscow, Russia*

² *Vereshchagin Institute for High Pressure Physics, RAS, Troitsk, Russia*

³ *Department of Chemistry, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

⁴ *Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia*

**E-mail: anisimov.m.a@gmail.com*

The phenomenon of isosbestic point (IP) is still the subject of debates [1]. This effect manifests itself, when the family of non-monotonic curves of some physical quantity $f(x, y)$ intersects in a narrow region or even in single point with changing of parameters. A typical example of IP is the temperature behavior of heat capacity $C(T)$ measured at different values of magnetic field H [1]. Sometimes except H an external pressure P , chemical pressure x or local interaction strength U may be considered as additional control parameter. Later crossing effects were also detected for T -evolution of Seebeck coefficient, elastic moduli, sound adsorption, spin-lattice relaxation rate, etc.

In current work we study the formation of isosbestic point on the curves of transverse magnetoresistance (TMR) measured at temperatures 1.7–300 K, in magnetic fields up to 8 T. Experiment has been performed on high quality single- and polycrystalline samples of several objects with different transport and magnetic properties, including $\text{Ce}_3\text{Pd}_{20}\text{Si}_6$ heavy-fermion metal

$[\rho(300\text{ K})/\rho_0 = 1.2]$, $\text{YbB}_{5.96}$ non-magnetic narrow-band semiconductor $[\rho(1.7\text{ K})/\rho(300\text{ K}) = 1.8]$, and ferromagnet SmCoC_2 $[\rho(300\text{ K})/\rho_0 = 1.7]$, antiferromagnet NdB_6 $[\rho(300\text{ K})/\rho_0 = 4.3]$, magnetic Weyl semimetal with field-induced *A*-phase GdCoC_2 $[\rho(300\text{ K})/\rho(2\text{ K}) = 2]$ and metallic system with isolated Ce impurity $\text{Ce}_{0.01}\text{La}_{0.99}\text{B}_6$ $[\rho(300\text{ K})/\rho_0 = 2.5]$. Mentioned materials were grown by different procedures: standard arc-melting ($\text{Ce}_3\text{Pd}_{20}\text{Si}_6$), vertical crucible-free inductive zone melting ($\text{YbB}_{5.96}$, NdB_6 , $\text{Ce}_{0.01}\text{La}_{0.99}\text{B}_6$) and melting using a toroid high-pressure cell under both high pressure ($P = 8\text{ GPa}$) and temperature ($T = 1500\text{--}1700\text{ K}$) conditions (SmCoC_2 , GdCoC_2). The high quality of crystals and the chemical composition was controlled by scanning electron microscopy, energy dispersive X-ray spectroscopy, and powder X-ray diffraction methods.

Data obtained allow us to register IP of a new type, which is practically coincides with the position of inversion point separating positive ($\Delta\rho/\rho > 0$) and negative ($\Delta\rho/\rho < 0$) regimes of TMR, see the main panel of Fig. 1. The phenomenon, when two characteristic temperatures of different nature practically coincide is very unusual, and they may be considered as one temperature scale (inversive isosbestic point). The example of isosbestic scaling of TMR is presented in the inset of Fig. 1. For qualitative explanation of IP phenomenon two-component model was considered. This model is also applied in nuclear physics, in phenomenological theories of superfluidity and superconductivity, etc. It is based on the concept, that the properties of the system are described by the superposition of two different interpenetrating components/fluids. In the case of magnetoresistance there are several compo-

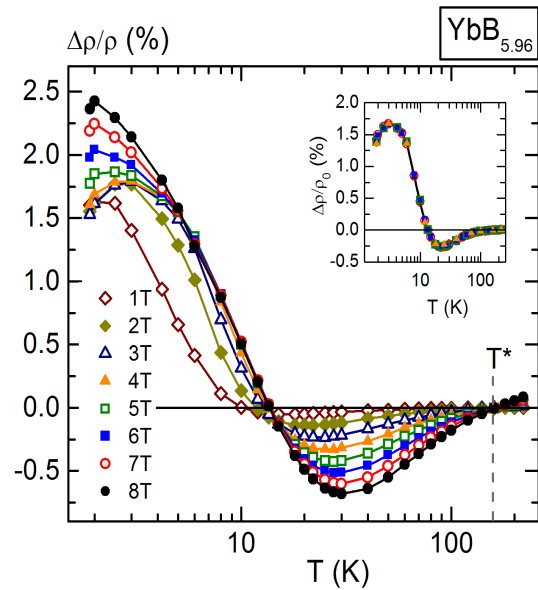


Fig. 1. Temperature scans of transverse magnetoresistance of $\text{YbB}_{5.96}$ measured at constant magnetic fields of 1–8 T. The inset presents isosbestic scaling of TMR in the range 4–8 T

nents. Each of them represents a certain scattering mechanism of the charge carriers contributing to the predominance of the positive or negative regime of TMR. In this respect the sign alternative behavior of TMR is determined by the competition between different scattering mechanisms, some of which prevail over others at various temperature intervals depending on the object under investigation. Details are presented in [2].

This work was supported by a grant from the Russian Science Foundation No. 25-12-68013 (22-12-00008-π) [the study of GdCoC_2 and SmCoC_2 by A. V. Semeno, A. V. Bokov, D. A. Salamatin, V. A. Sidorov, A. V. Tsvyashchenko], a grant from the Russian Science Foundation No. 25-72-20032 (the study of $\text{YbB}_{5.96}$ by A. V. Bogach and V. V. Glushkov) and by state assignment of Lomonosov Moscow State University “Fundamentals of the development of metallic and composite materials”, project No. AAAA-A21-121011590083-9 (the study of $\text{Ce}_3\text{Pd}_{20}\text{Si}_6$ by A.V. Gribanov).

References

- [1] M. Greger et al. // *Phys. Rev. B* **87**, 195140 (2013).
- [2] M. A. Anisimov et al. // *Sol. St. Sci.* **172**, 108156 (2026).
- [3] <https://doi.org/10.1016/j.solidstatesciences.2025.108156>

Электромагнитные моды кремниевой хиральной метамембраны для терагерцового диапазона

Н. В. Валенко^{1,2,3}, Р. О. Маликов^{1,3}, С. Г. Тиходеев^{1,2,3}

¹ Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия

² Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, г. Москва, Россия

³ Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия

В последние десятилетие для управления амплитудой, фазой и поляризацией электромагнитного излучения разрабатываются различные метаповерхности. Например, такие компактные, по сравнению с волно-

выми пластинами, фотонные структуры позволяют изменять состояние поляризации падающей волны в различных диапазонах (оптическом, инфракрасном, терагерцовом) и могут быть весьма полезны для сенсорики, включая биосенсорику, а также для приложений опто-спинтроники и долин-троники. Используя отсутствие вертикальных плоскостей зеркальной симметрии элементарной ячейки, как на панелях а) и б) рис. 1, образующую метамембрану фотонного кристалла, можно изготовить структуру, в узкой области длин волн пропускающую одну циркулярную поляризацию с конверсией состояния и отражающую другую без конверсии. В литературе такие фотонные кристаллы называются хиральными зеркалами. В данном докладе рассматривается кремниевая метамембрана с хиральной элементарной ячейкой для терагерцового диапазона.

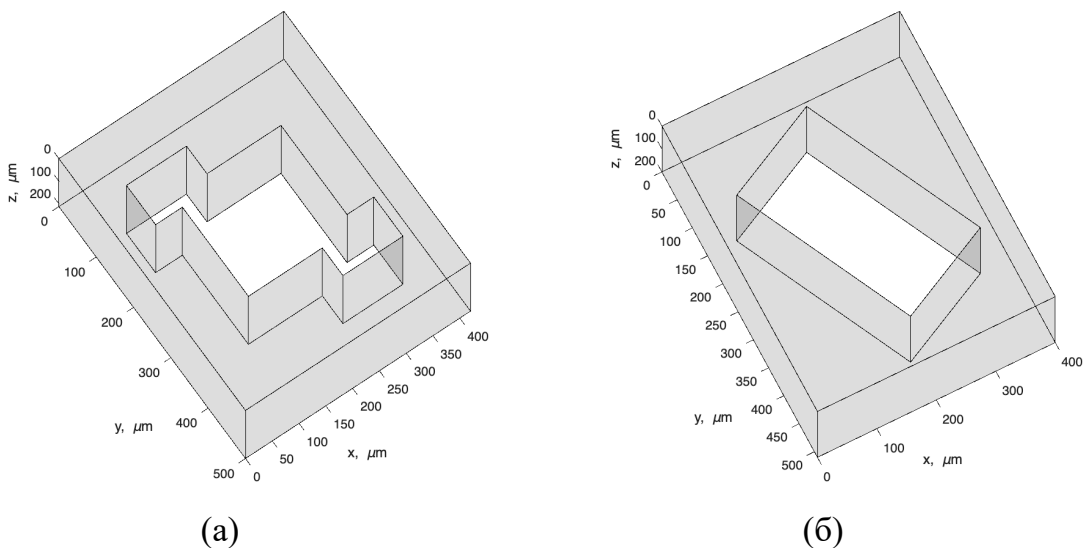


Рис. 1. Схематическое изображение элементарной ячейки хиральной метаповерхности для терагерцового диапазона. На панели а) зеркальная симметрия вертикальных плоскостей нарушена путём добавления к центральному квадрату боковых отверстий, а на панели б) нарушение достигнуто поворотом центрального прямоугольника вокруг вертикальной оси

Для оптического диапазона такого рода метамембраны исследовались в работах [1–3]. В докладе будут проанализированы физические причины так называемого максимально-хирального оптического отклика оптимизированной для терагерцового диапазона хиральной кремниевой

метамембраны. Также будут представлены рассчитанные методом Фурье-модального разложения и оптической матрицы рассеяния спектры пропускания и отражения, поля различных мод данного фотонного кристалла и их дисперсия, расклассифицированные по неприводимым представлениям. Также будут проанализированы дисперсии оптических коэффициентов по высокосимметричным направлениям зоны Бриллюэна.

Список литературы

- [1] B. Semnani et al., Spin-preserving chiral photonic crystal mirror // *Light Sci. Appl.* 9, 23 (2020).
- [2] M. V. Gorkunov et al., Metasurfaces with Maximum Chirality Empowered by Bound States in the Continuum // *Phys. Rev. Lett.* 125, 093903 (2020).
- [3] D. Gryb. et al., Two-dimensional chiral metasurfaces obtained by geometrically simple meta-atom rotations // *Nano Lett.* 23, 8891–8897 (2023).

Ориентационные корреляции дипольных моментов молекул растворителя при электрокристаллизации диэлектриков из растворов

С. А. Винокуров, Н. В. Классен, В. В. Кедров, И. С. Цебрук

Институт физики твердого тела им. Ю.А. Осипьяна РАН, г. Москва, Россия

В наших предыдущих публикациях по электрическим влияниям на интерфейсы воды с органическими и с неорганическими веществами было обнаружено несколько явлений [1–3], интересных и для углубления знаний о взаимодействиях жидких и твердых сред, и для разработки ряда новых технологий. Среди них — аномально высокие пьезоэлектрические модули микрокапилляров растений, обеспечивающие активную роль электромеханических волн в биопроцессах, автоколебания электрокристаллизации неорганических солей в водных растворах, эко-

логичная очистка целлюлозы от лигнина слабым электрическим полем с одновременным энергосберегающим производством водорода, аккумулярованного по ходу этого процесса в микрокапсулы с прочными оболочками из клеточных мембран. Данная работа посвящена особенностям электрокристаллизации ионных кристаллов на основе йодида цезия и бромида лантана из насыщенных растворов этих материалов в воде и диметилсульфоксиде (C_2H_6SO) — полярных растворителях с большими дипольными моментами молекул.

Эти растворы помещались на предметном стекле поляризационно-оптического микроскопа между двумя параллельными друг другу пластинчатыми электродами из графита или алюминия. При приложении к электродам постоянного электрического поля в зазоре между электродами от 5 до 10 мм создавалось горизонтальное электрическое поле со средней напряженностью, регулируемой до 100 В/см. Результат воздействия этого поля оказался резко зависящим от типов растворенного кристалла и используемого растворителя. В водном растворе йодида цезия наблюдались процессы быстрой кристаллизации игольчатых или пластинчатых кристаллитов йодида цезия с высокими скоростями кристаллизации, доходившими до 200 микрон в секунду. Варьирование разности потенциалов и электрического тока, температуры раствора, а также степени шероховатости электродов позволяло в широких пределах регулировать размеры и геометрические формы выращиваемых кристаллов (системы параллельных друг другу игл толщиной порядка 10–50 микрон и длиной до 500 микрон, клиновидные микрокристаллы, дендритные комплексы из центрального прямолинейного стержня и квазипериодической системы перпендикулярных ему микростержней и др.). Электрокристаллизация из раствора того же йодида цезия в диметилсульфоксиде при аналогичных внешних параметрах радикально отличалась. Наблюдался рост дендритов со скоростями на два порядка медленнее, а сами дендритные ветви имели заметно искривленные формы (рис. 1), в то время как дендриты из водных растворов того же йодида цезия имели практически прямолинейные компоненты.

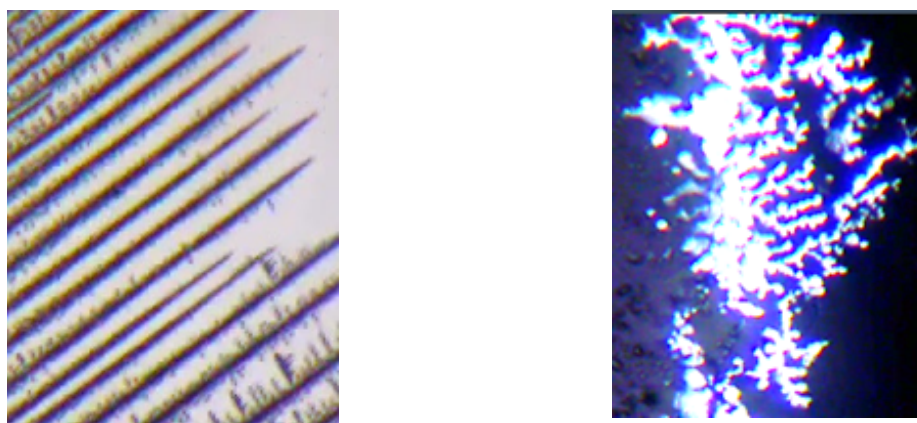


Рис. 1. Слева — система прямолинейных игл йодида цезия из водного раствора, справа — криволинейный дендрит из диметилсульфоксидного раствора

Помимо больших отличий в скоростях и морфологиях обнаружилась своеобразная разница внутренних структур получаемых дендритов. Рентгеноструктурный анализ в обоих случаях показывал обычную для йодида цезия структуру объемноцентрированного куба. Прямолинейные ветви водных дендритов показывали присущую таким структурам оптическую изотропность. Но диметилсульфоксидные дендриты проявляли сильную оптическую анизотропию, причем направления оптических осей у всех компонентов одной группы ветвей совпадали несмотря на их весьма заметную искривленность (рис. 1). Такое несоответствие кубической атомарной структуры йодида цезия можно объяснить тем, что дендриты из диметилсульфоксидного раствора представляют собой регулярно скореллированные наноконпозиции из чередующихся наночастиц йодида цезия и адсорбированных на них молекул диметилсульфоксида, которые имеют большие дипольные моменты и сильную анизотропию оптической поляризуемости. Внешним электрическим полем эти дипольные моменты ориентируются в едином направлении, несмотря на различия в ориентации ветвей, в которых они расположены. Но атомы этих органических молекул значительно легче атомов йодида цезия, поэтому их вклад в картину рентгеновской дифракции, которая могла бы выявить ориентационную анизотропию коррелированных групп диметилсульфоксида, на фоне гораздо более сильного вклада кубического йодида цезия оказался незаметным.

Ориентационные корреляции оптически изотропных дендритов йодида цезия из водных растворов проявляются в строгой прямолинейности отдельных игл и их параллельности друг другу (рис. 1). Это можно объяснить тем, что за счет гигроскопичности йодида цезия на его поверхности образуется несколько молекулярных слоев воды. Опубликованные в конце 2025 г. эксперименты [4] показывают, что в таких приповерхностных слоях молекулы воды могут коррелированно ориентироваться дипольными моментами в едином направлении, формируя сегнетоэлектрическую структуру. Высокая электрическая поляризация таких структур способствует прямолинейности их границ, что соответствует минимуму электростатической энергии.

Полученные данные о сегнетоэлектрических явлениях на границах водных растворов и с органическими, и с неорганическими материалами, позволяют лучше понять природу ранее обнаруженных в этих объектах явлений [1–3].

Список литературы

- [1] S. A. Vinokurov, I. S. Tsebruk, N. V. Klassen, Structural transformations in the system lanthanum bromide-water — electrical field // *Journal of Physics C*. 2021. Vol. 2056, Iss. 1. P. 12037.
- [2] S. A. Vinokurov, I. S. Tsebruk, T. D. Betenina, N. V. Klassen, Modulation of structure and optical properties of micro-fibrils of plants by means of electrical, deformation and optical treatments // *Journal of Physics: Conference Series* 1560 012042 (2020). С. 1–11.
- [3] С. А. Винокуров, Н. В. Классен, И. С. Цебрук, Электрокорреляции в системах «вода – водорастворимые соли – полистирол» // 22-я Конференция «Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления» ФИАН, г. Москва, май 2025.
- [4] R. Wang, A. K. Geim et al., In plane dielectric constant and conductivity of confined water // *Nature* (2025), v.646, p.606 -610.

Определение структурных особенностей колончатых фаз 3,4,5-трис(алкилокси)бензолсульфонатов бария

А. В. Горячевский

*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»,
г. Москва, Россия*

На Курчатовском источнике синхротронного излучения проведены измерения малоуглового и широкоуглового рентгеновского рассеяния колончатых фаз 3,4,5-трис(алкилокси)бензолсульфонатов бария [1, 2]. Варьировалась длина алкильных окончаний (от 8 до 18 атомов углерода). По данным измерений выявлена гексагональная плотная упаковка колонн в образце. Данные дифференциальной сканирующей калориметрии (ДСК) образцов показывают наличие фазового перехода первого рода. Обнаружены изменения поперечных размеров колончатых структур при изменении температуры. Наблюдается увеличение поперечных размеров колонн и увеличение температурной стабильности с увеличением длины алкильных хвостов. ДСК показывает наличие двух фазовых переходов: превращение колончатой упорядоченной фазы в колончатую неупорядоченную и изотропизация.

Для определения конформации ионного ядра колончатой структуры было проведено квантово-химическое моделирование. Расчеты электронного строения и оптимизацию геометрии комплексов бария проводили методом теории функционала плотности (ТФП). Использовали обменный и обобщенно-градиентный корреляционный функционалы Пердью-Бюрге-Эрнзерхофа (PBE) [3], а также сбалансированный quadruple- ζ валентный базисный набор Альрикса (QZVP — quadruple-zeta, valence, polarization) [4] с поляризационными функциями и эффективным остовным потенциалом (ECP — effective core potential).

Проведены расчеты равновесной геометрии нейтрального (незаряженного) кластера $\text{Ba}(\text{SO}_3\text{C}_6\text{H}_5)_2$ в синглетном состоянии с различной симметрией — C_2 , C_s , C_i , 2 C_{2v} конфигурации и 2 C_{2h} конфигурации.

Наименьшей энергией среди них обладает конфигурация с симметрией C_2 . Имеет место ионное координационное соединение — координационное число атома бария равно 4, что больше валентности бария (2). Заряд на атоме бария приближенно равен +2, заряд на лигандах $SO_3C_6H_5$ — по -1 . Проведенный расчет частот в конфигурации C_2 показывает, что все частоты неотрицательны, что соответствует нежесткой системе с конфигурацией локального минимума. Все рассчитанные конфигурации оказываются внутри энергетического интервала (3.5 ккал/моль), по порядку величины сравнимого с комнатной температурой (0.6 ккал/моль), следовательно, данная система может при нормальных условиях иметь нежесткую структуру и демонстрировать в исследуемом диапазоне температур фазовые переходы с изменением пространственного расположения лигандов $SO_3C_6H_5$ относительно координационного центра.

Список литературы

- [1] M. A. Shcherbina, A. V. Bakirov, A. N. Yakunin, U. Beginn, L. Yan, M. Möller, S. N. Chvalun // *Soft Matter*. 2014. V. 10. P. 1746.
- [2] M. A. Shcherbina, A. V. Bakirov, U. Beginn, L. Yan, X. Zhu, M. Möller, S. N. Chvalun // *Chem. Commun.* 2017. V. 53. P. 10070–10073.
- [3] J. P. Perdew, K. Burke, M. Ernzerhof, Generalized gradient approximation made simple // *Phys. Rev. Lett.* 1996. V. 77. P. 3865–3868.
- [4] F. Weigend, R. Ahlrichs, Balanced basis sets of split valence, triple zeta valence and quadruple zeta valence quality for H to Rn: Design and assessment of accuracy // *Phys. Chem. Chem. Phys.*, 2005. V. 7. P. 3297–3305.

Межзеренная металлическая проводимость борсодержащих алмазоподобных пленках

П. В. Зинин¹, В. Ю. Фоминский², Р. И. Романов², В. П. Филоненко³,
Д. Журавлев, И. Б. Кутуза¹

¹ *Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН,
г. Москва, Россия*

² *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
г. Москва, Россия*

³ *Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН,
Московская обл., г. Троицк, Россия*

Исследованы структурные особенности тонких пленок CB_x , полученных импульсной лазерной абляцией мишеней, изготовленных из прессованного алмазного порошка с добавлением порошка бора в соотношении $B/C = 0.33$. Осаждение пленок проводилось на подложки, нагретые до $700\text{ }^\circ\text{C}$, что обуславливало возможность транспортных процессов на поверхности и в объеме пленок с участием атомов углерода и бора. Установлено, что выбранные условия получения пленок обеспечивали их эффективное легирование бором ($0.4 \leq x \leq 0.6$). Внедрение атомов бора сопровождалось образованием химических связей $B-C$, а формирование графитовых sp^2 -связей и их упорядочение в нанокластеры с ламинарной упаковкой подавлялось. Удельное сопротивление нанометровых пленок CB_x при 300 K не превышало $\sim 0.2\text{ mOh}\cdot\text{cm}$, и оно уменьшалось примерно в два раза при понижении температуры до $\sim 100\text{ K}$. В диапазоне температур от 50 K до 80 K падение сопротивления переходит в рост. Аналогичное поведение (увеличение электрического сопротивления при температурах, близких к абсолютному нулю) наблюдается в слаболегированных магнитными примесями немагнитных металлических сплавах и называется Кондо-эффектом. Сверхпроводимость в BC_3 пленках обнаружена не была.

В работе также были выполнены исследования по природе электрических свойств тонких В-С плёнок методами атомно-силовой микроскопии с проводящим зондом. Подтверждена зернистая структура проводимости в ВСх плёнках.

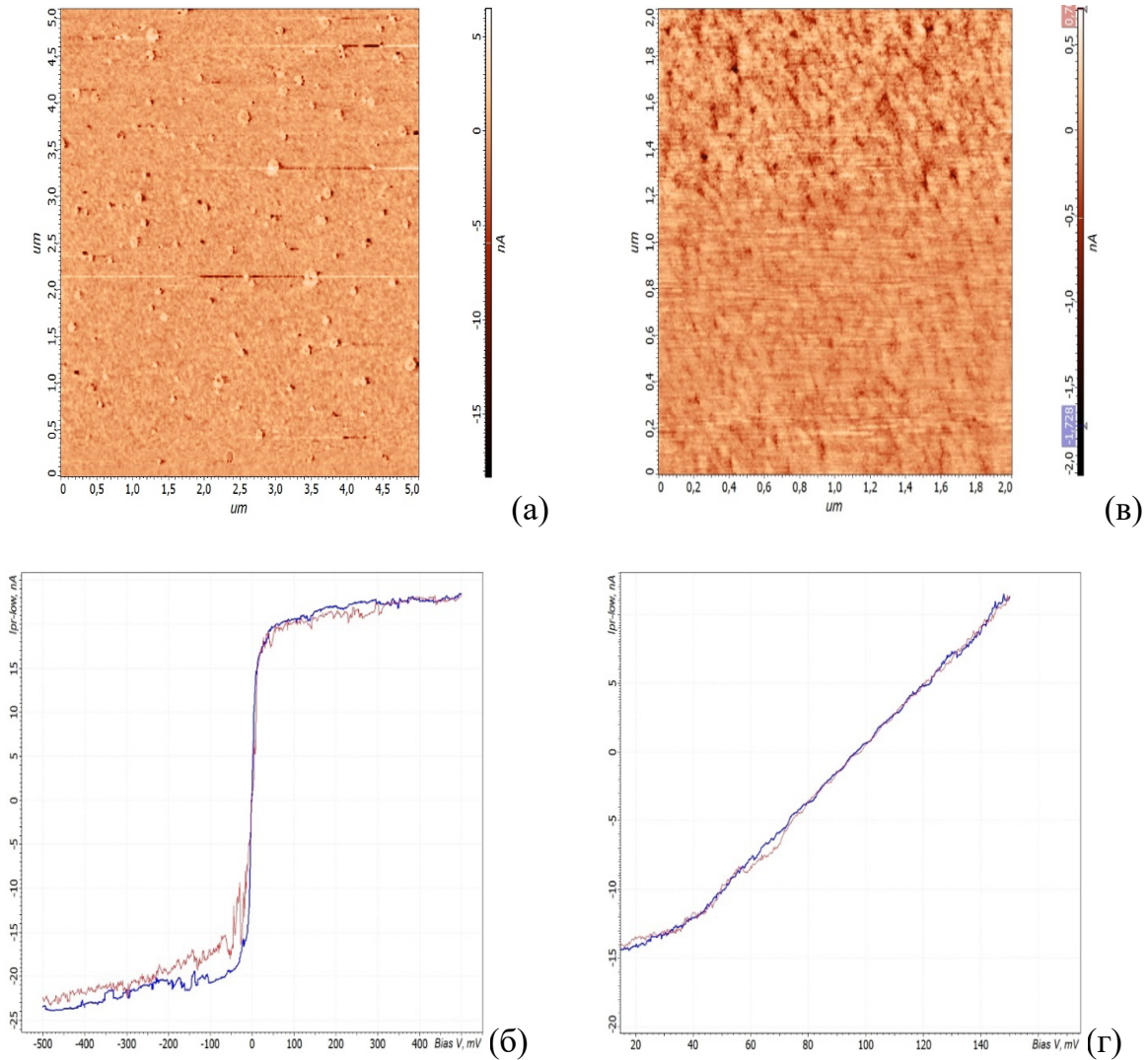


Рис. 1. (а) АСМ-изображение поверхности образца, показывающее распределение проводимости ВС₃/Si; (б) вольт-амперные характеристики образца ВС₃/Si; а) АСМ-изображение поверхности образца, показывающее распределение проводимости в графите; (б) вольт-амперные характеристики образца графита. Толщина пленок составляла 20 нм

Интерференционные эффекты в модели молекулярного проводника с учётом слабого кулоновского отталкивания электронов

И. Д. Копчинский^{1,2}, Н. М. Шубин¹

¹ *ФИАН им. П. Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия*

² *МГУ им. М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия*

Использование отдельных молекул в качестве базовых логико-вычислительных элементов представляет собой одно из перспективных направлений развития электроники, основанной на новых физических принципах (Beyond CMOS). Помимо таких преимуществ, как малый размер, химическая идентичность и стабильность, обещающих высокую скорость работы и воспроизводимость характеристик, ключевой их особенностью служит квантовая интерференционная природа переноса заряда [1].

Явления квантовой интерференции играют существенную роль в транспортных свойствах молекулярных проводников и могут, например, определять механизм работы диодов или переключателей на их основе [2]. Сложные эффекты взаимодействия резонансов друг с другом могут способствовать ещё более эффективной работе таких приборов. Так, например, эффект слияния резонансов, при котором два единичных максимума пропускания сливаются в один с меньшей амплитудой, может быть использован для более эффективного управления проводимостью, чем в традиционных кремниевых транзисторах [3]. Образование узких резонансов Фано из-за связанных состояний в континууме (ССК) или кратных нулей пропускания (антирезонансов) может улучшить чувствительность сенсора или эффективность термоэлектрического преобразователя [4].

В молекулярных проводниках на основе сопряженных углеводородов электронные орбитали преимущественно делокализованы, и многочастичные кулоновские эффекты проявляют себя в меньшей степени, чем, например, в твердотельных наноструктурах или в металлоорганических комплексах. Поэтому резонансные особенности пропускания интерференционных устройств на их основе зачастую могут быть описаны

без учёта межэлектронного взаимодействия [5]. Тем не менее, для структур с близкими уровнями энергии, в которых интерференционные явления проявляются ярче всего [3], многочастичные эффекты могут оказывать существенное влияние. В настоящей работе [6] исследуется влияние слабого межэлектронного отталкивания на эффекты взаимодействия резонансов (образование ССК, слияние резонансов) и резонанс Фано в двухуровневом квантовом проводнике, а полученные выводы качественно подтверждаются в моделях молекул циклобутана и бензола.

Наличие всего двух локализованных состояний в рассматриваемой модели молекулярного проводника позволяет аналитически объяснить особенности её коэффициента пропускания, прибегая к численным расчётам только для нахождения самосогласованных электронных автокорреляторов, функций Грина и построения ВАХ. Например, при описании эффекта слияния резонансов функции пропускания анализ эффективного молекулярного гамильтониана даёт аналитические выражения для условий наблюдения данного эффекта:

$$\begin{aligned} \hbar\omega_*(U) &= \varepsilon_0 + U\left(\alpha + \frac{1}{2}\right)(\mathcal{N}_{11} + \mathcal{N}_{22} - 1), \\ \Delta_*(U) &= 4\Gamma - 2U\left(\alpha - \frac{1}{2}\right)(\mathcal{N}_{11} - \mathcal{N}_{22}), \end{aligned} \quad (1)$$

где $\hbar\omega_*$ — критическая энергия электронов, при которой имеет место слияние резонансов, $\varepsilon_0 = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)/2$ — средний уровень энергии локализованных состояний, Δ_* — критическая отстройка между уровнями энергии, U — энергия кулоновского отталкивания на узлах, $\alpha U = U_{12}$ — энергия межузельного кулоновского отталкивания, \mathcal{N}_{11} , \mathcal{N}_{22} — самосогласованные числа заполнения обоих состояний, определяемые численно для каждого значения напряжения [7], Γ — темп туннелирования носителей заряда между электродом и уровнями.

Опираясь на условия деструктивной интерференции (1), можно объяснить нетривиальное поведение точки слияния резонансов в зависимости от величины энергии кулоновского отталкивания как на узлах, так и межузельного (рис. 1). На рис. 1а-в изображены контуры единичной прозрачности (функция пропускания $\mathcal{T}(\hbar\omega, \Delta) = 1$ при нулевом напряжении), которые демонстрируют смещение точки слияния резонансов в сторону

бОльшей отстройки, если $\alpha < \frac{1}{2}$ (рис. 1а); в сторону меньшей отстройки, если $\alpha > \frac{1}{2}$ (рис. 1в); и безразличное притяжение к уровню Ферми электродов ($\hbar\omega=0$), если $\alpha = \frac{1}{2}$ (рис. 1б), что и предписывается полученными аналитическими зависимостями (1). Слияние резонансов заметно проявляет себя и на ВАХ (рис. 1г-д). При заданной отстройке $\Delta = 4\Gamma = \Delta_*$ ток несколько уменьшается с ростом U при $U_{12} < U/2$ и растет с увеличением U при $U_{12} > U/2$. При выборе $\Delta = 1 \text{ эВ} > \Delta_*$ на рис. 1д разница между случаями $U_{12} < U/2$ и $U_{12} > U/2$ становится менее существенной, так как слияние резонансов в выбранном диапазоне параметров не происходит.

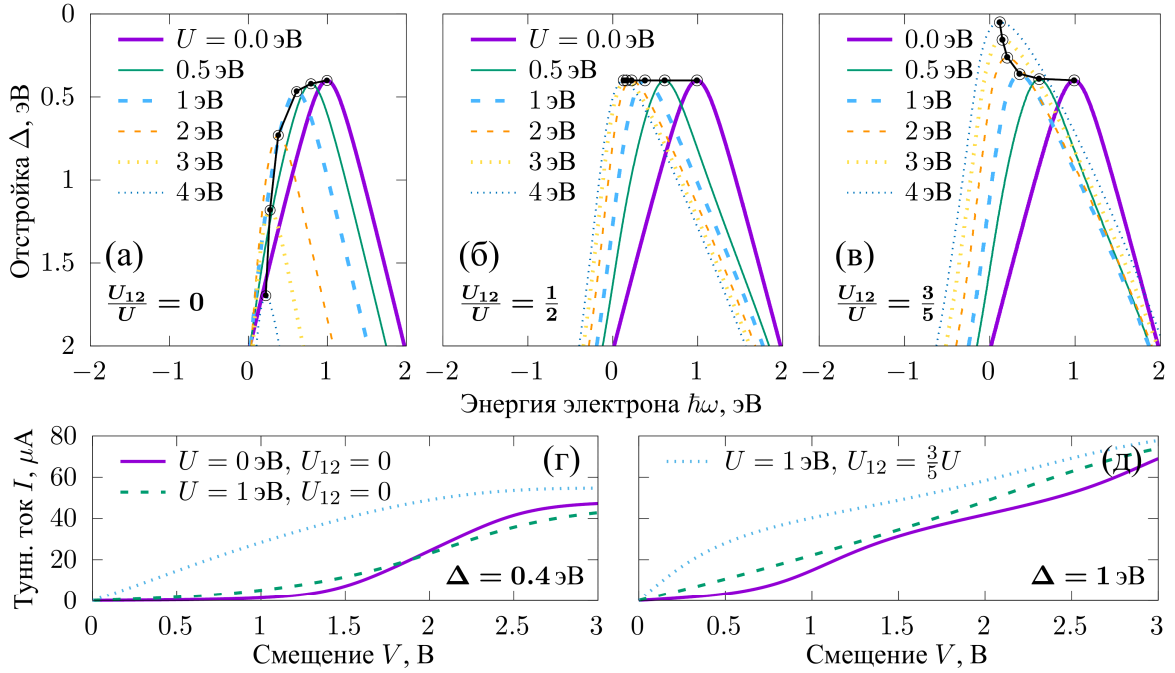


Рис. 1. Контуры $\mathcal{T}(\hbar\omega, \Delta) = 1$ для системы двух локализованных состояний противоположной симметрии при разных величинах кулоновского взаимодействия и (а) $U_{12} = 0$, (б) $U_{12} = U/2$, (в) $U_{12} = 0.6U$. Чёрными кружками отмечены численно найденные точки слияния, чёрными окружностями — точки $(\hbar\omega_*, \Delta_*)$ согласно (1). ВАХ при значениях отстройки (г) $\Delta = 4\Gamma = 0.4 \text{ эВ}$ и (д) $\Delta = 1 \text{ эВ} > 4\Gamma$ и разной величине взаимодействия (панели (г) и (д) разделяют общую легенду) Прочие параметры одинаковы для (а-д): $\varepsilon_0 = 1 \text{ эВ}$, $\Gamma = 0.1 \text{ эВ}$, $T_0 = 300 \text{ К}$

Помимо эффекта слияния резонансов, в работе исследуется влияние узельного и межузельного кулоновского отталкивания на рождение ССК и поведение нуля пропускания в конфигурации с резонансом Фано как в модели двухуровневого молекулярного проводника, так и в четырёх- и шестиуровневых моделях молекул циклобутадиена и бензола.

И.К. благодарит Фонд развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

Список литературы

- [1] F. Evers, R. Korytar, S. Tewari, and J.M. van Ruitenbeek // *Rev. Mod. Phys.* **92** (3), 035001 (2020).
- [2] Zh. Chen, I.M. Grace, S.L. Woltering, L. Chen, A. Gee, J. Baugh, G. Andrew, D. Briggs, L. Bogani, J. A. Mol, C. J. Lambert, H. L. Anderson, and J. O. Thomas // *Nat. Nanotechnol.* **19** (7), pp. 986–992 (2024).
- [3] A. A. Gorbatsevich, G. Y. Krasnikov, and N. M. Shubin // *Sci. Rep.* **8** (1), 15780 (2018).
- [4] M. A. Sierra, M. Saiz-Bretin, F. Dominguez-Adame, and D. Sanchez // *Phys. Rev. B*, **93**, 235452. (2016).
- [5] N. M. Shubin, M. N. Zhuravlev, Yu. A. Uspenskii, A. V. Emelianov, and A. A. Gorbatsevich // *J. Chem. Phys.* **163** (16), p. 164105 (2025).
- [6] И. Д. Копчинский, Н. М. Шубин // *Краткие сообщения по физике ФИАН*, **53**, № 3, с. 122–134. (2026).
- [7] I. D. Korchinskii and V. V. Shorokhov // *Russ. Microelectron.* **52** (1), pp. S337–S351 (2023).

Исследования теплопроводности металлических проводников в поле центробежных ускорений с учетом инерции электронов

А. Р. Лепешкин

*Московский авиационный институт (национальный исследовательский
университет), г. Москва, Россия*

Исследование воздействия центробежных ускорений на теплопроводность и перемещение свободных электронов в металлических сплавах является новой фундаментальной проблемой, решение которой имеет актуальное значение для теплофизики, энергетики и авиакосмической техники [1]. При указанном воздействии сил инерции (центробежных ускорений) на металлическую деталь (лопатку или диск и др.), нагретую неравномерно, свободные электроны переносят порции тепла в металле и в результате теплопроводность металлического сплава повышается за счет роста скорости дрейфа электронов и тепловое состояние детали изменяется.

В оценке теплового состояния вращающихся деталей (лопаток) турбин используются характеристики теплопроводности, которые были получены в стационарных условиях земного тяготения на ненагруженных металлических образцах. В реальных условиях рабочие лопатки и диски турбин нагружены растягивающими центробежными силами и работают при центробежных ускорениях до нескольких десятков тысяч g и изменение теплопроводности металлических материалов в этих условиях можно ожидать значимым. Влияние сжимающих сил на теплопроводность металлических сплавов ранее исследовалось, например, в [2]. Исследования влияния растягивающих сил на теплопроводность металлических материалов проведено в данной работе.

Первые электронно-инерционные опыты русских физиков Л. И. Мандельштама и Н. Д. Папалекси были проведены в 1913–14 гг. и американским физиком Р. Ч. Толменом в 1916 г. [3–5]. Однако из указанных опытов не было сделано выводов и предположений о возможности появления электронно-инерционного тока на других режимах враще-

ния, кроме торможения, и его влиянии на тепловые процессы в коротких проводниках и во вращающихся деталях. Кроме того, аппаратура того времени не позволила зарегистрировать электрический колебательный процесс во вращающейся катушке.

В работе [6] с применением разработанного метода проведены новые электронно-инерционные опыты (исследования электронно-инерционных эффектов) с использованием медного проводника в виде плоской спирали (спирального проводника), установленного на устройстве вращения, в поле радиальных и окружных центробежных ускорений при разгоне и торможении. Спиральный проводник [6] является моделью металлического диска, в котором при его вращении возникает спирально-вихревое движение свободных электронов.

В данной работе с применением нового разработанного метода проведены экспериментальные исследования теплопроводности в поле действия центробежных ускорений при испытаниях на разгонном стенде.

Для проведения исследований предусматривалось закрепление на полотне модельного диска (рис. 1) двух теплоизолированных проводников (радиального и окружного) из хромелевого провода с диаметром 0.5 мм с электронагревателем длиной 10 мм. Получены экспериментальные данные нестационарного нагрева: кривые изменения температур на концах двух теплопроводников для базового эксперимента без вращения и при экспериментах на частотах вращения: 2500, 5000 и 10000 об/мин. По результатам исследований получены относительные изменения скоростей нагрева теплопроводников в зависимости от частоты вращения.

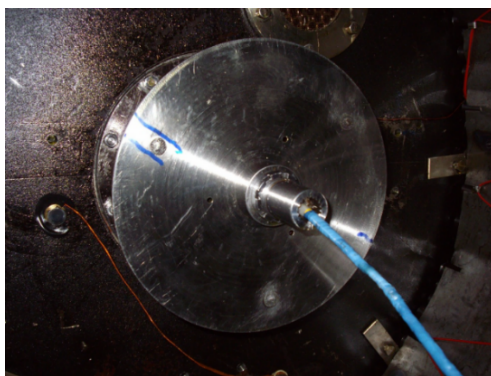


Рис. 1. Модельный диск

Из анализа относительных скоростей нагрева определено, что теплопроводность в радиальном направлении для первого (радиального) теплопроводника возрастает в 2.5 и 3 раза соответственно на частотах вращения 2500 и 5000 об/мин. Причем, в радиальном направлении теплопроводность возрастает больше, чем в окружном, т.е. наблюдается анизотропия теплопроводности. Указанные выше оценки теплопроводности получены заниженными при влиянии тепловых потерь в данной схеме теплопроводников. Из решения обратной расчетной 3D тепловой МКЭ задачи с учетом экспериментальных данных нестационарного теплового состояния первого теплопроводника и тепловых потерь получено, что его скорректированная теплопроводность увеличивается в 2.9 и 3.3 раза соответственно на частотах вращения 2500 и 5000 об/мин. Указанный рост теплопроводности существенно связан с увеличением скорости дрейфа электронов в металле при воздействии центробежных ускорений (сил инерции). При этом наблюдалась анизотропия теплопроводности в радиальном и окружном направлениях.

Полученные результаты имеют важное практическое значение для расчета и оценки теплового состояния роторных деталей, работающих в поле центробежных сил в авиадвигателестроении, энергетике и других отраслях машиностроения.

Список литературы

- [1] А. Р. Лепешкин, Способ и установка для определения теплофизических характеристик твердых материалов в поле действия центробежных сил / Патент 2235982 РФ, опубл. 20.04.2011, Бюл. № 11 (2011).
- [2] С. Н. Эмиров, Н. М. Булаева, Э. Н. Рамазанова, Влияние давления и температуры на теплопроводность моно- и поликристаллических образцов антимонида галлия // Труды XII Российской конференции по теплофизическим свойствам веществ. М., 2008. 306 с.
- [3] R. Tolman, T. Stewart, The electromotive force produced by the acceleration of metals // *Phys. Rev.* Vol. 8, No. 2. P. 97–116 (1916).
- [4] В. Л. Гинзбург, Ш. М. Коган, Об электронно-инерционных опытах // *ЖЭТФ*, Т. 61, вып. 3(9). С. 1177–1180 (1972).

- [5] С. Барнетт, Гиромагнитные эффекты и эффекты инерции электронов // *Успехи физических наук*. Т. 18. Вып. 3. С. 392–453 (1937).
- [6] А. Р. Лепешкин, Исследования электронно-инерционных эффектов в металлических проводниках в поле центробежных ускорений — к 110-летию опытов русских ученых П. Н. Лебедева, Л. И. Мандельштама и Н. Д. Папалекси // *Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления: сб. тезисов XXI конференции*. 23 мая 2024 г. ФИАН. М.–Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2024. С. 180–183.

Исследования теплопроводности металлических проводников при воздействии высокочастотных механических колебаний

А. Р. Лепешкин

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), г. Москва, Россия

В данной работе предложена методика исследований теплопроводности образцов деталей и нестационарного теплового состояния деталей при воздействия высокочастотных (ВЧ) ультразвуковых механических колебаний. В работе [1] был обнаружен электрический сигнал (переменная ЭДС) в полупроводниковом материале (германии) при воздействии ультразвуковых (УЗ) колебаний (волн). Это одно из проявлений акусто-электронного взаимодействия. Появление тока или ЭДС связано с передачей импульса (и соответственно энергии) от УЗ волн (от фононов) к электронам проводимости. Это приводит к направленному движению носителей (увеличению скорости дрейфа электронов) — электрическому току в направлении распространения звука. В данной работе зарегистрированы электрические сигналы (переменные ЭДС, возникающие при действии УЗ колебаний (волн) на перемещение свободных электронов)

в металлических образцах и деталях из разных сплавов при воздействии ВЧ механических колебаний. Указанные факторы влияют на теплопроводность.

Разработано устройство для определения указанных характеристик теплопроводности, которое представляет собой конструкцию с ультразвуковым преобразователем и образцом (моделью лопатки турбины) в виде стержня (волновода) с электронагревателем. Внутри средней части корпуса устройства расположен магнитострикционный преобразователь, работающий на частоте 20 кГц с интенсивностью 50 Вт и на конце конструкции — стержень.

Методика исследований предусматривала закрепление на середине стержня переменного сечения (в виде конуса) электронагревателя с теплоизоляцией, состоящего из нескольких витков хромелевого провода. Кончик стержня выполнен в виде плоской расширяющейся части. В точке кончика стержня исследовалась температура и передача тепла от электронагревателя. Для исследования теплового состояния конусного стержня и бесконтактных измерений температур его поверхности использовался тепловизор Flir. Контроль за температурным состоянием стержня с электронагревателем, производился компьютерной системой, связанной с тепловизором с чувствительностью 0.05 °С в широком диапазоне температур. Спектральный диапазон камеры 3–5 мкм. Обработка результатов осуществлялась по разработанной программе. Для питания электронагревателя использовался стабилизированный источник питания.

Проводились исследования кривых температуры кончика конусного стержня в зависимости от времени при передаче тепла от электронагревателя в экспериментах с включенным ультразвуковым преобразователем и без него до температуры 130 °С. Эти кривые приведены на рис. 1 (до 40 с) и на рис. 2 (до 250 с).

Анализ скоростей нагрева и времени передачи тепла проводился по кривым температуры кончика конического стержня (рис. 1) в начале нагрева. По результатам указанных исследований получено, что теплопроводность металлического стержня из углеродистой стали с учетом влияния ультразвуковых колебаний увеличивается в 2 раза.

Кроме того, зарегистрированы электрические сигналы (переменные ЭДС, возникающие при действии УЗ механических колебаний (волн) на перемещение свободных электронов) с использованием анализатора спектра в указанных стержнях и других образцах из разных сплавов при воздействии ВЧ механических колебаний, что свидетельствует об увеличении скорости дрейфа электронов в металле.

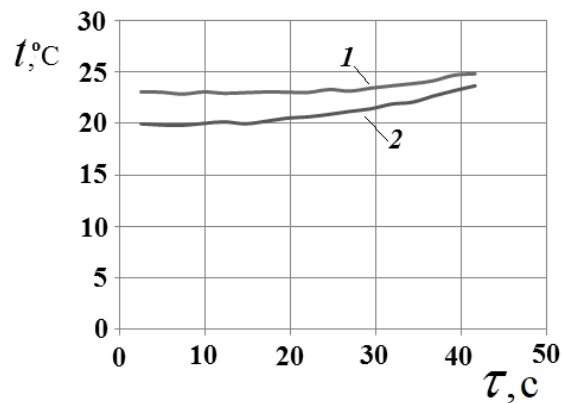


Рис. 1. Кривые температуры кончика конического стержня в зависимости от времени (до 40 с): 1 — без влияния ВЧ механических колебаний, 2 — с влиянием ВЧ механических колебаний

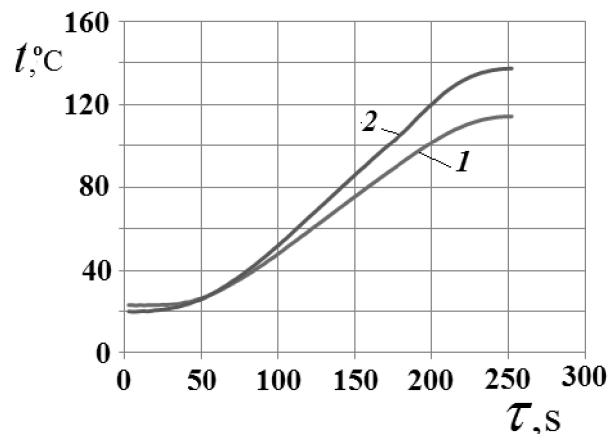


Рис. 2. Кривые нагрева кончика конического стержня в зависимости от времени (до 250 с): 1 — без влияния ВЧ механических колебаний, 2 — с влиянием ВЧ механических колебаний

Кроме того, зарегистрированы электрические сигналы (переменные ЭДС, возникающие при действии УЗ механических колебаний

(волн) на перемещение свободных электронов) с использованием чувствительного анализатора спектра в указанных стержнях и других образцах из разных сплавов при воздействии ВЧ механических колебаний, что свидетельствует об увеличении скорости дрейфа электронов в металле.

Полученные результаты имеют важное практическое значение для расчета и оценки теплового состояния лопаток турбомашин, работающих в поле механических колебаний в авиадвигателестроении, энергетике и других отраслях машиностроения.

Список литературы

- [1] G. Weinreich, H. G. White, Observation of the Acoustoelectric Effect // *Phys. Rev.* No. 106. P. 1104–1106 (1957).

5f-оболочка плутония: коллективизированные или сильно коррелированные электроны?

А. В. Мирмельштейн

*ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ им. академ. Е. И. Забабахина», г. Снежинск, Россия
E-mail: mirmelstein@mail.ru*

На протяжении нескольких десятилетий проблема основного квантово-механического состояния металлического плутония остается одной из самых значимых в фундаментальной физике твердого тела и широко обсуждается в научной литературе. В значительной степени дискуссия фокусируется на магнитных свойствах, отражающих природу 5f электронных состояний Pu, балансирующих на границе между локализованным и коллективизированным поведением. Уже в ранних работах по исследованию свойств Pu обсуждалось влияние магнетизма на некоторые его свойства, такие как отрицательный коэффициент теплового расширения и электросопротивление [1, 2]. Первые успешные теоретические

описания электронной структуры Pu также требовали наличия магнитных моментов на его атомах [3, 4]. Однако попытки их обнаружить экспериментально не увенчались успехом [5]. Это противоречие между теорией и экспериментом разрешалось в рамках альтернативного подхода, основанного на идее валентно-флуктуирующей (промежуточно-валентной) природе 5f электронной оболочки Pu [6, 7]. Эта точка зрения подтверждалась экспериментами по неупругому магнитному рассеянию нейтронов, выполненными группой американских исследователей. Они показали, что дельта-плутоний является промежуточно-валентной системой с температурой Кондо 975 К [8]. Это означает, что 5f электроны в значительной степени локализованы, но их магнитные моменты полностью экранируются электронами зоны проводимости, приводя к немагнитному основному квантово-механическому состоянию. Казалось, этот результат разрешает многолетнее противоречие между теорией и экспериментом относительно магнетизма в плутонии. Однако, этот вывод был оспорен сторонниками описания электронной структуры с помощью теории функционала плотности (DFT) в рамках представления о коллективизированной природе 5f электронов в Pu [9], в противовес их трактовке как сильно коррелированных электронов в подходе, опирающемся на динамическую теорию среднего поля (DMFT) [8]. В докладе мы обсудим, как в рамках этих двух представлений, трактующих Pu как коллективизированную или сильно коррелированную электронную систему, можно объяснить необычные тепловые и упругие свойства металлического плутония [4, 9, 10], а также новые экспериментальные исследования, показывающие, что проблема электронного строения плутония еще далека от решения.

Список литературы

- [1] R. Lallement // *J. Phys. Chem. Solids* **24** (1963), p. 1617.
- [2] A. J. Arko, M. B. Brodsky, W. J. Nellis // *Phys. Rev. B* **5** (1972), p. 4564.
- [3] I. V. Solovyev et al. // *Phys. Rev. B* **43** (1991), p. 14414.
- [4] P. Söderlind et al. // *Advances in Physics*, **68** (2019), p. 1.
- [5] J. C. Lashley et al. // *Phys. Rev. B* **72** (2005), p. 054416.

- [6] J. H. Shim, K. Haule, G. Kotliar // *Nature* **446** (2007), p. 513.
[7] E. Clementyev, A. Mirmelstein, and P. Böni // *Alloy. Compd.* **444-445** (2007), p. 292
[8] M. Janoshek et al. // *Sci. Adv.* **1** (2015), p. e1500188.
[9] P. Söderlind et al. // *Phys. Rev. B* **108** (2023), p. 104112.
[10] A. V. Mirmelstein, V. N. Matvienko // *ЖЭТФ* **168** (2025), № 5(11), с. 692.

Плазмон-поляритоны в системе с каплями электронно-дырочной жидкости

А. Г. Петров, А. В. Андрианов, А. О. Захарьин

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, г. С.-Петербург, Россия

E-mail: petrov@mail.ioffe.ru

В представленной работе было теоретически показано, что в кристаллах с каплями электронно-дырочной жидкости должны существовать коллективные возбуждения — объемные плазмон-поляритоны. Нами был определен закон дисперсии плазмон-поляритонов. Также была предсказана возможность оптического распада объемного плазмон-поляритона на частоте $\omega_x \approx 0.62\omega_1$, где $\omega_1 = \omega_p / \sqrt{3}$ — частота дипольного поверхностного плазмона в капле, а $\omega_p = \sqrt{\omega_e^2 + \omega_h^2}$ — плазменная частота ЭДЖ, $\omega_{e,h}^2 = \frac{4\pi n_0 e^2}{\epsilon m_{e,h}}$, e — заряд электрона, ϵ — диэлектрическая проницаемость среды.

В ходе эксперимента по исследованию спектров терагерцового (ТГц) излучения из высокочистого кремния при гелиевых температурах, в условиях интенсивного межзонного фотовозбуждения, в указанной области спектра была обнаружена новая широкая полоса излучения, которая была нами отнесена к оптическому распаду объемного плазмон-поляритона. Для объяснения большой (≈ 20 мэВ) спектральной ширины

данной линии ТГц излучения нами учтена пространственная дисперсия, вызванная неоднородностью пространственного распределения капель электронно-дырочной жидкости. Показано, что в условиях, когда капли рождаются близко к поверхности образца и затем движутся вглубь него, под действием фононного ветра [1], возникает неоднородность распределения капель, которая объясняет наблюдаемую ширину линии терагерцевой фотолюминисценции.

Результаты эксперимента явно свидетельствуют о наличии существенной равновесной концентрации плазмонов на каплях ЭДЖ в кремнии, а также их гибридизации в плазмон-поляритоны в образце. Из этого следует необходимость учета эффекта взаимодействия плазмонов на отдельных каплях ЭДЖ, что требует принципиально другого подхода к описанию коллективных эффектов и излучательных процессов в терагерцевом диапазоне, имеющих место в системах с каплями электронно-дырочной жидкости.

Список литературы

- [1] Л. В. Келдыш. *Электронно-дырочные капли в полупроводниках*. М.: Наука, 1988.

Кристаллическая структура RuGe при высоком давлении

Д. А. Саламатин¹, С. Г. Ляпин¹, М. В. Магницкая¹, А. П. Новиков¹,
А. В. Цвященко¹

¹ *Институт физики высоких давлений им. Л. Ф. Верещагина РАН,
г. Троицк, Россия*

При нормальном давлении соединение RuGe кристаллизуется в кристаллической структуре В20. Это диамагнитный полупроводник с малой шириной запрещенной зоны. В то время как в условиях высоко-

го давления и высокой температуры в эксперименте и теоретических расчетах наблюдалась кристаллическая структура B2 (типа CsSi). Для надежной интерпретации результатов исследования важно знать область $P - T$ (давление – температура) стабильности исходной решётки, поскольку структура типа CsCl является центросимметричной, что исключает возникновение некоторых интересных эффектов в соединениях B20, таких как магнитная спираль, точки Вейля в электронной зонной структуре и киральный фононы. В то же время RuGe в структуре типа CsCl демонстрирует металлическую проводимость и повышенное значение объемного модуля.

В рамках данного исследования было произведено определение влияния высокого давления на кристаллическую структуру соединения RuGe. Высокое давление генерировалось в камерах высокого давления с алмазными наковальнями в диапазоне 0-40 ГПа. Исследования кристаллической структуры проводилось с помощью рентгеновской порошковой дифракции и комбинационного рассеяния света. Экспериментальные данные дополнены численными расчётами. В результате полученных данных была расширена и уточнена фазовая P - T диаграмма для соединения RuGe. Также были определены значения постоянной решетки, объемного модуля и параметров Грюнаизенау.

Представленные результаты также демонстрируют возможность использования новых рентгеновских коллиматоров для проведения дифракционных измерений при высоком давлении в ячейках с алмазными наковальнями на лабораторном рентгеновском дифрактометре. Такие коллиматоры изготавливаются по уникальной технологии с помощью пресса и камеры высокого давления в ИФВД им. Л.Ф. Верещагина РАН из стандартных стальных капилляров.

Исследование было выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-12-00008, <https://rscf.ru/project/22-12-00008/>.

**Сосуществование осцилляций Шубникова – де Гааза
и отрицательного магнитосопротивления в GaAs,
легированном кремнием**

С. Н. Чмырь¹, А. В. Галеева¹, Д. Е. Долженко¹, А. И. Артамкин¹,
М. Ю. Чернов², Д. Р. Хохлов^{1,3,*}

¹ *Физический факультет МГУ имени М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия*

² *Физико-технический институт имени А. Ф. Иоффе РАН,
г. Санкт-Петербург, Россия*

³ *Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия*

**E-mail: khokhlov@mig.phys.msu.ru*

На эффект отрицательного магнитосопротивления в сильно легированных трехмерных полупроводниках обращалось большое внимание в 60–70-х годах прошлого века. Долгое время эффект не мог получить адекватной интерпретации, однако в начале 80-х годов Ароновым и Альтшулером был предложен механизм слабой локализации, позволяющий объяснить большинство имеющихся экспериментальных данных. В дальнейшем внимание исследователей, в основном, переключилось на изучение двумерных структур, в которых явление слабой локализации выражено гораздо сильнее. Важно отметить, что в подавляющем большинстве работ отрицательное магнитосопротивление наблюдается лишь в области классически слабых магнитных полей $\mu B < 1$, где μ — подвижность электрона, а B — магнитное поле. Напротив, осцилляции Шубникова – де Гааза наблюдаются в классически сильных полях, когда $\mu B > 1$. Из этого следует, что в случае, если отрицательное магнитосопротивление обусловлено слабой локализацией, оно не может наблюдаться в том же диапазоне магнитных полей, что и осцилляции Шубникова – де Гааза.

В настоящей работе обнаружено, что в сильно легированной кремнием трехмерной пленке GaAs при гелиевой температуре отрицательное магнитосопротивление сосуществует с осцилляциями Шубникова – де

Гааза, по крайней мере, в области магнитных полей 2.5–4 Тл. Кроме того, наблюдается положительная фотопроводимость, возбуждаемая микроволновым излучением. Фотопроводимость также демонстрирует осциллирующее поведение в магнитном поле и колеблется в фазе с проводимостью.

Эпитаксиальная пленка GaAs толщиной 1 мкм, легированная кремнием, была выращена на полуизолирующей подложке арсенида галлия методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Концентрация легирующей примеси составляла 10^{18} см⁻³. Холловский мостик с характерными размерами 4×0.5 мм² изготавливался с помощью фотолитографии. Индиевые электрические контакты вжигались в контактные площадки мостика при температуре около 200 °С. Фотопроводимость возбуждалась излучением диода Ганна с частотой 36 ГГц и выходной мощностью около 10 мВт. Источник излучения располагался в верхней части низкотемпературной вставки, а излучение подавалось на образец через цилиндрическую трубку. Использовалась прямоугольная модуляция микроволнового излучения меандром с частотой около 170 Гц. Измерения проводились при температуре жидкого гелия в сверхпроводящем соленоиде в магнитных полях до 4 Тл.

На рис. 1 показана зависимость сопротивления пленки от приложенного магнитного поля. Видно, что магнитосопротивление является отрицательным в магнитных полях вплоть до 4 Тл. Падение сопротивления от нулевого поля до 4 Тл составляет около процента. В диапазоне магнитных полей от 2.5 до 4 Тл магнитосопротивление начинает осциллировать, причем осцилляции являются эквидистантными в обратном поле, что делает их похожими на осцилляции Шубникова – де Гааза. Вычисленная из периода шубниковских осцилляций концентрация электронов составляет $1.2 \cdot 10^{18}$ см⁻³.

Зависимость коэффициента Холла от магнитного поля с высокой точностью является линейной. Холловская концентрация электронов n составляет $1.4 \cdot 10^{18}$ см⁻³, а холловская подвижность в нулевом поле $\mu \approx 2300$ см²/В·с и слабо убывает с ростом B .

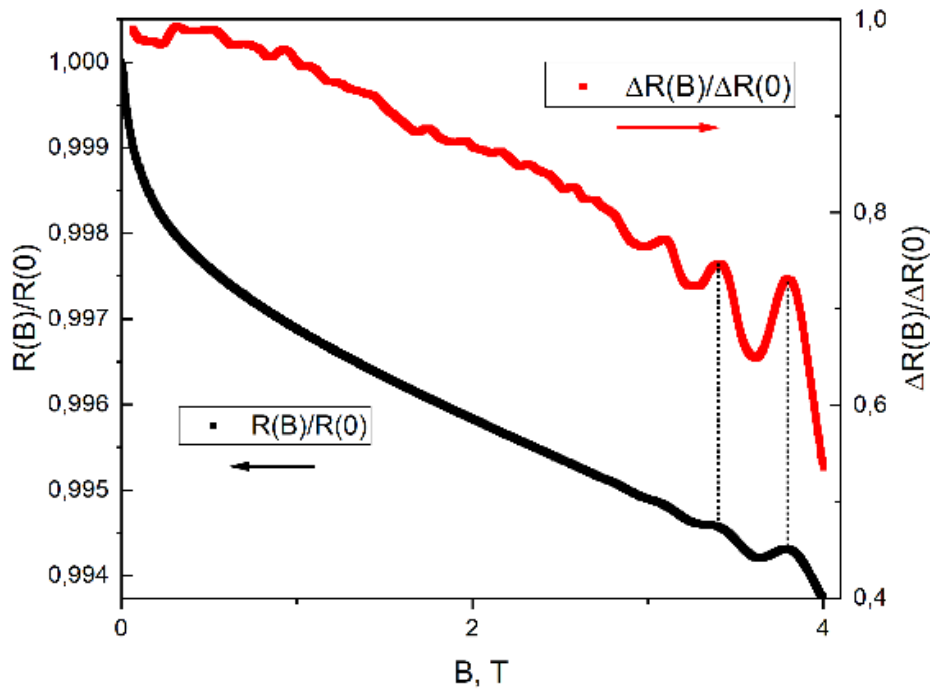


Рис. 1. Зависимость относительного сопротивления $R(B)/R(B = 0)$ и относительного фотосопротивления ($\Delta R(B)/\Delta R(B = 0)$) от магнитного поля

Зависимость фотопроводимости от величины приложенного магнитного поля изображена на рис. 1, красная кривая. Отметим следующие важные черты эффекта. Прежде всего, во всем диапазоне магнитных полей фотопроводимость была положительной, т. е. микроволновая подсветка приводила к снижению сопротивления образца. Кроме того, на кривой зависимости фотосопротивления от магнитного поля наблюдаются осцилляции в том же диапазоне магнитных полей, что и осцилляции Шубникова – де Гааза. Более того, осцилляции фотосопротивления и осцилляции равновесного сопротивления находятся в фазе друг с другом.

Таким образом, в настоящей работе обнаружены два нетривиальных эффекта. Во-первых, осцилляции Шубникова – де Гааза сосуществуют с отрицательным магнитосопротивлением в определенном диапазоне магнитных полей. Во-вторых, наблюдается положительная фотопроводимость, стимулированная микроволновым излучением, осциллирующая в фазе с проводимостью в магнитном поле.

Можно было бы предположить, что фотопроводимость, стимулированная микроволновым излучением, обусловлена болометрическим эффектом, т. е. разогревом образца. Однако если за фотопроводимость отвечает болометрический эффект, это означало бы, что амплитуда осцилляций Шубникова – де Гааза увеличивается с ростом температуры, что вряд ли возможно. Таким образом, можно заключить, что положительная микроволновая фотопроводимость в GaAs(Si), а также ее осцилляции в магнитном поле не связаны с болометрическим эффектом, а имеют иную природу.

Согласно классической интерпретации, отрицательное магнитосопротивление в легированных полупроводниках связано с явлением слабой локализации. При этом отрицательное магнитосопротивление обусловлено особенностями эффектов рассеяния при диффузии электрона по замкнутой траектории. Из экспериментальных данных видно, что осцилляции Шубникова – де Гааза начинаются в поле около 2.5 Тл. Ларморовский радиус орбиты электрона в таком поле составляет $l_l = 84$ нм. Эта длина близка к длине свободного пробега электрона, что и понятно по физическому смыслу: осцилляции Шубникова – де Гааза начинаются с поля B_{osc} , для которого электрон делает полный оборот без рассеяния. Следовательно, в магнитных полях $B > B_{osc}$ слабая локализация и, соответственно, отрицательное магнитосопротивление невозможно.

Тем не менее, экспериментально мы наблюдаем сосуществование отрицательного магнитосопротивления и осцилляций Шубникова – де Гааза. В работе обсуждаются причины, по которым это может происходить.

С. Н. Чмырь благодарит Фонд развития теоретической физики и математики «БАЗИС» за поддержку.

Усиление корреляций электронных и вибронных возбуждений в кластерно-молекулярных гибридах неорганика–органика

И. С. Цебрук, Н. В. Классен, В. В. Кедров, А. П. Киселев, С. А. Винокуров

Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН,

г. Черноголовка, Россия

E-mail: cebruk@issp.ac.ru

Непрерывно возрастающие требования к технико-экономическим показателям радиационных детекторов, выставляемые заказывающими их отраслями, делают все более актуальными разработки композиционных сцинтилляторов из тяжелых неорганических поглотителей ионизирующих излучений и легких органических люминофоров. В работах ИФТТ РАН [1], было показано, что преимущества таких гибридных детекторов заметно расширяются при уменьшении размеров компонентов неорганики и органики до наномасштабов. При этом энергия радиации, поглощаемой неорганикой, достаточно быстро передается органическим молекулам, эффективно превращающим ее в световые сигналы. В наших недавних статьях было показано, что при дальнейшем измельчении компонентов до кластерно-молекулярных масштабов и быстрдействие, и чувствительность, и радиационная прочность таких детекторов могут стать еще лучше за счет появления новых свойств, обусловленных перекрытием электронных и колебательных квантовых состояний неорганики и органики [2, 3]. В данной работе продолжается изучение обусловленных этим процессов, что имеет не только практический, но и теоретический интерес. Например, в работах группы В.М. Аграновича были аналитически обоснованы плюсы гибридных экситонов на интерфейсах неорганики и органики [4].

При измельчении таких композиций до кластерно-молекулярных масштабов, резко усиливаются корреляционные взаимосвязи электронных и вибронных возбуждений неорганики и органики, проявляющиеся в приведенных ниже экспериментах по изучению спектров и кинетики люминесценции композиций из йодида цезия, активированного таллием

и полистирола, активированного люминофорами PPO и POPOP [1–3] и возбуждаемой ультрафиолетовым и рентгеновским облучением. На рис. 1 приведены результаты, полученные при ультрафиолетовом облучении композиций порошков CsI(Tl) с полистиролом. Эти вещества по отдельности дают спектры с максимумами свечения на 500–550 нм для CsI(Tl) и 420–450 нм для активированного полистирола. При рентгеновском возбуждении в спектрах рентгенолюминесценции композиций из нанопорошков йодида цезия и активированного полистирола наблюдались оба максимума. Но при ультрафиолетовом возбуждении наблюдался только максимум полистирола (420–450 нм), а максимум йодида цезия на 500–550 нм отсутствовал. При этом важно отметить, что композиция облучалась в максимуме возбуждения йодида цезия (300 нм). Но его свечение исчезло, а люминесценция полистирола усилилась приблизительно вдвое. Тем самым энергия возбуждения от фотонов 300 нм, поглощаемая йодидом цезия, вместо высвечивания через его таллиевый центр люминесценции передается активаторам полистирола. Мы предлагаем вариант механизма такой передачи, основанный на активном взаимодействии электронных возбуждений йодида цезия (типа экситонов) и вибронов активированного полистирола. При поглощении фотонов 300 нм йодидом цезия в нем возбуждаются электронно-дырочные пары экситонного типа с энергиями порядка 4 эВ. Энергия фотонов, высвечиваемых центром люминесценции на основе таллия, — от 2,2 до 2,5 эВ. От места поглощения возбуждающего фотона до местоположения центра свечения на ионе таллия, это возбуждение должно пройти по кристаллу путь порядка десяти нанометров. Характерное время высвечивания указанного центра сравнительно велико (порядка 500 нс). Но когда в непосредственной близости от этого места ожидания на расстоянии нескольких нанометров присутствуют волновые функции вибронов активированного полистирола, вероятность экситону дожидаться «таллиевого» высвечивания резко снижается. В некоторые очень короткие интервалы времени этот экситон приобретает в соответствии с больцмановским распределением вероятности энергию, достаточную для попадания в расположенный рядом центр люминесценции полистирола. Дефицит энергии в несколько десятых электронвольта может быть приобретен либо за счет тепловых флук-

туаций, либо же от другого экситона, позже рожденного в том же йодиде цезия, который по пути к другому таллиевому центру должен «раздать» энергию релаксации. А так как время высвечивания полистирольного активатора в сотни раз быстрее, многократное повышение вероятности акта испускания света способно скомпенсировать малую величину вероятности приобретения дефицита энергии. В результате из-за чересчур длительного времени ожидания возбуждения, рожденные в йодиде цезия, успевают излучиться через активаторы полистирола.

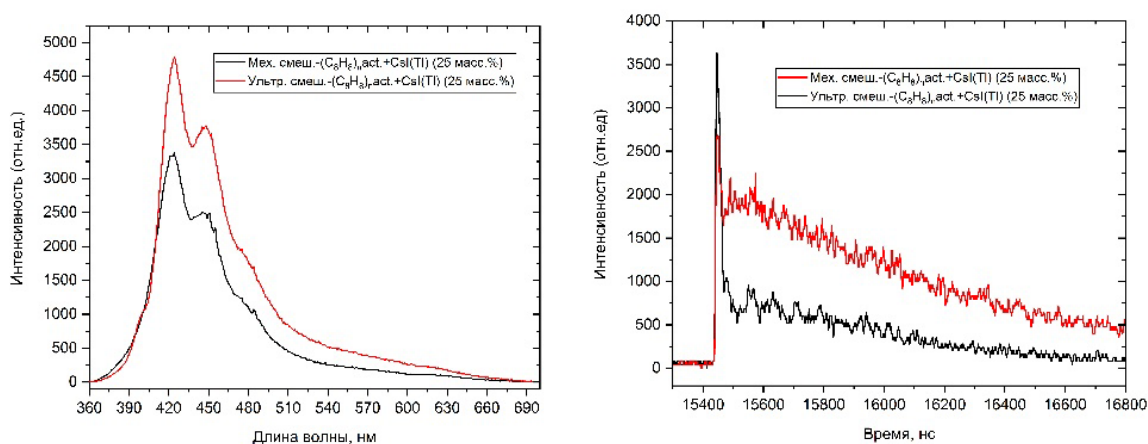


Рис. 1. Слева — спектр фотолюминесценции двух композиций из активированного полистирола с порошками CsI(Tl). Справа — кинетика рентгенолюминесценции аналогичных композиций. Оба графика подтверждают усиление по мере измельчения частиц корреляционных взаимодействий между электронными возбуждениями йодида цезия и вибронами полистирола

Но при рентгеновском возбуждении композиций с микро- и наночастицами активированного йодида цезия таллиевая полоса наблюдается. Это объясняется тем, что рентгеновское поглощение происходит не только в приповерхностном слое, а и более глубоко, куда вибронные состояния органики не проникают. Поэтому при рентгеновском возбуждении часть энергии остается на более глубоких таллиевых центрах, обеспечивая медленную люминесценцию на 500–550 нм. Но по мере измельчения частиц йодида цезия (рис. 1, слева) доля энергии, высвечиваемой органикой, возрастает, что можно объяснить увеличением объема частиц йодида цезия, доступного вибронам органики. Аналогичные процессы

уменьшения доли люминесценции неорганики и увеличения доли органики наблюдаются и в кинетике рентгенолюминесценции: по мере измельчения компонентов неорганических поглотителей рентгеновских квантов доля быстрой компоненты органики, возрастает (рис. 1, справа).

Список литература

- [1] С. З. Шмурак, В. В. Кедров, Н. В. Классен, О. А. Шахрай, Спектроскопия композитных сцинтилляторов // *ФТТ*, т. 54, №11, с. 2128–2137, 2012.
- [2] И. С. Цебрук, Н. В. Классен, В. В. Кедров, А. Д. Орлов, С. А. Винокуров, А. П. Покидов, Структурирование наноконпозиций из неорганических сцинтилляторов и органических люминофоров для радиационных детекторов // *Материаловедение*, № 9, с. 9–8, 2025.
- [3] И. С. Цебрук, Н. В. Классен, В. В. Кедров, А. П. Киселев, А. Д. Орлов, Новые наноконпозиции из органических люминофоров и неорганических сцинтилляторов для улучшения радиационных детекторов // *Материаловедение*, № 10, с. 3–12, 2025.
- [4] V. M. Agronovich, Yu. N. Garstein, M. Litinskaya, Hybrid resonant organic — inorganic nanostructures for optoelectronic applications // *Chem. Rev.*, Sep. 14, 111(9):5179–214, 2011.

Метод измерения отклонения от закона Ламберта при диффузном рассеянии ультрахолодных нейтронов на материальных стенках

В. А. Цыплухин¹

¹ *Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»,
г. Москва, Россия*

Точные измерения времени жизни нейтронов $\tau_n \approx 15$ мин важны для определения констант слабого взаимодействия, а также для различных аспектов астрофизики и космологии. Наиболее точными измерения-

ми времени жизни считаются эксперименты с ультрахолодными нейтронами (УХН) в материальных или магнитных ловушках. Точность этих измерений определяется, погрешностью оценки потерь УХН, поскольку измеряемое время жизни нейтрона в ловушке τ даже в самых точных экспериментах на ~ 20 с меньше получаемого τ_n после учёта этих потерь. Расхождения в оценках τ_n этими двумя методами сильно превышает их оцениваемые погрешности. Одной из возможных причин расхождений могут быть неучтенные потери УХН в материальных и магнитных ловушках.

В данной работе изучается влияние углового распределения нейтронов по скоростям и по высоте (посредством закона рассеяния на стенках) на скорость потерь УХН в материальных ловушках формы прямоугольного параллелепипеда. С помощью метода Монте-Карло оценено влияние отклонения закона рассеяния от закона рассеяния Ламберта на потоки через разные стенки ловушки УХН.

Метод оценки, предлагаемый в работе вполне прост, и может быть реализован в эксперименте. Используется вытянутая прямоугольная ловушка ($L_x \times L_y, L_z$) с двумя малыми отверстиями равной площади в передней и торцевой стенках. Выполнено моделирование для длинных ловушек с поперечным сечением 1×1 см² и 10×10 см² при длине от 0.05 до 10 м. Вероятность диффузного рассеяния фиксировалась на $p_d = 0.1$, а вероятность ламбертовского рассеяния при диффузном рассеянии варьировалась от 0 до 1 (в остальных случаях рассеяние происходило изотропно). Согласно проведённым симуляциям Монте-Карло зависимость отношения потоков N_e/N_f линейна от вероятности ламбертовского рассеяния (рис. 1).

В результате работы получена линейного вида зависимость N_e/N_f от вероятности ламбертовского рассеяния. Предложенный метод не требует высокой плотности нейтронов и абсолютной калибровки детекторов. Эксперимент позволит не только уточнить модель потерь УХН в прецизионных измерениях τ_n , но и получить новые данные о микроскопическом механизме взаимодействия нейтронов с твёрдотельными поверхностями.

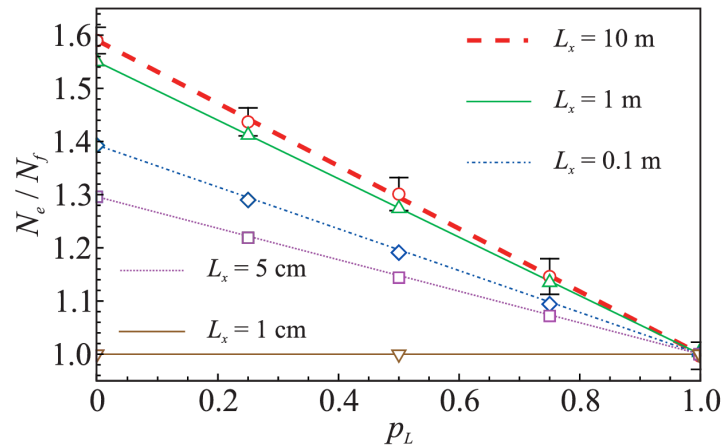


Рис. 1. Отношение количеств нейтронов, прошедших через отверстия N_e/N_f от вероятности ламбертовского рассеяния, для ловушек различной длины L_x

Список литературы

- [1] П. Д. Григорьев, В. Д. Кочев, В. А. Цыплухин, А. М. Дюгаев, И. Я. Полищук. Метод измерения отклонения от закона Ламберта при диффузном рассеянии ультрахолодных нейтронов на материальных стенках // *JETP Letters*. 2024. Т. 120, № 12. С. 911. URL: http://jetpletters.ru/ps/2490/article_36531.shtml (дата обращения: 09.03.2026).

Электронное строение и свойства двойных молибдатов уранила-натрия в рамках DFT+U

Г. Д. Чичеватов^{1,2}, В. В. Стегайлов^{1,2}

¹ Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия

² Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), г. Москва, Россия

В настоящей работе представлены результаты исследования сложных оксидов $\text{Na-U}^{+6}\text{-Mo}^{+6}$ методами моделирования электронной и кристаллической структуры из первых принципов [1].

Смешанные оксиды актиноидов (Th(IV), U(IV), U(VI), Np(V), Pu(IV), Am(VI) и др.), оксоанионообразующих элементов (B, Al, Si, Ge, P, S или переходных металлов в высших степенях окисления) и атомов металлов I/II групп проявляют широкое кристаллохимическое многообразие, во многом благодаря высокой координационной способности и достигаемым степеням окисления актиноидов [2]. Наиболее многочисленны и детально классифицированы U(VI)-содержащие оксиды.

При заметных различиях в химическом составе оксиды A(I/II)-U(VI)-(Me/nonMe)-O объединены:

- 1) присутствием в подавляющем большинстве из них шестивалентного урана в форме уранил-катиона UO_2^{+2} ;
- 2) характерной структурой плотности электронных состояний, в которой энергетическая щель около 2-3 эВ формируется между атомоподобными 2p-состояниями лигандных атомов O и пустыми 5f-состояниями атомов U, между которыми присутствует гибридизация. Это проявляется в спектрах люминесценции и оптического поглощения/отражения [1, 3, 4].

Таким образом, в отличие от типичных моттовских изоляторов PuO_2 , UO_2 эти оксиды — изоляторы с переносом заряда, причем электронные состояния, относящиеся к оксоанионообразующему атому, имеют основной вес вдали от запрещенной зоны.

В центре нашего внимания находятся двойные молибдаты уранил-натрия, к известным кристаллическим структурам которых относятся UO_2MoO_4 , $Na_2(UO_2)(MoO_4)_2$, $Na_6(UO_2)(MoO_4)_4$ и $Na_6(UO_2)_2(MoO_4)_4O$ [5,6]. Показано, как в рамках приближения DFT+U, минимизируя ошибку делокализации для атомоподобных состояний вблизи краев запрещенной зоны, возможно добиться корректного описания электронной структуры в согласии с экспериментальными данными, одновременно с удовлетворительной точностью воспроизведения кристаллической структуры всех четырех оксидов. Приведено сравнение со связанными исследованиями других авторов из первых принципов, выявлены их недочеты. Отмечена важность поправки на спин-орбитальное взаимодействие. Анализ зарядов по Бейдеру позволил охарактеризовать типы хими-

ческих связей U-O, Mo-O, Na-O, выявить различные типы атомов кислорода и пронаблюдать эффект появления связей Na-O на остальные связи. Кроме того, в рамках установленного приближения энтальпии образования высших оксидов Na-U-Mo могут быть рассчитаны со средней точностью выше 1 ккал/моль.

Список литературы

- [1] G. Chichevatov, S. Artobolevskii, I. Taydakov, L. Podrezova, V. Stegailov. Thermodynamic and electronic properties of the solid $\text{Na}_2\text{O-MoO}_3\text{-UO}_3$ system: A combined experimental and first-principles study // *Phys. Rev. Mater.* 2026. (accepted on March 30th).
- [2] A. J. Lussier, R. A. K. Lopez, P. C. Burns. A revised and expanded structure hierarchy of natural and synthetic hexavalent uranium compounds // *Can. Mineral.* 2016. V. 54. P. 177.
- [3] C. A. Juillerat, V. Kocovski, T. M. Besmann, H.-C. zur Loye. A family of layered phosphates crystallizing in a rare geometrical isomer of the phosphuranylite topology: Synthesis, characterization, and computational modeling of $\text{A}_4[(\text{UO}_2)_3\text{O}_2(\text{PO}_4)_2]$ (A = alkali metal) exhibiting intralayer ion exchange // *Inorg. Chem.* 2018. V. 57. P. 4726.
- [4] X. Yu, J. D. Einkauf, V. S. Bryantsev, M. C. Cheshire, B. J. Reinhart, J. Autschbach, J. D. Burns. Spectroscopic characterization of neptunium(VI), plutonium(VI), americium(VI) and neptunium(V) encapsulated in uranyl nitrate hexahydrate // *Phys. Chem. Chem. Phys.* 2021. V. 23. P. 13228.
- [5] S. V. Krivovichev, P. C. Burns. Crystal chemistry of uranyl molybdates. III. New structural themes in $\text{Na}_6[(\text{UO}_2)_2\text{O}(\text{MoO}_4)_4]$, $\text{Na}_6[(\text{UO}_2)(\text{MoO}_4)_4]$ and $\text{K}_6[(\text{UO}_2)_2\text{O}(\text{MoO}_4)_4]$ // *Can. Mineral.* 2001. V. 39. P. 197.
- [6] S. V. Krivovichev, P. C. Burns. Crystal chemistry of uranyl molybdates. V. Topologically distinct uranyl dimolybdate sheets in the structures of $\text{Na}_2[(\text{UO}_2)(\text{MoO}_4)_2]$ and $\text{K}_2[(\text{UO}_2)(\text{MoO}_4)_2](\text{H}_2\text{O})$ // *Can. Mineral.* 2002. V. 40. P. 193.

A foundation-model-based approach to crystal structure prediction: application to the Ca–Fe–Ni system under high pressure

N. M. Chtchelkatchev^{1,2,3,*}, M. V. Magnitskaya⁴, R. E. Ryltsev⁵,
V. K. Kohanov³, D. A. Salamatin⁴

¹ *Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia*

² *Joint Institute for High Temperatures, RAS, Moscow, Russia*

³ *National Research Center “Kurchatov Institute”, Moscow, Russia*

⁴ *Institute of High Pressure Physics, RAS, Moscow, Troitsk, Russia*

⁵ *Institute of Metallurgy, UB RAS, Ekaterinburg, Russia*

**E-mail: shchelkachev.nm@phystech.edu*

Predicting crystal structures from first principles remains a key challenge in condensed matter, chemistry, and materials science, underpinning the discovery of materials with tailored properties. Although evolutionary algorithms efficiently explore complex energy landscapes, their reliance on *ab initio* calculations for structural relaxation and ranking leads to prohibitive computational costs. Machine learning interatomic potentials (MLIPs) can substantially accelerate crystal structure prediction (CSP), yet their practical integration into CSP workflows remains limited by the need for large, carefully selected training datasets. In particular, one of the most important tasks is how to identify, from the vast number of candidate structures generated during the global search, a compact and informative subset that warrants expensive density functional theory (DFT) calculations for model refinement. Recent advances in foundation models, pretrained on large-scale *ab initio* databases spanning millions of atomic structures across the periodic table, enable accurate MLIPs to be constructed with substantially reduced computational effort via transfer learning. In this work, we develop a self-consistent and computationally efficient CSP workflow [1] that combines evolutionary structure search with state-of-the-art foundation-models and transfer learning. The proposed algorithm simultaneously performs rapid structure exploration and con-

structs a system-specific MLIP by iteratively selecting representative and physically relevant configurations for DFT labeling, thereby minimizing redundant computations while maintaining high accuracy.

In this context, the chemically complex Ca–Fe–Ni ternary system under high pressure represents a particularly compelling and challenging test case. Iron and nickel are the principal constituents of Earth-like planetary cores, governing their mechanical, thermal, and magnetic properties. Calcium, while traditionally considered a lithophile element, exhibits pronounced pressure-induced electronic and structural transformations and may become increasingly relevant at deep Earth conditions. The interaction of Ca with Fe–Ni alloys at high pressures has been proposed as a possible factor influencing core composition, density deficits, and geophysical anomalies at the core–mantle boundary. From a materials science perspective, the Ca–Fe–Ni system also exemplifies a complex multicomponent landscape characterized by competing bonding motifs, large atomic size mismatch, and pressure-driven changes in chemical behavior, making it an appropriate benchmark for advanced CSP methodologies.

Applied to the Ca–Fe–Ni system, our approach accurately reproduces the known low-pressure convex hull, validating the methodology and enabling efficient study of high-pressure phases. At $P = 1$ bar, Ca forms binary compounds with Ni, but does not react with Fe. Only at $P = 50$ GPa, we predict previously unknown binary Ca–Fe compounds, including those with relatively high iron content, such as Ca_3Fe_2 (Figures 1 and 2). For the first time in this system, a ternary compound Ca_6FeNi with a monoclinic structure is discovered, which becomes thermodynamically stable above 100 GPa. The figures show that, in general, characterizing the high-pressure phases in this system, it can be said that Ca acts as a “soft” ligand, forming complex structural motifs around the Fe–Ni framework and forming mainly non-stoichiometric compounds.

The results obtained demonstrate that foundation-model-based, data-efficient workflows can both accelerate crystal structure prediction and enable the discovery of genuinely new materials in complex multicomponent systems.

The work is supported by Russian Science Foundation under Grant № 25-29-01649.

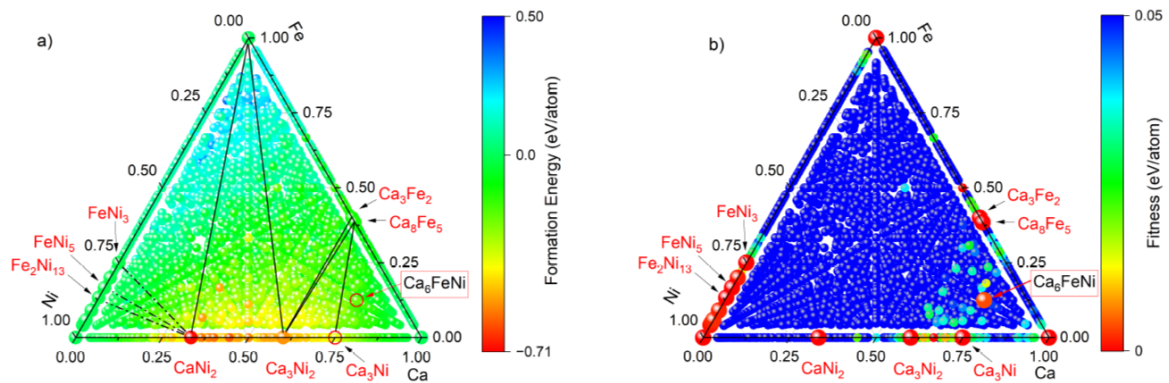


Fig. 1. Distribution of stable and metastable phases in the Ca–Fe–Ni system at $P = 50$ GPa in composition–energy coordinates. The color scale corresponds to (a) the energy of formation and (b) the distance to the convex hull (fitness characterizing the degree of phase metastability).

<p>Ca I4₁/amd Gr. 141 tetragonal $E_{\text{formation}}=0$ Vol=17.1</p> <p>$a=b=5.044$, $c=2.689$ $\alpha=\beta=\gamma=90$ Ca 4b 0 1/4 3/8</p> <p>Supercell-112 is shown</p>	<p>Fe₃Ni₂ C2/m Gr. 12 monoclinic $E_{\text{formation}}=-0.017$ Vol=9.223 $a=11.99$, $b=3.33$, $c=7.05$, $\alpha=101.25$, $\beta=90$, $\gamma=276.65$ Fe1 4i 2/5 0 0.30 Ni1 4i 3/5 0 0.37 Ni2 4i 0 0 0.83 Ni3 4i 1/5 0 0.57 Ni4 4i 1/5 0 0.90 Ni5 4i 3/5 0 0.03 Ni6 4i 1/5 0 0.23 Ni7 2c 0 0 1/2</p>	<p>CaNi₂ Fd-3m Gr. 227 cubic $E_{\text{formation}}=-0.7004$ Vol=11.577 $a=b=c=6.525$ Ni1 16c 0 0 0 Ca1 8b 3/8 3/8 3/8</p>	<p>Ca₃Ni Fm-3m Gr. 225, Cubic $E_{\text{formation}}=-0.393$, vol= 14.697 $a=b=c=6.17$ Ni1 4b 1/2 1/2 1/2 Ca1 8c 1/4 1/4 1/4 Ca2 4a 0 0 0</p>
<p>Ca₃Fe₅ Amm21 Gr. 38, Orthorhombic, Vol= 13.54 $a=10.02$, $b=4.39$, $c=8$ Ca1 0.75 0 0.21 Ca2 1/2 0 0.54 Ca3 1/2 0 0.21 Ca4 0.75 0 0.55 Ca5 0 0 0.34 Ca6 0 0 0.67 Fe1 0.81 0 0.89 Fe2 0.61 0 0.87 Fe3 0 0 0.01</p>	<p>FeNi₅ Cmmm Gr. 65, orthorhombic $E_{\text{formation}}=-0.0165$ $a=3.33$, $b=9.96$, $c=3.34$, vol=11.095 Fe1 2d 0 0 1/2 Ni1 4i 0 0.17 0 Ni2 4j 0 0.33 1/2 Ni3 2b 1/2 0 0</p>	<p>Ca₃Ni₂ P6/mmm Gr. 191, hexagonal, $E_{\text{formation}}=-0.535$, Vol=13.521 $a=b=4.71$, $c=7.03$ Ni1 3f 1/2 0 0 Ni2 1b 0 0 1/2 Ca1 2e 0 0 0.82 Ca2 4h 1/3 2/3 0.32</p>	<p>Ca₃Fe₂ C2/m1, Gr. 12, monoclinic, $E_{\text{formation}}=-0.117$ Vol=13.678 $a=7.89$, $b=4.39$, $c=8.12$, $\alpha=\gamma=90$, $\beta=103.17$, Ca1 0.14 0 0.12 Ca2 0.19 0 0.79 Ca3 0.15 0 0.46 Fe1 0.52 0 0.63 Fe2 0.46 0 0.11</p>
<p>Ni Fm-3m Gr. 225 mp-23 (P=0) cubic-fcc Vol=9.148 $a=3.320$ $E_{\text{formation}}=0$</p>	<p>FeNi₃ Pm-3m Gr. 221 mp-1418 (P=0) cubic Vol= 9.337 $a=3.34$ $E_{\text{formation}}=-0.0148$</p>	<p>Fe P6₃/mmc Gr. 194, mp-136 (P=0), Vol=8.882, Hex., $E_{\text{formation}}=0$ $a=b=2.35$, $c=3.73$ Fe 2d 1/3 1/6 3/4</p>	<p>Ca₂Ni Pnma, Gr. 62 orthorhombic $E_{\text{formation}}=-0.132$ $a=5.99$, $b=4.00$, $c=14.53$ Ca1 4c 0.14 1/4 0.59 Ca2 4c 0.37 1/4 0.34 Ni1 4c 0.60 1/4 0.51</p>

Fig. 2. Some of unary and binary phases forming the convex hull of Ca–Fe–Ni at 50 GPa

Список литературы

- [1] E. O. Khazieva, N. M. Chtchelkatchev, R. E. Ryltsev // *J. Chem. Phys.* **161**, 174101 (2024).

Научное издание

**XXIII Конференция
«Сильно коррелированные электронные
системы и квантовые критические явления»**

ФИАН, г. Москва
21 мая 2026 г.

Сборник тезисов

Подписано в печать 07.05.2026. Формат 60×84¹/₁₆.
Усл. печ. л. 12,67. Уч.-изд. л. 12,97. Гарнитура «Таймс».
Бумага для цифровой печати. Печать цифровая. Заказ № 2624.

АНО «Ижевский институт компьютерных исследований»
426053, г. Ижевск, ул. Ворошилова, д. 123.
<http://shop.rcd.ru> E-mail: mail@rcd.ru Тел./факс: +7 (3412) 26-36-34

Отпечатано в цифровой типографии
АНО «Ижевский институт компьютерных исследований».
