

XVI Международная школа-конференция
"Проблемы физики твердого тела
и высоких давлений"

Идеи и методы
физики конденсированного состояния
II

Сочи, пансионат "Буревестник"
15 - 25 сентября 2017г.

ТЕЗИСЫ

Москва, ФИАН 2017

XVI Школа-конференция молодых ученых "Проблемы физики твердого тела и высоких давлений" с тематическим названием «Идеи и методы физики конденсированного состояния, II» продолжает регулярную серию школ, которые проводились Институтом физики высоких давлений РАН каждые два года, начиная с 1989г. С 2015 года Школа-конференция проводится ежегодно совместно с Физическим институтом РАН. В данный сборник входят как тезисы лекций приглашенных лекторов, так и тезисы оригинальных докладов молодых участников.

Всероссийская Школа-конференция молодых ученых (первоначально Школа-семинар) "Проблемы физики твердого тела и высоких давлений" проводилась Институтом физики высоких давлений РАН каждые два года, начиная с 1989г. К 2014 году было организовано и проведено тринадцать таких Конференций, все они проходили осенью на базе студенческого лагеря МГУ – пансионата «Буревестник».

С течением времени увеличивалось количество молодых участников, интерес к участию в Школе проявлял все более широкий круг ученых. В 2014 году было принято решение, начиная с 2015 года проводить данную школу ежегодно, организуя ее по очереди силами Института физики высоких давлений РАН и Физического института РАН, для того, чтобы охватить больший круг молодых ученых и провести обновление и расширение тематики. Это позволило, с одной стороны, варьировать тематику школ и состав участников, с другой стороны, сохранить преемственность данных регулярных осенних школ-конференций.

Состав организационного и программного комитетов в значительной степени остается прежним. Проводимая в 2017 году школа-конференция будет 16-ой в общем ряду школ "Проблемы физики твердого тела и высоких давлений" и 2-й, имеющей тематическое название "Идеи и методы физики конденсированного состояния, II".

Конференция ориентирована в первую очередь на молодых ученых России и стран СНГ, проводящих исследования в области физики конденсированного состояния. При этом приглашаются как теоретики, так и экспериментаторы, что способствует расширению кругозора и тех и других и лучшему пониманию молодежью методов и возможностей, как теории, так и эксперимента.

Особенностью школы является обязательное выступление с докладом всех молодых участников. Отобранные тезисы докладов публикуются в данном сборнике.

Презентации основных лекций будут доступны с сайта конференции <http://school.lpi.ru>,

ОРГАНИЗАТОРЫ

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Российской академии наук

Институт физики высоких давлений им Л.Ф.Верещагина
Российской академии наук

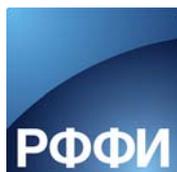
ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ

- П.И.Арсеев, *чл.-корр. РАН, д.ф.-м.н. (ФИАН)* - председатель
- В.В.Бражкин, *академик РАН, д.ф.-м.н. (ИФВД РАН)*
- В.Е.Антонов, *д.ф.-м.н. (ИФТТ РАН)*
- С.В.Демишев, *д.ф.-м.н. (ИОФ РАН)*
- В.Н.Рыжов, *д.ф.-м.н. (ИФВД РАН)*

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

- П.И.Арсеев, *чл.-корр. РАН д.ф.-м.н., (ФИАН)* - председатель
- В.В.Бражкин, *академик РАН д.ф.-м.н., (ИФВД РАН)*
- В.Н.Рыжов, *д.ф.-м.н. (ИФВД РАН)*
- Н.К.Федоров, *к.ф.-м.н. (ФИАН)*
- Е.Н.Циок, *к.ф.-м.н. (ИФВД РАН)*
- Н.В.Козюлина, *(ФИАН)*

СПОНСОРЫ



Российский фонд фундаментальных
исследований

СОДЕРЖАНИЕ

ЛЕКЦИИ

Антонов В. Е.	16
ОШИБКИ НА ФАЗОВЫХ ДИАГРАММАХ	
Арсеев П.И.	17
ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ТУННЕЛЬНЫХ КОНТАКТАХ	
Бражкин В.В., Циок О.Б.	18
РЕЛАКСАЦИЯ И ПОЛИАМОРФИЗМ В СТЕКЛАХ, АМОРФНЫХ ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ И ПОРОШКАХ ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ	
Глушков В.В.	19
ГЕКСАБОРИД ИТТЕРБИЯ: ТОПОЛОГИЧЕСКИЙ ИЗОЛЯТОР ИЛИ ПАРАМАГНИТНЫЙ ТЕРМОЭЛЕКТРИК?	
Демишев С.В., Краснорусский В.Н., Глушков В.В., Случанко Н.Е.	21
ФАЗЫ ЭЛЕКТРОННОГО НЕМАТИКА В ГЕКСАБОРИДЕ ЦЕРИЯ: РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ И ЭПР	
Маслова Н. С.	23
РЕЛАКСАЦИЯ ПЕРЕПУТАННЫХ СОСТОЯНИЙ И ИХ ДИАГНОСТИКА: НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ТОКИ И КОНТРОЛЬ ЗА ОСТАТОЧНЫМ ЗАРЯДОМ	
Мельников А.С.	25
МАЙОРАНОВСКИЕ СОСТОЯНИЯ В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СИСТЕМАХ	

<u>Михеенков А. В., Утюж А. Н.,</u>	27
ВОДОРОД ПРИ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ ДАВЛЕНИЯХ	
<u>Муртазаев А.К., Бабаев А.Б.</u>	29
КРИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СПИНОВЫХ СИСТЕМ С БЕСПОРЯДКОМ	
<u>Рыжов В.Н., Фомин Ю.Д. и Циок Е.Н</u>	32
ПЕРЕХОД БЕРЕЗИНСКОГО-КОСТЕРЛИЦА-ТАУЛЕСА И ТЕОРИЯ ДВУМЕРНОГО ПЛАВЛЕНИЯ	
Суслов И.М.	35
ОБЩАЯ ФОРМА УРАВНЕНИЯ ДМПК И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОНДАКТАНСОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ	
Тарасенко С.А.	36
ДРОЖАНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ И СПИНОВЫЕ ФЛУКТУАЦИИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ	

ДОКЛАДЫ

<u>Агзамова П. А., Никифоров А. Е.</u>	38
ВЛИЯНИЕ ОРБИТАЛЬНОГО УПОРЯДОЧЕНИЯ НА СВЕРХТОНКИЕ ПОЛЯ В СИСТЕМЕ $RTiO_3$ ($R = La, Nd, Sm,$ Gd, Y)	
<u>Азаревич А.Н., Случанко Н.Е., Богач А.В., Глушков В.В.,</u>	40
<u>Демишев С.В., Левченко А.В., Филипов В.Б.,</u>	
<u>Шицевалова Н.Ю.</u>	
АНИЗОТРОПИЯ ЗАРЯДОВОГО ТРАНСПОРТА В СИСТЕМЕ $Tm_{1-x}Yb_xV_{12}$ С ПЕРЕХОДОМ МЕТАЛЛ-ИЗОЛЯТОР	

Алтайский М.В.	42
НОВОСТИ АДИАБАТИЧЕСКОГО КВАНТОВОГО КОМПЬЮТИНГА	
Беспалов А. А.	43
ПРИМЕСНЫЕ СОСТОЯНИЯ В ДЖОЗЕФСОНОВСКОМ SNS КОНТАКТЕ С ТОЧЕЧНЫМ ДЕФЕКТОМ	
Богач А.В., Случанко Н.Е. и др.	45
СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ И МАГНИТИЗМ В $(\text{Zr,Lu})\text{B}_{12}$	
Вадимов В. Л., Мельников А. С.	47
ТЕРМОИНДУЦИРОВАННЫЕ ТОКИ В КИРАЛЬНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ	
Валиулин В.Э., Михеенков А.В., Шварцберг А.В., Барабанов А.Ф.	49
ОПИСАНИЕ СЛОЖНЫХ СПИНОВЫХ СИСТЕМ БЕЗ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДЗЯЛОШИНСКОГО-МОРИИ	
Вальков В.В., Аксенов С.В.	51
МЕТОД КЕЛДЫША И НЕРАВНОВЕСНЫЕ ФУНКЦИИ ГРИНА В АТОМНОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ В ПРОБЛЕМЕ КВАНТОВОГО ТРАНСПОРТА ЧЕРЕЗ НАНОСИСТЕМЫ С ВНУТРЕННИМИ СТЕПЕНЯМИ СВОБОДЫ	
Васин М.Г., Винокур В.М.	53
РАСХОДИМОСТИ БЕРЕЗИНСКОГО-КОСТЕРЛИЦА- ТАУЛЕСА И ФОГЕЛЯ-ФУЛЧЕРА-ТАММАНА В ХУ- МОДЕЛИ	
Ведь М.В.	54
ИССЛЕДОВАНИЕ СПИНОВЫХ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ ДИОДОВ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР InGaAs/GaAs С ФЕРРОМАГНИТНЫМ ИНЖЕКТОРОМ	

- Волкова З. Н., Верховский С.В., Геращенко А.П.,** 57
Гермов А.Ю., Михалев К.Н.
ИССЛЕДОВАНИЕ КУБИЧЕСКОГО $\text{SrMnO}_{3-\delta}$ СО СЛАБЫМ
ЭЛЕКТРОННЫМ ДОПИРОВАНИЕМ МЕТОДОМ ЯМР ^{17}O И
 ^{55}Mn
- Гайдук Е. А., Рыжов В. Н., Фомин Ю. Д., Циок Е. Н.** 59
ВЛИЯНИЕ ПИННИНГА НА СЦЕНАРИЙ ПЛАВЛЕНИЯ
СИСТЕМЫ МЯГКИХ ДИСКОВ
- Галимзянов Б.Н., Мокшин А.В.** 61
ТРЕХЧАСТИЧНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ
КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМАХ
- Гильманов М.И., А.В. Семено, Н.Е Случанко,** 63
Н.Ю. Шицевалова, В.Б. Филипов, С.В.Демишев
УГЛОВЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ПАРАМЕТРОВ
ЭЛЕКТРОННОГО СПИНОВОГО РЕЗОНАНСА В КОНДО-
СИСТЕМЕ CeV_6
- Грибанова В.А., Мурашова Е.В., Турсина А.И.,** 65
Куренбаева Ж.М., Д. Качаровский, Грибанов А.В.
СТРУКТУРА И ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НОВЫХ
ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ $\text{Ce}_{11}\text{Ru}_4\text{In}_9$ И
 $\text{Ce}_{13}\text{Ru}_2\text{Sn}_5$: КОРОТКИЕ РАССТОЯНИЯ Ce-Ru И МАГНИТНОЕ
УПОРЯДОЧЕНИЕ
- Григорьев П. Д.** 68
ИЗМЕНЕНИЕ АНИЗОТРОПИИ ПРОВОДИМОСТИ ПРИ
ЗАРОЖДЕНИИ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В ВИДЕ РЕДКИХ
ИЗОЛИРОВАННЫХ ОСТРОВКОВ: ТЕОРИЯ И ПРИМЕНЕНИЕ
К СЛОИСТЫМ СВЕРХПРОВОДНИКАМ
- Григорьева А. В.** 70
НОВЫЕ ПЕРСПЕКТИВНЫЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ
ПЕРОВСКИТНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

<u>Гудин С.А., Солин Н.И., Гапонцева Н.Н.</u>	72
ОПИСАНИЕ ПОЛЯРОННЫМ МЕХАНИЗМОМ ПРОВОДИМОСТИ КОЛОСАЛЬНОГО МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ СЛОИСТОГО МАНГАНИТА $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_2\text{O}_7$	
<u>Данилов И.В., Поликарпова У.А., Громницкая Е.Л., Ляпин А.Г., Бражкин В.В.</u>	74
ВЛИЯНИЕ УДЕЛЬНОГО КОЛИЧЕСТВА ВОДОРОДНЫХ СВЯЗЕЙ НА УПРУГИЕ СВОЙСТВА ОЛИГОМЕРОВ ПРОПИЛЕНГЛИКОЛЯ	
Дегтярева В.Ф.	76
ИЗМЕНЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО СОСТОЯНИЯ В ЦЕЗИИ ПРИ СИЛЬНОМ СЖАТИИ	
Ефимченко В.С.	78
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОДОРОДА И СИЛИКАТОВ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ	
<u>Загороднев И.В., Заболотных А.А., Волков В.А.</u>	80
ОТРАЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ОТ ДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ С ВЫСОКОЙ ПОДВИЖНОСТЬЮ В ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ	
Захарова Е.В.	81
ПРОБЛЕМЫ ПОЛНОТЫ ЦИТИРОВАНИЯ ИСТОЧНИКОВ В НАУЧНЫХ СТАТЬЯХ ПО ФИЗИКЕ ТВЕРДОГО ТЕЛА И СМЕЖНЫМ ДИСЦИПЛИНАМ	
Захарова Е.В.	83
ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ ПЛАНИРОВАНИЯ ДЛЯ СОСТАВЛЕНИЯ СПИСКОВ ЦИТИРОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ В НАУЧНЫХ СТАТЬЯХ ПО ФИЗИКЕ ТВЕРДОГО ТЕЛА И СМЕЖНЫМ ДИСЦИПЛИНАМ	

<u>Зибров И.П., Филоненко В.П.</u>	85
СИНТЕЗ, СТРУКТУРА И СВОЙСТВА МОДИФИКАЦИЙ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ VO ₂ (M2) И VO ₂ (S)	
Зуйкова В. Ю.	87
МЕХАНИЗМ ДВУХФАЗНОГО РАСПАДА ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ Pd-Au-H	
<u>Капуткина Н.Е., Алтайский М.В.</u>	89
СИСТЕМЫ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК И ПЕРСПЕКТИВЫ ИХ ПРИМЕНЕНИЯ ДЛЯ КВАНТОВОГО КОМПЬЮТИНГА	
<u>Козулин А.С., Конаков А.А., Малышев А.И., Кириллова Н.Е.</u>	91
ЭЛЕКТРОНЫ В НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СИСТЕМАХ СО СПИН- ОРБИТАЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ: ПРОЯВЛЕНИЯ ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ СПИНОВОЙ СИММЕТРИИ	
<u>Копасов А. А., Хаймович И. М., Мельников А. С.</u>	93
ОБРАТНЫЙ ЭФФЕКТ БЛИЗОСТИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРОВОДАХ С ИНДУЦИРОВАННОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬЮ	
Королева Е.Ю.	95
ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОКОМПОЗИТНОГО МУЛЬТИФЕРРОИКА CoO-NaNO ₂ –ПОРИСТОЕ СТЕКЛО	
Коршунов М. М., Тогушова Ю. Н.	97
СПИН-ФЛУКТУАЦИОННАЯ ТЕОРИЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В СОЕДИНЕНИЯХ ЖЕЛЕЗА	
<u>Краснорусский В.Н., Богач А.В., Глушков В.В., Демишев С.В., Шицевалова Н.Ю., Филипов В.Б., Хорошилов А.Л., Габани С., Флахбарт К., Случанко Н.Е.</u>	99
АНОМАЛИИ ЭФФЕКТА ХОЛЛА В ПАРАМАГНИТНОЙ ФАЗЕ ДОДЕКАБОРИДА NO _{0.8} LU _{0.2} B ₁₂	
<u>Кузовников М.А., Tkacz M., Meng H.</u>	101
СВЕРХСТЕХИОМЕТРИЧЕСКИЙ ГИДРИД МОЛИБДЕНА	

Ларионов И. А.	102
СКОРОСТЬ ПОПЕРЕЧНОЙ РЕЛАКСАЦИИ В ВТСП СВЕРХПРОВОДНИКАХ	
<u>Мазепа М.М., Колесникова А.С.</u>	103
ПЕРСПЕКТИВНЫЙ УГЛЕРОДНЫЙ МАТЕРИАЛ "УНТ- ГРАФЕН" ДЛЯ НАНОУСТРОЙСТВ	
<u>Максимова О.А., Лященко С.Г., Косырев Н.Н., Овчинников С.Г.</u>	106
МАГНИТОЭЛЛИПСОМЕТРИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ДЛЯ АНАЛИЗА НЕДИАГОНАЛЬНЫХ КОМПОНЕНТ ТЕНЗОРА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ СЛОИСТЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ СТРУКТУР	
Манцевич В.Н.	108
СПЕКТР ШУМА ТУННЕЛЬНОГО ТОКА ПРИМЕСНОГО СОСТОЯНИЯ ПРИ НАЛИЧИИ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ	
Миронов С.В.	110
ЭФФЕКТ БЛИЗОСТИ В СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ, СОДЕРЖАЩИХ СЛОЙ ПОЛУМЕТАЛЛА (HALF-METAL)	
<u>Mogilyuk T. I., Grigoriev P. D.</u>	111
FALSE SPIN ZEROS IN THE ANGULAR DEPENDENCE OF MAGNETIC QUANTUM OSCILLATIONS IN QUASI-TWO- DIMENSIONAL METALS	
<u>Мокшин А. В., Галимзянов Б. Н</u>	112
ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ СКОРОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КРИСТАЛЛИЗАЦИИ	
<u>Олянина Н. В., Бельтюков А. Л., Ладьянов В. И.</u>	113
ВЯЗКОСТЬ РАСПЛАВОВ СИСТЕМ Co-Si И Co-B	

Орлов Н.С.	115
КОЛЛАПС SiH КЛАТРАТА КРЕМНИЯ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ ВОДОРОДА	
<u>Павлов Н.С.</u>, Некрасов И.А., Садовский М.В.	117
ПРИРОДА ЗОННОЙ СТРУКТУРЫ В ОКРЕСТНОСТИ УРОВНЯ ФЕРМИ В СИСТЕМАХ НА ОСНОВЕ МОНОСЛОЙ FeSe	
Прудников П.В.	119
ОСОБЕННОСТИ НЕРАВНОВЕСНОГО КРИТИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СИСТЕМ И МУЛЬТИСЛОЙНЫХ МАГНИТНЫХ СТРУКТУР	
Ромашкина А.М.	121
СИСТЕМА АЛЮМИНИЙ-ДЕЙТЕРИЙ ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ	
Рыльцев Р. Е.	123
МЕХАНИЗМЫ ОБРАЗОВАНИЯ НИЖНЕЙ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ В БИНАРНЫХ СИСТЕМАХ С ХИМИЧЕСКИМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ	
<u>Савинов Д.А.</u>, Антонов А.В., Иконников А.В., Мастеров Д. В., Михайлов А. Н., Морозов С. В., Ноздрин Ю. Н., Павлов С. А., Парафин А. Е., Тетельбаум Д. И., Уставщиков . С., Юнин П.А.	125
ОСОБЕННОСТИ ФАЗОВЫХ ДИАГРАММ УЗКИХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МОСТИКОВ НА ОСНОВЕ $YBaCuO$ С РАЗНОЙ ДОЗОЙ ИМПЛАНТАЦИИ ИОНОВ КИСЛОРОДА	
Сагоян Л.И.	127
К 100 – ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ АКАДЕМИКА ИЛЬИ МИХАЙЛОВИЧА ЛИФШИЦА	

Самарин А.Н.	129
ОСОБЕННОСТИ СПИНОВОЙ РЕЛАКСАЦИИ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ ЗАМЕЩЕНИЯ $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{B}_6$	
Самарцев И.В., Некоркин С.М., Звонков Б.Н.	131
ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ НА ДЛИНУ ВОЛНЫ 1,06 МКМ С МЕТАМОРФНЫМИ БУФЕРНЫМИ СЛОЯМИ InGaAs , GaAsSb , InGaP НА ПОДЛОЖКАХ GaAs , ПОЛУЧЕННЫЕ МЕТОДОМ МОС-ГИДРИДНОЙ ЭПИТАКСИИ	
Семено А.В.	133
АНТИФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС И СТРУКТУРА АФМ ФАЗЫ В ГЕКСАБОРИДЕ ЦЕРИЯ	
Случанко Н. Е.	135
СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В КАРКАСНЫХ СТЕКЛАХ $\text{Zr}_{1-x}\text{Lu}_x\text{B}_{12}$	
Сон Л.Д., Тутынина О.И.	138
МИКРОСКОПИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ПЛАВЛЕНИЯ	
Стерхова И.В., Камаева Л.В., Ладьянов В.И.	140
ВЯЗКОСТЬ И ПРОЦЕССЫ ЗАТВЕРДЕВАНИЯ РАСПЛАВОВ $(\text{Fe}_{0,75}\text{B}_{0,14}\text{Si}_{0,11})_{100-x}\text{T}_{\text{AX}}$ ($X=1-4$)	
Тихонов Е. С.	142
ЛОКАЛЬНАЯ ШУМОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ	
Tretiakov O. A.	144
THEORY OF SKYRMION HALL EFFECT IN MAGNET/HEAVY-METAL BILAYERS	
Филоненко В.П.	145
ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ АЛМАЗЫ И АЛМАЗОПОДОБНЫЕ АГРЕГАТЫ: АНАЛИЗ ПРИРОДНЫХ И СИНТЕЗИРОВАННЫХ ОБРАЗЦОВ	

<u>Фомин Ю.Д., Циок Е.Н., Рыжов В.Н., Бражкин В.В., Траченко К.</u>	147
СУЩЕСТВУЮТ ЛИ В ЖИДКОСТЯХ ПОПЕРЕЧНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ?	
<u>Хуснутдинов Р.М., Мокшин А.В.</u>	149
СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ И МИКРОСКОПИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА ПЕРЕОХЛАЖДЕННОГО ТАНТАЛА	
<u>Циок Е. Н., Фомин Ю. Д., Гайдук Е. А. и Рыжов В. Н.</u>	151
ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА И СЦЕНАРИЙ ПЛАВЛЕНИЯ СИСТЕМЫ ДИСКОВ ГЕРЦА С ПИННИНГОМ	
<u>Чубова Н.М., Дядькин В.А., Dewhurst Ch., Григорьев С.В</u>	153
СВЯЗЬ КРИТИЧЕСКИХ ФЛУКТУАЦИЙ И ПОЯВЛЕНИЯ А- ФАЗЫ В MnSi	
<u>Шолин И. А.</u>	155
ТОПОЛОГИЯ ФАЗОВЫХ ДИАГРАММ СИСТЕМ МЕТАЛЛ- ВОДОРОД	
<u>Щелкачев Н. М.</u>	157
ВЗАИМОВЛИЯНИЕ КУЛОНОВСКОЙ БЛОКАДЫ, ФЕРРОМАГНЕТИЗМА И ФЕРРОЭЛЕКТРИЧЕСТВА	
<u>Энкович П. В., Бражкин В. В., Ляпин С. Г., Новиков А. П., Гусев А. В., Гавва В.А., Чурбанов М.Ф. и Стишов С. М.</u>	159
РАМАНОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ИЗОТОПИЧЕСКИ ЧИСТЫХ ИЗОТОПОВ КРЕМНИЯ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ ПРИ НОРМАЛЬНОМ И ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ.	
<u>Петруша С. В.</u>	161
ДРОБОВОЙ ШУМ В p-n ПЕРЕХОДАХ И КВАЗИБАЛЛИСТИЧЕСКИХ КРАЯХ ДВУМЕРНЫХ ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ИЗОЛЯТОРОВ HgTe/CdHgTe	

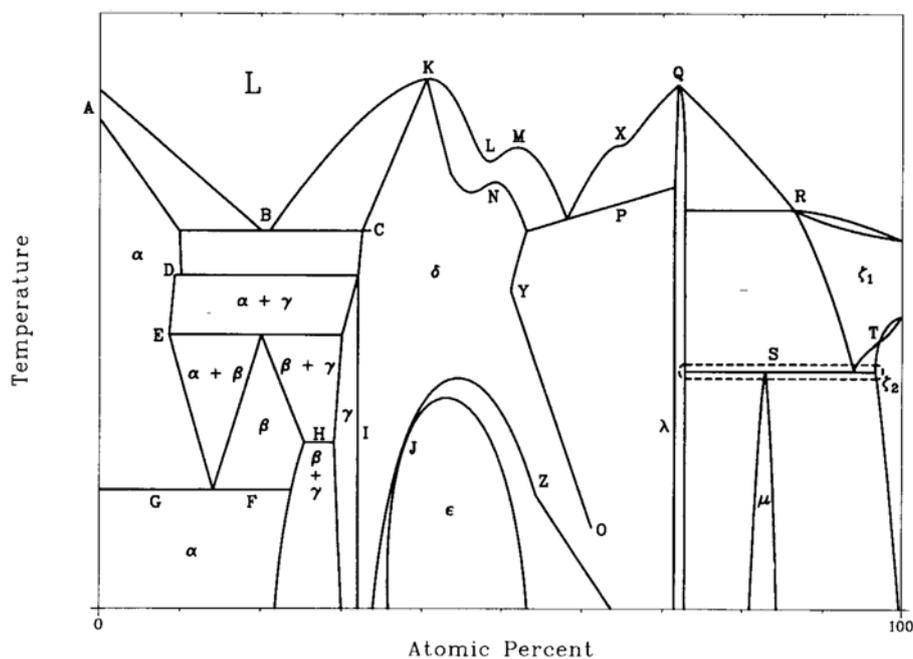
ЛЕКЦИИ

ОШИБКИ НА ФАЗОВЫХ ДИАГРАММАХ

Антонов В. Е.

Институт физики твердого тела РАН
antonov@issp.ac.ru

Фазовые диаграммы практически всех систем с двумя и более компонентами являются результатом более или менее достоверной интерпретации экспериментальных данных, поскольку достигнутый уровень развития первопринципных расчетов пока недостаточен даже для полуколичественного предсказания наличия тех или иных фазовых областей и определения их границ при конечных температурах. Имеется, однако, несколько правил, которые обязаны выполняться в условиях термодинамического равновесия и определяют допустимый вид и взаимное расположение элементов фазовых диаграмм. Использование этих правил значительно облегчает понимание фазовых равновесий, описываемых диаграммами, и позволяет выявить многие из ошибок, часто встречающихся в оригинальных работах и даже в многократно переизданных справочниках. Одним из лучших способов научиться применять эти правила как раз и является анализ разнообразных ошибок на фазовых диаграммах, чему будет посвящена предлагаемая лекция. Эффективность применения правил иллюстрирует взятая из работы [Н. Okamoto, Т.В. Massalski. *J. Phase Equilibria* 12 (1991) 148] гипотетическая диаграмма с выявляемыми ошибками в точках А-Т.



ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ТУННЕЛЬНЫХ КОНТАКТАХ

Арсеев П.И.

Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН, Москва

ars@lpi.ru

Излучение электромагнитных волн обычно связывается с появлением каких-либо осциллирующих токов (осциллирующего дипольного момента). В туннельном контакте, даже при протекании через него постоянного тока, создаются условия для излучения электромагнитных волн. С точки зрения квантовой физики электрон, перешедший из одного берега контакта в другой, имеет энергию, равную приложенному потенциалу, и может перейти в более низкое состояние с излучением фотона. Вопрос только, насколько велика вероятность такого процесса. С другой, квазиклассической, «радиофизической» точки зрения в туннельном контакте существуют флуктуации тока со всеми частотами вплоть до приложенного напряжения. Эти флуктуации тока сосредоточены в области контакта и являются источником излучения электромагнитных волн [1].

В контактах с металлическими электродами помимо излучения света, может возникать довольно сильное возбуждение поверхностных и локальных плазмонов. Такие плазмоны в дальнейшем также могут распадаться в объемное излучение.

Условия излучения в различные моды, зависимость интенсивности излучения от параметров контакта могут быть изучены методами неравновесной диаграммной техники [2], позволяющей написать самые общие выражения для интенсивности излучения электромагнитных волн различного типа в туннельном контакте. Мы покажем, как строится теория в случае планарного контакта.

Литература.

1. К. Kaasbjerg , А. Nitzan, PRL **114**, 126803, **2015**
2. П.И.Арсеев, Н.С.Маслова, ЖЭТФ, **149**, 467, **2016**

РЕЛАКСАЦИЯ И ПОЛИАМОРФИЗМ В СТЕКЛАХ, АМОРФНЫХ ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ И ПОРОШКАХ ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ

В.В. Бражкин, О.Б. Циок

*Институт Физики Высоких Давлений РАН,
108840 Троицк, Москва, Россия*

В отличие от монокристаллов высокого качества, где объем под давлением может быть измерен дифракционными методами с высокой точностью (0.01%), удельные объемы неупорядоченных сред при сжатии при давлениях выше 3ГПа для большинства известных методик могут быть измерены с точностью не лучше 1-3%, что недостаточно для исследования релаксации и полиаморфизма в данных системах. Единственной высокоточной методикой является измерение линейных размеров объекта с помощью миниатюрного тензодатчика, работающего в неупругой области. Представлены результаты исследования с помощью данной методики сжимаемости и процессов релаксации в ряде стеклообразных веществ (селен, SiO₂, GeO₂, B₂O₃, GeSe₂, GeS₂, As₂Te₃ и др), аморфных твердых тел (аморфизированный циркон) и нанопорошков (железо, никель, нитриды титана и кремния). Неупорядоченные среды демонстрируют как универсальное поведение (логарифмическая от времени релаксация в очень широком диапазоне времен), так и индивидуальные черты полиаморфизма, присущие тому или иному объекту. Для всех систем в неупругой области наблюдается «потеря памяти» о предыстории: после релаксации при фиксированном давлении дальнейший рост давления приводит к возвращению значений объема на кривую сжатия, полученную без остановок на релаксацию. Сильное смягчение модулей перед превращением может наблюдаться как в упругой, так и в неупругой области. Сами полиаморфные превращения могут быть как размытыми по давлению (как правило), так и достаточно резкими.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (14-22-00093).

ГЕКСАБОРИД ИТТЕРБИЯ: ТОПОЛОГИЧЕСКИЙ ИЗОЛЯТОР ИЛИ ПАРАМАГНИТНЫЙ ТЕРМОЭЛЕКТРИК?

Глушков В.В.

Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН
glushkov@lt.gpi.ru

Возможность реализации состояния топологического изолятора (ТИ) в YbB_6 [1] вызвало всплеск интереса к этому немагнитному узкозонному полупроводнику ($\varepsilon_g \approx 0,1$ эВ) [2-6]. По данным зонных расчетов [3] ненулевой Z_2 инвариант в YbB_6 обусловлен инверсным расположением 5d (Yb) и 2p (B) зон в режиме сильного кулоновского взаимодействия ($U \sim 4$ эВ). Однако, квадратичный закон дисперсии энергии поверхностных электронов, обнаруженный по спектрам рентгеновской фотоэмиссии [5], и тривиальный характер зонного спектра, установленный фотоэмиссионным данным для неполярной поверхности (110) YbB_6 [6], исключают вклад топологических и корреляционных эффектов в формирование зонных состояний в непосредственной окрестности энергетической щели в YbB_6 .

Неоднозначность в интерпретация экспериментальных данных может возникнуть из-за особенностей свойств монокристаллов YbB_6 , выращенных различными методами [2-6]. Малые отклонения от стехиометрии значительно модифицируют коэффициент термоэдс поликристаллических образцов YbB_6 (от $S = -120$ мкВ/К для $\text{YbB}_{5,7}$ до $S = +90$ мкВ/К для $\text{YbB}_{6,3}$ с резким изменением S вблизи $\text{YbB}_{6,0}$ при $T = 300$ К) [7]. В такой ситуации важно проанализировать степень и механизмы влияния примесей и собственных дефектов на характеристики носителей заряда и параметры зонного спектра в YbB_6 .

В работе сопоставляются данные транспортных, магнитных и тепловых свойств монокристаллических образцов $\text{YbB}_{6-\delta}$ ($\delta = 0-0,4$) при температурах 1,8–300 К в магнитных полях до 9 Тл. Установлено, что электронный транспорт в YbB_6 при $T < 100$ К определяют дырки с подвижностью $\mu \approx 19-68$ $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$, концентрацией $n/n_{\text{Yb}} \approx 2-6,8 \cdot 10^{-3}$, эффективной массой $m_{\text{eff}} = 0,95m_0$ и временами релаксации 16-26 фс. Обнаруженная корреляция между уменьшением концентрации дырок и ростом числа магнитных ионов Yb^{3+} позволяет рассматривать вакансии бора как эффективные донорные примеси.

Показано, что коэффициент термоэдс определяется вкладом фононного увлечения, ограничиваемым малым относительным вкладом процессов релаксации фононов на носителях заряда ($\sim 10^{-3}$). При этом появление носителей заряда *n*-типа с $\mu \approx -(1500 \pm 500) \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ и $n/n_{\text{Yb}} < 10^{-6}$ при $T < 10 \text{ К}$ можно объяснить возникновением поверхностного инверсионного слоя в результате изгиба зон без привлечения модели ТИ [8].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 15-02-03166-а) и Программы РАН «Электронный спиновый резонанс, спин-зависимые электронные эффекты и спиновые технологии».

Литература

1. H. Weng *et al.*, Phys. Rev. Lett., **112**, 016403, **2014**
2. M. Xia *et al.*, Sci. Rep., **4**, 5999, **2014**
3. M. Neupane *et al.*, Phys. Rev. Lett., **114**, 016403, **2015**
4. D. J. Kim *et al.*, Nature Mater., **13**, 466, **2014**
5. E. Frantzeskakis *et al.* // Phys. Rev. B, **90**, 235116, **2014**
6. Ch.-J. Kang *et al.*, Phys. Rev. Lett., **116**, 116401, **2016**.
7. K. Kaymura *et al.*, IOP Conf. Series: Mater. Sci. Eng., **20**, 012007, **2011**
8. V.V. Glushkov *et al.*, Phys. Status Solidi RRL **10**, 320, **2016**

ФАЗЫ ЭЛЕКТРОННОГО НЕМАТИКА В ГЕКСАБОРИДЕ ЦЕРИЯ: РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ И ЭПР

Демишев С.В., Краснорусский В.Н., Глушков В.В., Случанко Н.Е.

*Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН
demis@lt.gpiu.ru*

В последнее десятилетие изучение спонтанно возникающей анизотропии в трансляционно инвариантной металлической фазе (образование электронного нематического состояния) привлекает значительное внимание теоретиков и экспериментаторов [1-4]. В качестве объектов исследования выступают сверхчистые квантовые холловские системы, рутенаты, высокотемпературные сверхпроводники [1] и сверхпроводники на основе железа [2-4], в которых наблюдается «неожиданная» анизотропия, запрещенная по симметрийным соображениям.

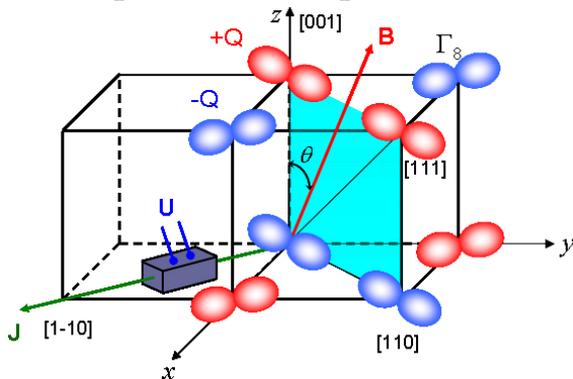


Рис. 1. Схема эксперимента для исследования угловых зависимостей $\rho(\theta, B)$ у CeB_6 . Ионы Ce^{3+} находятся в углах кубической решетки. В АФК фазе образуется решетка из Γ_8 орбиталей с чередующимся квадрупольными моментами противоположного знака.

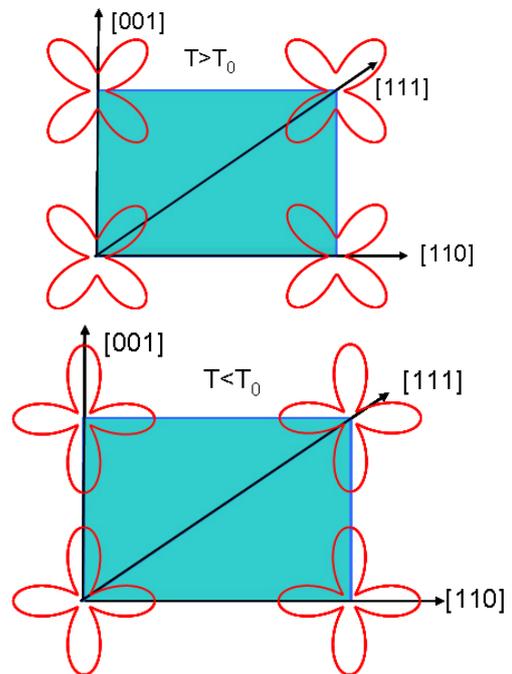


Рис. 2. Зависимости $\rho(\theta, B)$ в полярных координатах для $T > T_0$ и $T < T_0$.

В настоящей работе сообщается об обнаружении и исследовании электронной нематического состояния в концентрированной Кондо-системе с орбитальным упорядочением – гексабориде церия, CeB_6 .

Прежде всего, было установлено, что между угловыми зависимостями ширины линии ЭПР и магнитосопротивления в орбитально упорядоченной (антиферроквадрупольной, АФК) фазе CeV_6 существует четкая корреляция [5]. Исходя из этого наблюдения, можно показать, что спиновые флуктуации у CeV_6 анизотропны, и в магнитное рассеяние основной вклад вносят спиновые флуктуации. Поэтому представляло интерес провести детальное исследование анизотропии магнитосопротивления в АФК фазе. В отличие от большинства работ по электронному нематическому состоянию, нами была получена полная информация по угловой функции распределения $f(\theta)=1+a_2P_2(\cos\theta)+a_4P_4(\cos\theta)$, которая определяет анизотропию системы (здесь $P_2(x)$ и $P_4(x)$ обозначают соответствующие полиномы Лежандра). По аналогии с жидкими кристаллами в данном случае коэффициент a_2 играет роль параметра порядка [6]. Геометрия эксперимента показана на Рис. 1. Найдено, что переход из парамагнитной в АФК фазу сопровождается резким (на 2 – 3 порядка) увеличением коэффициентов a_2 и a_4 в угловой зависимости магнитосопротивления $\rho(\theta, B)$, что свидетельствует о возникновении электронного нематического состояния. При этом температурные зависимости параметров a_2 и a_4 приводят к тому, что внутри АФК фазы при некоторой температуре $T_0(B)$, зависящей от магнитного поля, происходит смена симметрии магнитного рассеяния. В результате этого эффекта, направления, отвечающие максимуму спиновых флуктуаций в плоскости, перпендикулярной оси [110], поворачиваются на 45 градусов (Рис. 2). Кроме того было установлено, что переход в фазу электронного нематика является пороговым по значению магнитного поля, и это необычное состояние возникает для $B > 0.3-0.5$ Тл. Таким образом, исследование анизотропии магнитосопротивления показывает, что внутри антиферроквадрупольной фазы CeV_6 содержатся две различные фазы электронного нематика, которые отличаются по направлению выделенной оси (директора). Рассмотрен вопрос о связи электронного нематического упорядочения в CeV_6 со спин-поляронным эффектом.

Работа поддержана грантом РФФИ 17-12-01426.

Литература

1. E.Fradkin, et al. Annu. Rev. Condens. Matter Phys., **1**, 153, **2010**
2. J.Chu, et al. Science, **329**, 824, **2010**
3. M.A.Tanatar, et al. Nature Physics, **10**, 97, **2014**

4. A.V. Semeno, et al. *Scientific Reports*, **6**, 39196, **2016**
5. L.M. Blinov, *Structure and properties of liquid crystals*, Springer, **2011**

РЕЛАКСАЦИЯ ПЕРЕПУТАННЫХ СОСТОЯНИЙ И ИХ ДИАГНОСТИКА: НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ТОКИ И КОНТРОЛЬ ЗА ОСТАТОЧНЫМ ЗАРЯДОМ

Маслова Н. С.

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
nsmaslova@gmail.com*

Нестационарные характеристики системы с взаимодействием, наряду с корреляционными функциями высших порядков, содержат больше информации о её состоянии, чем стационарные характеристики [1],[2]. В связи с этим, исследование особенностей временной эволюции коррелированных систем, взаимодействующих с резервуаром, с различной пространственной и спиновой симметрией, представляет несомненный интерес. Релаксация электронной плотности и локального магнитного момента в системах с взаимодействием сильно зависит от поведения высших корреляционных функций. На примере простейшей модели двух связанных квантовых точек с кулоновскими корреляциями, подключенных в начальный момент времени к резервуару, исследованы характерные времена релаксации для состояний с различной пространственной и спиновой симметрией. Анализ релаксационных процессов проводился различными способами. Один из предложенных способов основан на использовании уравнений Гейзенберга, в которых корреляционные функции всех высших порядков для локализованных электронов учитывались точно. Показано, что помимо высших корреляционных функций в рамках этого подхода необходимо учитывать интерференционные эффекты (типа эффекта Фано), связанные с существованием нескольких

каналов релаксации. Именно за счет интерференционных эффектов в системе связанных коррелированных квантовых точек оказывается возможно существование остаточного заряда. Второй метод исследования временной эволюции коррелированных систем основан на введении вспомогательных псевдо-частиц, соответствующих точным многоэлектронным состояниям в связанных квантовых точках, с дополнительным ограничением на возможное пространство физических состояний. Кинетические уравнения для чисел заполнения псевдочастиц позволяют исследовать динамику полной электронной плотности и локального магнитного момента для различных начальных состояний. С помощью обоих методов получены явные временные зависимости для изменения электронной плотности и локального магнитного момента в случае синглетного и триплетного начального двухэлектронного состояния. Полученные результаты позволили предложить экспериментальную схему для диагностики различных многоэлектронных состояний в системе коррелированных квантовых точек, основанную на анализе нестационарных токов, возникающих при подключении исследуемой системы к резервуару и контроле за остаточным локализованным зарядом [3].

Многоэлектронные состояния в коррелированных системах могут быть перепутанными, то есть несепарабельными. Степень перепутанности может изменяться в процессе релаксации системы. Это изменение можно проанализировать, выразив степень перепутанности через средние значения корреляционных функций локализованных в квантовых точках электронов. Оказывается, что для различных начальных смешанных состояний изменение степени перепутанности при релаксации системы связанных квантовых точек может иметь немонотонный характер и существенно возрастать в определенном временном интервале [4]. Возникающее в результате релаксации стационарное значение степени перепутанности зависит от свойств резервуара и может контролироваться изменением приложенного напряжения на затворе.

Литература

1. W.K. Wothers, Phys. Rev. Lett., 80, **2245 (1998)**.
2. M.Nizama, D. Frustaglia, K. Hallberg, Phys. Rev.B, 86, **075413 (2012)**.

3. N.S. Maslova, V.N. Mantsevich, P.I. Arseev, JETP Letters, 105(2), **119-124, (2017)**.
4. N.S. Maslova, V.N. Mantsevich, P.I. Arseev, European Physical Journal B, 88, **40 (2015)**.

МАЙОРАНОВСКИЕ СОСТОЯНИЯ В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СИСТЕМАХ

Мельников А.С.

*Институт Физики Микроструктур РАН
melnikov@ipmras.ru*

Лекция будет посвящена активно развивающейся в последнее десятилетие тематике – физике майорановских состояний в сверхпроводящих гибридных системах. Лекция состоит из нескольких разделов, содержание которых кратко изложено в представленных ниже тезисах.

1. Определение майорановских состояний в сверхпроводящих системах. Будут обсуждены общие свойства преобразований Боголюбова, уравнения Боголюбова- де Жена на электронные и дырочные волновые функции, уравнение самосогласования и структура сверхпроводящего параметра порядка для синглетного и триплетного типов сверхпроводящего спаривания. Будет рассмотрена симметрия решений уравнений Боголюбова- де Жена при переходе от положительных к отрицательным энергиям. Далее будет проанализирована возможность существования решений этих уравнений, соответствующих нулевой энергии (уровню Ферми). Будет рассмотрен переход от фермионных операторов квазичастиц к операторам майорановского типа и обсужден вопрос об определенности операторов рождения и уничтожения квазичастиц при наличии изолированного решения с нулевой энергией в триплетных сверхпроводниках.

2. Примеры состояний майорановского типа в сверхпроводниках с р-типом спаривания. Будет разобран ряд примеров состояний квазичастиц с нулевой энергией: локализованные состояния квазичастиц в корях вихрей и состояния, локализованные на краю образца. Будет разобран пример подщелевых состояний в цепочке Китаева. Будет рассмотрена задача о гибридизации двух майорановских состояний, связанных туннелированием квазичастиц, получено выражение для величины расщепления энергетических уровней за счет туннелирования.

3. Примеры состояний майорановского типа в системах с индуцированной сверхпроводимостью. Будет рассмотрена задача о сверхпроводящих корреляциях, индуцированных в полупроводниковом проводе за счет эффекта близости с обычным сверхпроводником. Мы покажем, что при сильном спин-орбитальном взаимодействии и достаточной величине магнитного поля определенной ориентации индуцированный сверхпроводящий параметр порядка в данной системе может быть аналогичен параметру порядка в сверхпроводнике с р-типом сверхпроводящего спаривания. Будет обсужден обратный эффект близости в таких системах и определены условия формирования майорановских состояний. Будут приведены и обсуждены примеры экспериментальных работ по исследованию спектра квазичастиц в таких системах.

4. Динамика неравновесных майорановских состояний. Будет введено и обсуждено нестационарное обобщение уравнений Боголюбова – де Жена и рассмотрена роль состояний с положительной и отрицательной энергией в динамике системы. Для анализа динамики волновой функции в системе двух связанных майорановских состояний будет рассмотрена задача об адиабатическом нестационарном квантовом транспорте через одномерный сверхпроводник р-типа. Будет выведена система динамических уравнений на квантовомеханические амплитуды майорановских состояний с туннельным источником. Для нескольких примеров нестационарных задач будет получен и обсужден режим квантовомеханических биений, сопровождающихся переходом квазичастицы между майорановскими состояниями.

5. Квантовые вычисления в структурах с майорановскими состояниями. Будут приведены простейшие примеры брейдинга в системе перемещаемых майорановских состояний. Будут обсуждены ограничения на операционные частоты.

6. Эффект Джозефсона в структурах с майорановскими состояниями. Будет рассмотрен нестационарный эффект Джозефсона в контакте с майорановскими состояниями. Будут представлены и обсуждены результаты расчетов вольт-амперных характеристик (ВАХ) в присутствии микроволнового облучения, т.е. рассмотрены ступеньки Шапиро на ВАХ. Будет обсуждена возможность наблюдения 4π периодического джозефсоновского соотношения для сверхтока как функции разности сверхпроводящих фаз на контакте. Будет рассмотрено влияние неупругих процессов релаксации на функцию распределения квазичастиц и на джозефсоновский ток, а также выяснена роль многократного андреевского отражения в формировании ВАХ. Планируется обсудить представленные результаты в контексте современных экспериментов по измерению ступенек Шапиро на джозефсоновских контактах с топологическими изоляторами.

Работа выполнялась при финансовой поддержке проектов РФФИ № 17-52-12044 и РНФ № 17-12-01383.

ВОДОРОД ПРИ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ ДАВЛЕНИЯХ

Утюж А. Н.¹, Михеенков А. В.^{1,2,3}

1 Институт физики высоких давлений РАН, Калужское шоссе, стр.14, Москва (Троицк), 108840

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

3 НИЦ «Курчатовский институт», пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182.

Поискам металлического состояния самого легкого элемента уже больше 80 лет – первое предсказание металлизации при низких температурах твердого атомарного водорода было сделано Вигнером и Хантингтоном в 1935 году [1] (как оказалось в дальнейшем, оценка давления перехода в этой работе занижена в двадцать с лишним раз). Громким достижением последнего времени стало объявление о

получении кристаллического металлического водорода при давлении около 500 ГПа [2].

В настоящем обзоре кратко описана история событий, происходивших между этими двумя работами, развитие представлений о фазовой диаграмме водорода. Обсуждаются главным образом экспериментальные работы, коротко упоминается и теория.

На фазовой P-T диаграмме водорода можно выделить три основных структурных элемента – это линия плавления, линия высокотемпературного фазового перехода в жидком водороде (плазменного фазового перехода) и линии фазовых переходов между различными низкотемпературными кристаллическими фазами. В обзоре последовательно излагается эволюция представлений об этих «деталях» фазовой диаграммы.

Линия плавления.

Первоначальные эксперименты 70-80-х годов прошлого века показывали подъем температуры плавления с ростом давления до 70-80 ГПа (ссылки см. в [3]). По состоянию на начало нынешнего десятилетия невозможно было сделать однозначный вывод о поведении кривой плавления при давлениях выше 150 ГПа. Текущие представления – максимум ($T \approx 900$ К) на кривой плавления при $P \approx 100$ ГПа и дальнейшее падение до $T \approx 450$ К при давлении около 250 ГПа. По современным теоретическим оценкам, холодная жидкая фаза водорода при давлениях ниже 600 ГПа маловероятна.

Переход жидкость-жидкость.

Это пока наиболее туманная часть фазовой диаграммы. Авторы подавляющей части работ не подвергают сомнению сам факт существования перехода диэлектрическая жидкость–проводящая жидкость (хотя разброс оценок давления перехода достигает десятков ГПа). Однако остаются, в том числе в самое последнее время, и сторонники противоположной точки зрения. Здесь надо иметь в виду экстремальную сложность эксперимента – температура в тысячи градусов и, как правило, ударные нагрузки.

Кристаллические низкотемпературные фазы

К настоящему времени можно считать установленным существование шести низкотемпературных фаз кристаллического водорода. Более или менее известна структура лишь фаз относительно низкого давления. Для остальных эксперимент

определяет только фазовые границы, а также дает некоторые ограничения на возможную структуру. Представления об этих фазах в большой степени опираются на численные работы, но и здесь степень неопределенности все еще велика.

И, наконец, последняя из детектированных кристаллических фаз – фаза VI, по другой терминологии H₂-PRE – как декларируется в [2], демонстрирует металлизацию водорода при P=495±13ГПа (давление измерено при T=83 К и при гелиевой температуре, от температуры почти не зависит).

Литература

1. E. Wigner E, H. B. Huntington, J. Chem. Phys, **3**, 764, **1935**
2. R. P. Dias, I. F. Silvera, Science **355**, 715, **2017**
3. А. Н. Утюж, А. В. Михеенков, УФН, **187**, в печати, **2017**, DOI: 10.3367/UFNr.2017.02.038077

КРИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СПИНОВЫХ СИСТЕМ С БЕСПОРЯДКОМ

Муртазаев А.К.^{1,2,*}, Бабаев А.Б.^{1,3}

¹ *Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского научного центра РАН, Махачкала, Россия*

² *Дагестанский государственный университет, Россия*

³ *Дагестанский государственный педагогический университет, Россия*

* *akai2005@mail.ru*

В последнее время исследованиям фазовых переходов (ФП) и критических явлений (КЯ) в системах содержащих беспорядок в виде замороженных немагнитных примесей и других различных дефектов структуры, уделяется большое внимание. Это связано с тем, что

современная микроэлектроника (и спинтроника) достигла такого уровня миниатюризации, что влиянием этих дефектов на поведение приборов и элементов микроэлектроники невозможно пренебречь. Кроме этого, влияние замороженного беспорядка на различные характеристики магнитных систем представляет и фундаментальный научный интерес [1].

Работа Харриса [2] посвященная влиянию замороженного беспорядка реализованного в виде немагнитных примесей на критические свойства магнетиков вызвала значительный интерес к исследованию критического поведения структурно-неупорядоченных систем. Согласно этому критерию дефекты, реализованные в виде замороженных немагнитных примесей, существенны в том случае, если в однородном варианте теплоемкость расходится в критической точке, т.е. критический индекс теплоемкости положителен $\alpha > 0$. К настоящему моменту, в понимании особенностей влияния замороженного беспорядка реализованного как в виде немагнитных примесей [1, 3], случайных связей, так и в виде случайных магнитных полей [1] на критическое поведение магнитных систем, достигнут существенный прогресс.

С другой стороны замороженный беспорядок может изменить род ФП в системах, в которых в неразбавленном состоянии наблюдается ФП первого рода. В эксперименте такое поведение наблюдалось при ФП в жидких кристаллах в пористой матрице [4].

В случае низкоразмерных систем ($d \leq 2$) описываемых моделью Поттса с числом состояний спина $q > 4$ наличие сколь-угодно малой величины беспорядка достаточно для того чтобы, ФП первого рода сменился на ФП второго рода [5]. Для однородных систем с размерностью $d \geq 3$ для которых наблюдается ФП первого рода, ситуация может оказаться существенно другой. В этом случае, внесение замороженного беспорядка может привести к трикритической точке p^* , ниже которой будет наблюдаться ФП второго рода, а выше ФП первого рода.

В рассматриваемой работе определены трикритические точки и изучены критические свойства спиновых систем с беспорядком описываемых дискретными моделями Поттса. Определение точной величины трикритической точки имеет большое значение при создании новых различных магнитных материалов, а также при изучении влияния замороженного беспорядка на их критические свойства.

создании новых различных магнитных материалов, а также при изучении влияния замороженного беспорядка на их критические свойства.

Расчеты проводились для систем с периодическими граничными условиями. При этом рассматривались концентрации спинов $p=1.00, 0.97, 0.95, 0.90, 0.80, 0.70, 0.65, 0.60$. Исследовались системы с линейными размерами $L \times L \times L = N$, $L=20-90$. Для определения критических температур нами использовался метод кумулянтов Биндера четвертого порядка [6].

Гистограммный анализ данных метода Монте-Карло, проведённый с соблюдением единой методики для спиновых систем, описываемых трехмерной слабо неупорядоченной моделью Поттса с $q=3$ показывает, что для модели Поттса смена ФП первого рода на ФП второго рода происходит при $p^*=0.96(1)$. Незначительное увеличение концентрации спинов от этой величины приводит к ФП первого рода. На основе чего мы делаем вывод о том, что значение p^* является трикритической точкой для данной модели. Отметим, что для модели Поттса с $q=4$ трикритическая точка наблюдается при $p^*=0.70(1)$. Кроме того для рассмотренных моделей определены критические индексы.

Работа поддержана грантом РФФИ №16-02-00214.

Литература

1. Вик. С. Доценко, УФН **165**, 481, **1995**
2. A.V. Harris. J. Phys. C **7**, 1671, **1974**
3. А.К. Муртазаев, А.Б. Бабаев, Г.Я. Азнаурова, ЖЭТФ **136**, 516, **2009**
4. G. S. Iannacchione, G. P. Crawford, S. Zumer et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 2595, **1993**
5. M. Aizenman, J. Wehr, Phys. Rev. Lett. **62**, 2503, **1989**
6. K. Eichhorn, K. Binder, J. Phys.: Condens. Matter **8**, 5209, **1996**

ПЕРЕХОД БЕРЕЗИНСКОГО-КОСТЕРЛИЦА-ТАУЛЕСА И ТЕОРИЯ ДВУМЕРНОГО ПЛАВЛЕНИЯ

В.Н. РЫЖОВ, Ю.Д. Фомин и Е.Н. Циок

*Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН
108840, г. Москва, г. Троицк, Калужское шоссе 14, ИФВД РАН
ryzhov@hppi.troitsk.ru*

В докладе подробно изложены основные положения теории фазовых переходов в плоских вырожденных системах (переходов Березинского-Костерлица-Таулеса (БКТ) [1-4]). Показано, что ниже некоторой температуры в системе существует квазидальний порядок, разрушаемый при возникновении в системе свободных топологических дефектов. Обсуждается механизм перехода, применение метода ренормализационной группы для его описания, а также возможные изменения сценария перехода в зависимости от величины энергии ядра топологического дефекта (вихря), в частности, в применении к тонким сверхпроводящим пленкам. Показано, что существует критическое значение величины энергии ядра вихря, ниже которой вместо непрерывного БКТ перехода имеет место переход первого рода. Кроме того, проанализированы различные сценарии плавления двумерных систем, современное состояние реальных экспериментов и компьютерного моделирования в данной области. Если в трех измерениях плавление всегда происходит посредством перехода первого рода, в двумерном случае, как было показано в работах Хальперина, Нельсона и Янга [5-6], система может плавиться посредством двух непрерывных переходов типа Березинского-Костерлица-Таулеса, при этом в системе возникает промежуточная гексатическая фаза, характеризуемая квазидальним ориентационным порядком. Однако фазовый переход первого рода также может реализоваться [7-8].

Кроме того, недавно был предложен еще один сценарий плавления, в рамках которого, в отличие от теории Березинского - Костерлица - Таулесса – Хальперина - Нельсона-Янга, плавление может происходить посредством двух переходов, однако при этом переход твердое тело - гексатическая фаза происходит посредством непрерывного перехода типа Березинского-Костерлица-Таулеса, а переход гексатическая фаза - изотропная жидкость - посредством перехода первого рода [9,10]. Обсуждается возможный механизм перехода первого рода гексатик-изотропная жидкость.

Отдельное внимание в докладе уделено зависимости сценария плавления от вида потенциала и влиянию случайного пиннинга на двумерное плавление [10,11]. В частности, показано, что случайный пиннинг может принципиально изменить сценарий плавления в случае перехода первого рода [11]. Рассмотрено плавление систем с потенциалами с отрицательной кривизной в области отталкивания, которые успешно применяются для описания аномальных свойств воды в трех и двух измерениях [12-16].

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект №14-22-00093).

Литература

1. В. Л. Березинский, ЖЭТФ **59**, 907, 1970 (V.L. Berezinskii, Sov. Phys. JETP **32**, 493 (1971))
2. В. Л. Березинский, ЖЭТФ, **61**, 1144, 1971 (V. L. Berezinskii, Sov. Phys. JETP, **34**, 610, 1972)
3. J. M. Kosterlitz, D. J. Thouless, J. Phys. C, **6**, 1181, 1973.
4. J. M. Kosterlitz, Rep. Prog. Phys., **79**, 026001, 2016
5. D. R. Nelson, B. I. Halperin, Phys. Rev. B, **19**, 2457, 1979
6. A.P. Young, Phys. Rev. B **19**, 1855, 1979
7. S. T. Chui, Phys. Rev. B, **28**, 178, 1983
8. V. N. Ryzhov, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **100**, 1627, 1991 [Sov. Phys. JETP, **73**, 899, 1991]. [6] E. P. Bernard and W. Krauth, Phys. Rev. Lett. 107, 155704 (2011)
9. S. C. Kapfer and W. Krauth, Phys. Rev. Lett., **114**, 035702, 2015
10. E. N. Tsiok, D. E. Dudalov, Y. D. Fomin, V. N. Ryzhov, Phys. Rev. E, **92**, 032110, 2015
11. D. R. Nelson, Phys. Rev. B, **27**, 2902, 1983

12. Yu. D. Fomin, N. V. Gribova, V. N. Ryzhov, S. M. Stishov, Daan Frenkel, *J. Chem. Phys.*, **129**, 064512, 2008
13. Yu. D. Fomin, E. N. Tsiok, V. N. Ryzhov, *Phys. Rev. E*, **87**, 042122, 2013
14. D. E. Dudalov, Yu. D. Fomin, E. N. Tsiok, V. N. Ryzhov, *Journal of Physics: Conference Series* **510**, 012016, 2014
15. D. E. Dudalov, Y. D. Fomin, E. N. Tsiok, V. N. Ryzhov, *Soft Matter*, **10**, 4966, 2014
16. D. E. Dudalov, Y. D. Fomin, E. N. Tsiok, V. N. Ryzhov, *J. Chem. Phys.*, **141**, 18C522, 2014

ОБЩАЯ ФОРМА УРАВНЕНИЯ ДМПК И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОНДАКТАНСОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

И.М.Суслов

*Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН,
119334, Москва, Россия
E-mail: suslov@kapitza.ras.ru*

Уравнение Дорохова--Мелло--Перейра-Кумара (ДМПК), описывающее эволюцию диагональных элементов многоканальной трансфер-матрицы, используемой для исследования квазиодномерных неупорядоченных систем, выводится при минимальных предположениях о свойствах каналов. В общем случае получается уравнение диффузионного типа с тензорным характером коэффициента диффузии и ненулевыми недиагональными элементами. Предложено три варианта диагонального приближения, один из которых воспроизводит обычное уравнение ДМПК и его обобщение, полученное Мутталибом с соавторами. Два других варианта приводят к уравнениям одинаковой структуры, но с различными определениями входящих в них параметров. Они содержат дополнительные вклады, отсутствующие в первом варианте. На основе полученного уравнения выводится распределение кондактансов в магнитном поле.

ДРОЖАНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ И СПИНОВЫЕ ФЛУКТУАЦИИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Тарасенко С.А.
ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург
tarasenko@coherent.ioffe.ru

В докладе обсуждаются результаты теоретического и экспериментального исследования флуктуаций, зарядовой и спиновой динамики термически равновесных и поляризованных по спину электронов в полупроводниковых структурах.

Броуновское движение электронов и спин-орбитальное взаимодействие приводят к тому, что временные и пространственные корреляции спиновых флуктуаций, возникающих в системе, оказываются связанными [1]. Связь наиболее выражена при баллистическом транспорте электронов, но сохраняется и при диффузионном транспорте. Корреляции спиновых флуктуаций существенно возрастают в режиме долгоживущей спиновой спирали. Обсуждаются также эксперименты по исследованию спиновой диффузии и дрейфу электронов в условиях спиновой спирали.

В полупроводниковых системах со спин-орбитальным взаимодействием и зеемановским расщеплением спектра в магнитном поле возникает эффект дрожащего движения электронов, аналогичный *Zitterbewegung* релятивистских частиц. Эффект связан с тем, что оператор скорости электрона не коммутирует с гамильтонианом и содержит осциллирующий вклад. В термодинамическом равновесии фазы дрожания отдельных электронов случайны, поэтому экспериментальное исследование данного эффекта нетривиально и требует применения техники шумовой электрической спектроскопии. Дрожание отдельных электронов можно сделать когерентным, если синхронизовать их спиновую динамику, например методами импульсной оптической ориентации. В этом случае возникает когерентное дрожание ансамбля электронов, которое приводит к генерации макроскопического переменного электрического тока [2].

1. A.V. Poshakinskiy and S.A. Tarasenko, Phys. Rev. B **92**, 045308, **2015**
2. I. Stepanov, M. Ersfeld, A.V. Poshakinskiy, M. Lepsa, E.L. Ivchenko, S.A. Tarasenko, and B. Beschoten, ArXiv:1612.06190

ДОКЛАДЫ

ВЛИЯНИЕ ОРБИТАЛЬНОГО УПОРЯДОЧЕНИЯ НА СВЕРХТОНКИЕ ПОЛЯ В СИСТЕМЕ $RTiO_3$ ($R = La, Nd, Sm, Gd, Y$)

Агзамова П. А.^{1,2}, Никифоров А. Е.²

¹*Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН*

²*УрФУ им. первого Президента России Б.Н. Ельцина*
polly@imp.uran.ru

Редкоземельные титанаты $RTiO_3$ с искажённой перовскитной структурой обладают одним t_{2g} электроном на внешней $3d$ оболочке иона титана. Смещение R -иона существенно влияет на расщепление t_{2g} -уровней ионов Ti^{3+} . В таком сценарии можно ожидать, что изменится характер орбитального упорядочения для серии $RTiO_3$.

Изменение окружения ионов титана в решётке может также способствовать изменению спиновой плотности. Такой эффект возникает вследствие взаимосвязи орбитального состояния $3d$ -оболочки и искажения локального окружения. Изменение $3d$ -состояния порождает изменение поляризации s -оболочек иона посредством обменного взаимодействия, и, как следствие, приводит к изменению спиновой плотности. Изменение последней ведёт за собой изменение величины изотропного сверхтонкого взаимодействия. Кроме того, изменение $3d$ -состояния может изменить величину и характер распределения спиновой плотности не только на ядре, но и вокруг ядра, что может сказаться на величине анизотропного сверхтонкого взаимодействия.

Таким образом, в работе прослежено влияние изменения орбитального состояния, обусловленного химическим давлением, на параметры сверхтонких взаимодействий. Для этого была проведена серия первопринципных расчётов параметров электрических и магнитных сверхтонких взаимодействий для серии $RTiO_3$, где $R = La, Nd, Sm, Gd, Y$. Расчёты проводились в программном пакете CRYSTAL [1] в рамках теории функционала плотности с использованием гибридных функционалов с учётом доли нелокального хартри-фоковского обмена, равной 100%. Для уменьшения вычислительных затрат расчётов $4f$ -элементов был использован метод псевдопотенциалов.

В результате проведённых расчётов параметров магнитных и электрических сверхтонких взаимодействий на ядрах ^{47,49}Ti для ряда

$RTiO_3$ было показано, что 1) с увеличением радиуса R -иона величина неспаренной спиновой плотности на ядре иона Ti (по модулю) и изотропной сверхтонкой связи возрастают; 2) величины анизотропного сверхтонкого взаимодействия и частоты квадрупольного резонанса при движении по ряду от Y к Nd возрастают и уменьшаются при движении от Nd к La .

Мы предполагаем, что выпадающие из зависимостей значения величины анизотропного сверхтонкого взаимодействия, частоты квадрупольного резонанса и параметра асимметрии тензора ГЭП для $LaTiO_3$ являются индикатором изменения характера орбитального упорядочения в этом соединении по сравнению с титанатами с $R = Nd, Sm, Gd, Y$.

Литература

1. www.crystal.unito.it

АНИЗОТРОПИЯ ЗАРЯДОВОГО ТРАНСПОРТА В СИСТЕМЕ $Tm_{1-x}Yb_xV_{12}$ С ПЕРЕХОДОМ МЕТАЛЛ-ИЗОЛЯТОР

Азаревич А.Н.¹, Случанко Н.Е.¹, Богач А.В.¹, Глушков В.В.^{1,2},
Демишев С.В.^{1,2}, Левченко А.В.³, Филипов В.Б.³, Шицевалова Н.Ю.³

¹Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН

²Московский Физико-Технический Институт

³Институт проблем материаловедения ИАНУ

azarevich@lt.gpi.ru

В системе с сильными электронными корреляциями $Tm_{1-x}Yb_xV_{12}$ с ростом концентрации Yb происходит переход металл-изолятор. Ранее при исследованиях эффекта Холла [1] было обнаружено возникновение при низких температурах в магнитных полях $H < 20$ кЭ когерентного режима зарядового транспорта с возможным формированием филаментарной структуры многочастичных состояний. В связи с этим представляет интерес изучение анизотропии сопротивления в магнитном поле при различных режимах рассеяния носителей. Измерения проводились на монокристаллических образцах при вращении на 360° в магнитном поле до 80 кЭ при низких температурах. Обнаруженная анизотропия поперечного магнитосопротивления по направлению магнитного поля \mathbf{H} в плоскости (110) для образца $Tm_{0.19}Yb_{0.81}V_{12}$ не превышает $\sim 0.3\%$ (рис.1).

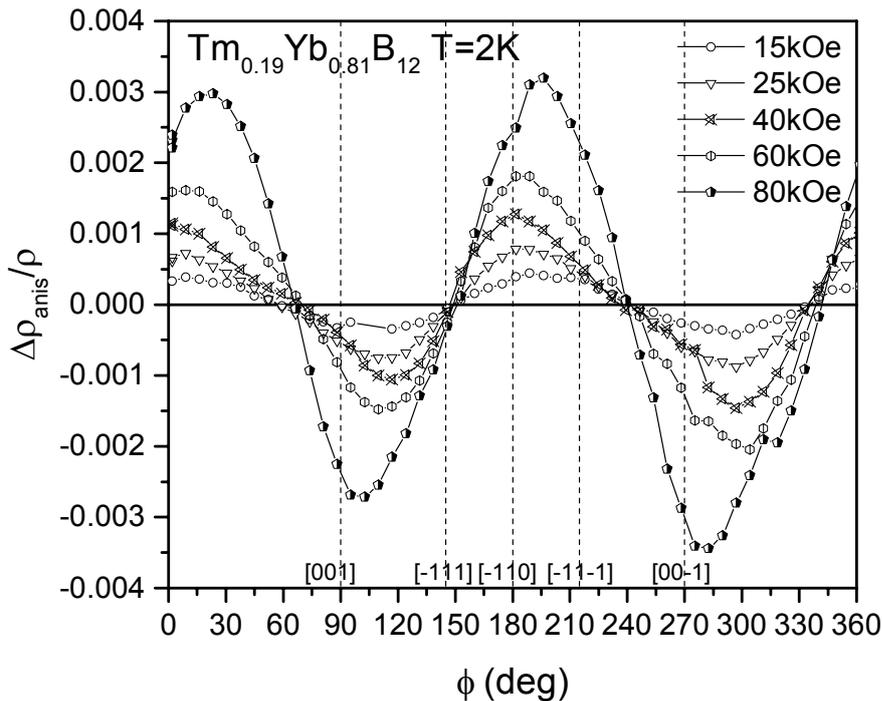


Рис.1
Анизотропия
магнито-
сопротивления
по направлению
магнитного
поля

В слабом магнитном поле с понижением температуры анизотропия возрастает, в сильном магнитном поле с подавлением когерентного режима эффекта Холла (рис.2а) температурная зависимость анизотропии магнитосопротивления пропадает (рис. 2b).

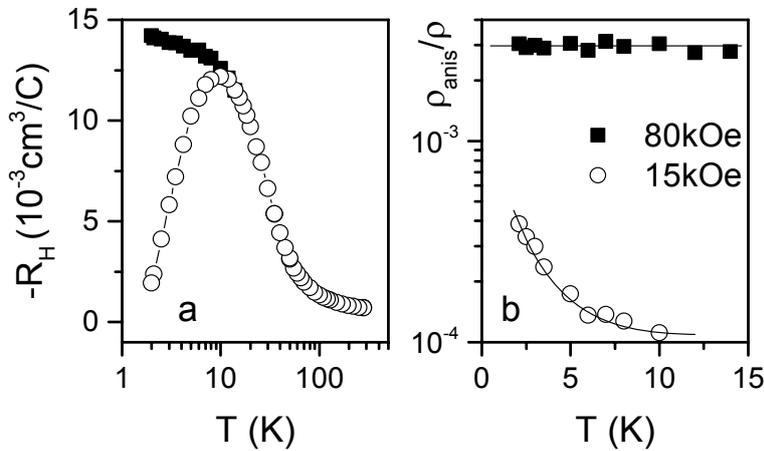


Рис.2
Температурная зависимость коэффициента Холла (а) и анизотропия сопротивления (b) при вращении образца в магнитном поле.

Отметим также, что в $Tm_{0.19}Yb_{0.81}B_{12}$ нами обнаружена сильная анизотропия магнитосопротивления по отношению к направлению тока в кристалле (рис.3). Полученные результаты, по-видимому, свидетельствуют о рассеянии носителей на значительных структурных неоднородностях в $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$.

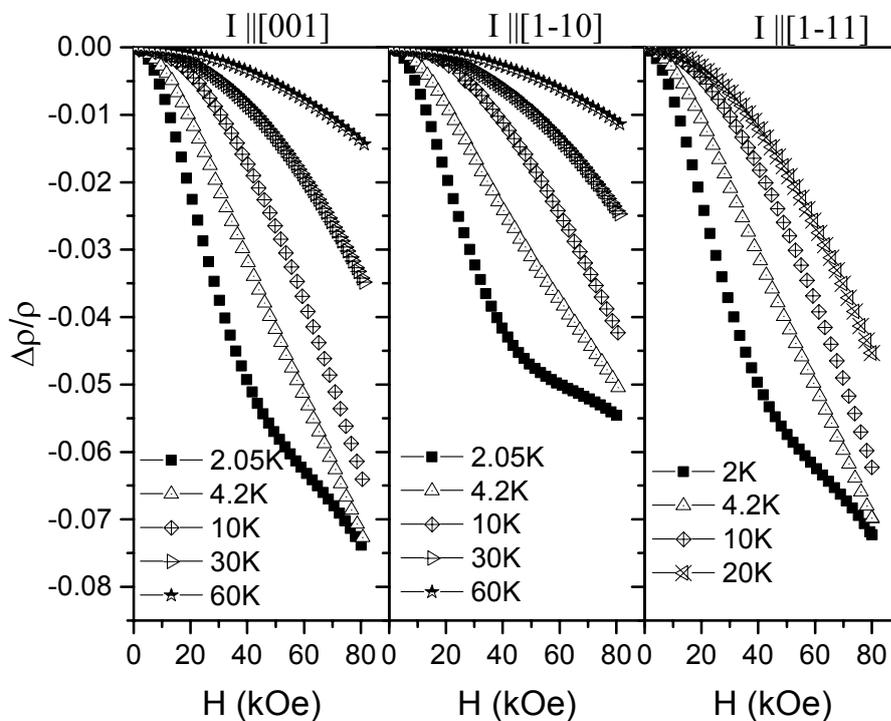


Рис.3
Магнито-сопротивление $Tm_{0.19}Yb_{0.81}B_{12}$ при протекании тока вдоль 3 основных кристаллографических направлений. Магнитное поле $H \parallel [110]$

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РФФ №17-12-01426

I. N. E. Sluchanko et. al., ЖЭТФ, **142**, 574, 2012

НОВОСТИ АДИАБАТИЧЕСКОГО КВАНТОВОГО КОМПЬЮТИНГА

Алтайский М.В.

Институт космических исследований РАН
altaisky@mx.iki.rssi.ru

Адиабатический квантовый компьютер является бурно развивающейся областью квантовой обработки информации, по сути представляет собой решение задачи дискретной оптимизации путем моделирования поведения сложной исследуемой системы с помощью более простой квантовой системы типа спинового стекла. Масштабируемая технология производства адиабатических квантовых компьютеров пока доступна только в виде процессоров на основе SQUID, выпускаемых компанией D-wave Systems Inc., имеющих рабочую температуру меньше 1К. В докладе представлен обзор исследований, проводимых в последние 10 лет в различных лабораториях, направленных на создание альтернативных реализаций адиабатического квантового компьютера, - на основе дефектов в кристаллах, квантовых точках, микрополостях и др., – способных работать при существенно больших температурах, вплоть до комнатной.

Литература

1. M.Johnson et al., Nature **473**, 194, **2011**
2. N.Y.Yao et al., Nature communications doi:10.1038/ncomms1788, **2012**
3. М.В.Алтайский, Н.Е.Капуткина, В.А. Крылов, ЭЧАЯ **45**,1824, **2014**
4. M. V. Altaisky, N. N. Zolnikova, N. E. Kaputkina, V. A. Krylov, Yu. E. Lozovik, N. S. Dattani. Appl. Phys. Lett., **108**, 103108, **2016**

ПРИМЕСНЫЕ СОСТОЯНИЯ В ДЖОЗЕФСОНОВСКОМ SNS КОНТАКТЕ С ТОЧЕЧНЫМ ДЕФЕКТОМ

Беспалов А. А.

*Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального
государственного бюджетного научного учреждения «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
email: bespalovaa@gmail.com*

Решая уравнение Горькова, мы провели расчёт подщелевого спектра SNS контакта, содержащего одну точечную примесь – см. рис. 1а. Ширина нормального слоя $L \ll \xi$, где ξ – сверхпроводящая длина когерентности. Разность фаз сверхпроводящего порядка в берегах контакта равна φ , модуль параметра порядка – $|\Delta|$. В нормальном слое на расстоянии h от границы контакта с вакуумом находится точечная немагнитная примесь. Примесь предполагается изотропным рассеивателем и полностью характеризуется фазой рассеяния α , определяющей сечение рассеяния $\sigma_S = 4\pi k_F^{-2} \sin^2 \alpha$, где k_F – волновое число Ферми [1]. Мы показали, что примесь индуцирует два квазисвязанных (резонансных) состояния с противоположными спинами. В случае бесконечного контакта ($h = \infty$) энергии этих состояний равны $E = |\Delta| \sqrt{1 - \cos^2 \alpha \sin^2(\varphi/2)}$. Ширина примесных уровней при этом порядка $|\Delta|L/\xi$. По своей структуре примесные состояния напоминают состояния Ю-Шибы-Русинова [2]. Аналогичное рассмотрение было проведено и для точечной магнитной примеси. В этом случае можно выбрать ось квантования так, чтобы электроны со спинами вверх и вниз рассеивались с фазами α_\uparrow и α_\downarrow , соответственно. Энергии примесных состояний с проекцией спина $\sigma = \pm 1$ даются формулой

$$\frac{E_\sigma}{|\Delta|} = \sigma \sin \beta \sqrt{\cos \alpha_\uparrow \cos \alpha_\downarrow \sin^2 \frac{\varphi}{2} + \sin^2 \beta} \pm \cos \beta \sqrt{\cos^2 \beta - \cos \alpha_\uparrow \cos \alpha_\downarrow \sin^2 \frac{\varphi}{2}}, \quad (1)$$

где $\beta = (\alpha_\uparrow - \alpha_\downarrow)/2$. Формула (1) даёт 4 значения энергии, из которых два положительных являются истинными энергиями примесных состояний.

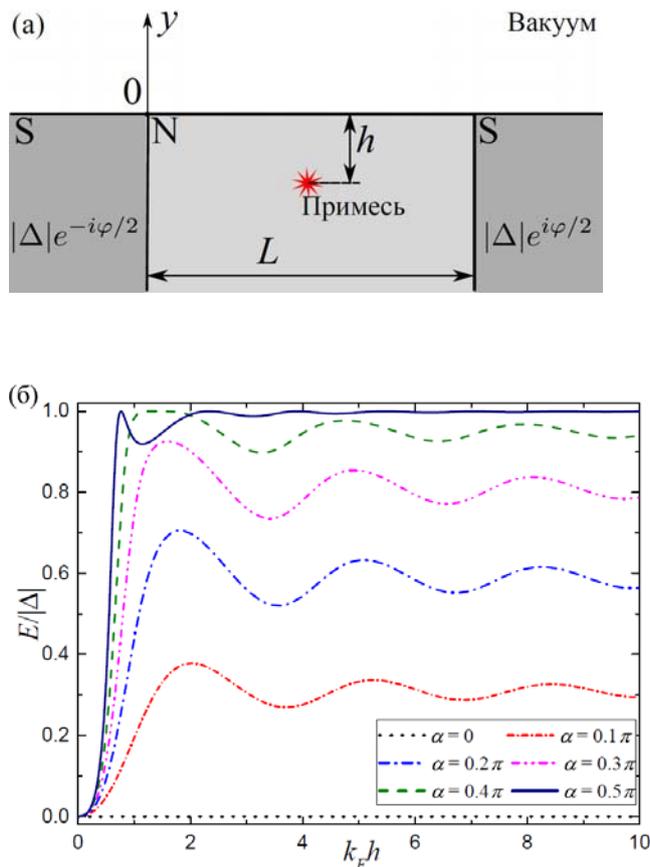


Рис. 1. (а) SNS контакт с точечной примесью. (б) Зависимость энергии примесного состояния от h при $\varphi = \pi$.

Если примесь расположена вблизи границы контакта (рис. 1а), имеется по-прежнему два квазисвязанных состояния, и их энергии являются осциллирующими функциями расстояния h с периодом осцилляций πk_F^{-1} . На рис. 1 представлены характерные зависимости энергий локализованных на немагнитной примеси состояний от h .

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 17-12-01383.

Литература

1. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теоретическая физика, Т. 3. Квантовая механика. М.: Наука **1974**
2. Н. Shiba, Prog. Theor. Phys., **40**, 435 **1968**

СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ И МАГНИТИЗМ В $(\text{Zr,Lu})\text{B}_{12}$

Богач А.В., Случанко Н.Е. и др.

*Институт общей физики РАН, Вавилова 38, 119991, Москва, Россия
alex@lt.gpi.ru*

В докладе представлены результаты исследований намагниченности монокристаллов $\text{Zr}_{1-x}\text{Lu}_x\text{B}_{12}$ ($0 \leq x \leq 1$) в нормальном и сверхпроводящем состоянии при низких температурах $T \geq 1.8\text{K}$ в магнитных полях $H \leq 50$ кЭ (см., например, рис.1). Все образцы контролировались на наличие примесей состав твердого раствора замещения методами спектрального рентгеноструктурного и микроанализа.

При исследованиях высококачественных монокристаллов $\text{Zr}_{1-x}\text{Lu}_x\text{B}_{12}$ показано, что существуют два типа образцов с различными магнитными свойствами. Для первого набора "немагнитных" образцов в нормальном состоянии был обнаружен лишь очень небольшой парамагнитный сигнал (рис.1a и 1b, $H > H_{c2}$). напротив, для второго набора "магнитных" образцов $\text{Zr}_{1-x}\text{Lu}_x\text{B}_{12}$ с близкими концентрациями Lu намагниченность демонстрирует заметный рост в магнитных полях выше H_{c2} (рис.1c), который может быть объяснен в терминах возникновения магнитных моментов в немагнитной матрице $\text{Zr}_{1-x}\text{Lu}_x\text{B}_{12}$ (см. [1]).

На основе полученных в работе данных намагниченности $M(H,T)$ нами были построены H-T фазовые диаграммы (рис.2), а также найдены концентрационные зависимости температуры сверхпроводящего перехода $T_c(x)$ (вставка на рис.2). Обнаружено, что исследуемые "магнитные" и "немагнитные" образцы $\text{Zr}_{1-x}\text{Lu}_x\text{B}_{12}$ существенно различаются по скорости подавления сверхпроводимости при замещении Zr на Lu. Так, для "немагнитных" образцов получена зависимость $T_c(x)$ со скоростью $dT_c/dx = 0.1$ К/ат.% Lu, характерная для сверхпроводников БКШ-типа, допируемых немагнитными примесями. Напротив, "магнитные" образцы $\text{Zr}_{1-x}\text{Lu}_x\text{B}_{12}$ показывают необычно сильное подавление сверхпроводимости с $dT_c/dx = 0.21$ К/ат.% Lu, вызванное формированием статических магнитных моментов с $\mu_{\text{eff}} \approx 3\mu_B$ на ион Lu^{3+} в окрестности немагнитных ионов Lu [1].

Причина столь существенных различий в поведении намагниченности исследуемых двух наборов образцов может

заклучаться в различном распределении атомов Lu в матрице $Zr_{1-x}Lu_xV_{12}$. Так, например, для сверхпроводника YB_6 недавно было показано, что локальное скопление

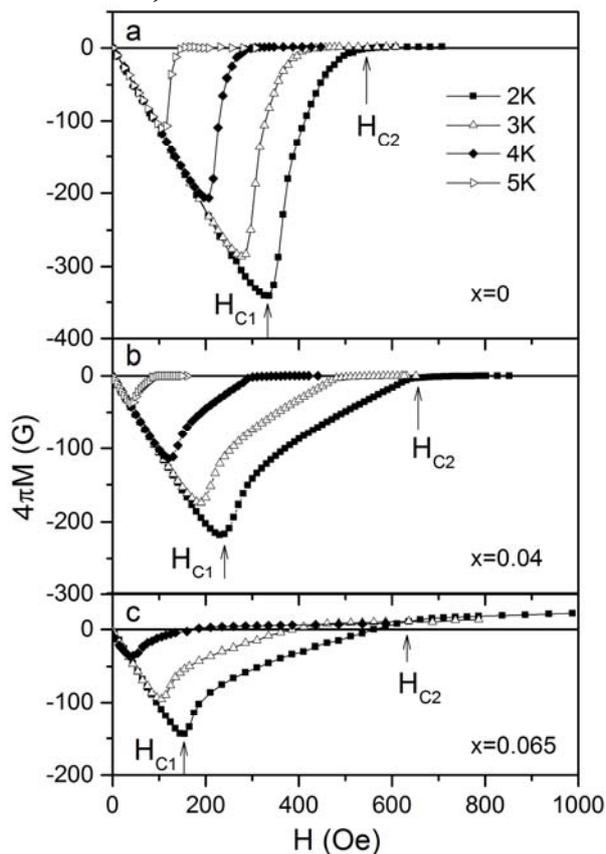


Рис.1. Полевые зависимости намагниченности $M(H, T_0)$ $Zr_{1-x}Lu_xV_{12}$ с концентрацией Lu $x = 0$ (a), 0.04 (b), 0.065 (c). Критические поля H_{C1} и H_{C2} указаны стрелками.

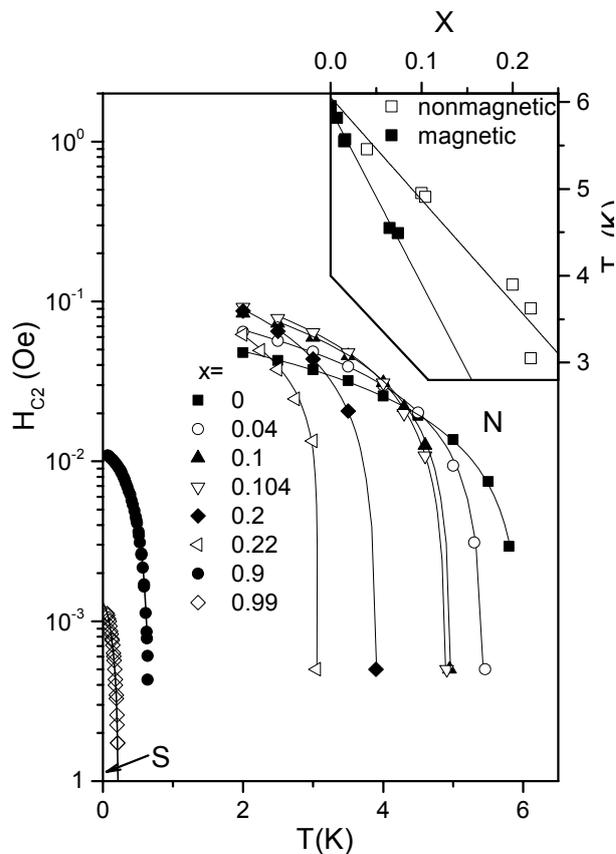


Рис.2. H-T фазовая диаграмма "немагнитных" образцов $Zr_{1-x}Lu_xV_{12}$. На вставке представлены концентрационные зависимости T_C для двух типов образцов.

одиночных структурных дефектов (вакансии бора и иттрия) в комплексы приводит к формированию магнитных моментов в решетке высшего борида и, соответственно, к подавлению сверхпроводимости в YB_6 [2].

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 15-02-02553а и программ РАН «Сильно коррелированные электроны в твердых телах и структурах» и «Электронный спиновый резонанс, спин-зависимые электронные эффекты и спиновые технологии».

Литература

1. N.E.Sluchanko, A.N.Azarevich, M.A.Anisimov, A.V.Bogach et.al., Phys. Rev. B **93**, 085130, **2016**
2. N. Sluchanko, V. Glushkov, S. Demishev, A. Azarevich, M. Anisimov, A. Bogach et. al., arxiv Cond. Mat.: 1608.08902v1, **2016**

ТЕРМОИНДУЦИРОВАННЫЕ ТОКИ В КИРАЛЬНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Вадимов В. Л.^{1,2,*}, Мельников А. С^{1,2}.

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

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

**vvadimov@ipmras.ru*

В настоящее время экспериментальное исследование сверхпроводников с нетривиальным спариванием является актуальным направлением в физике конденсированного состояния. Эта деятельность сопровождается теоретическими работами, предлагающими тесты на симметрию параметра порядка. Особый интерес представляет экспериментальное обнаружение сверхпроводимости р-типа в реальных соединениях. Одним из соединений, в котором предположительно реализуется данный тип спаривания, является Sr_2RuO_4 [1-3]. Куперовские пары в Sr_2RuO_4 обладают собственным орбитальным моментом с проекцией $L_z = \pm 1$ на ось кристаллической анизотропии. Такие сверхпроводники называются киральными сверхпроводниками, пространственные области, в которых преобладают куперовские пары с той или иной проекцией момента, называются киральными доменами. Теория предсказывает существование спонтанных токов в таких

сверхпроводниках на поверхности образца и вдоль доменных стенок, которые, однако, не были найдены экспериментально [4].

Однако, наличие токов может определяться свойствами поверхности, в частности, токи ослабляются при незеркальном отражении квазичастиц [5]. В то же время спонтанные токи могут появляться вблизи дефектов и неоднородностей сверхпроводника. Появления токов можно ожидать при неравномерном нагреве образца, например локальным нагревом лазером, поскольку нагрев локально подавляет сверхпроводящий параметр порядка, играя таким образом роль дефекта. Поскольку ток возникает в толще сверхпроводника, нет необходимости знать свойства поверхности или интерфейса сверхпроводник-дефект. Спонтанные токи можно детектировать измеряя магнитные поля в центре засвеченной области. В настоящей работе исследуется зависимость магнитных полей от параметров нагревающего излучения (мощность, размер пятна фокусировки).

Помимо этого интерес представляет механизм восстановления сверхпроводимости при остывании системы. Из-за термических флуктуаций разные области могут релаксировать к разным сверхпроводящим вакуумам, следовательно будут возникать доменные стенки. В работе исследуются вопросы о количестве сгенерированных доменов и их устойчивости.

Работа поддержана грантами РФФИ и грантом РНФ № 17-12-01383 (АСМ).

Литература

1. A.P. Mackenzie, Y. Maeno, *Rev. Mod. Phys.*, **75**, 657, **2003**
2. K.D. Nelson, Z.Q. Mao, Y. Maeno, Y. Liu, *Science*, **306**, 1151, **2004**
3. J. Xia, Y. Maeno, P.T. Beyersdorf, M.M. Fejer, A. Kapitulnik, *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 167002, **2006**
4. J.R. Kirtley, C. Kallin, C.W. Hicks, E.-A. Kim, Y. Liu, K.A. Moler, Y. Maeno and K.D. Nelson, *Phys. Rev. B*, **76**, 014526, **2007**
5. J. A. Sauls, *Phys. Rev. B*, **84**, 214509, **2011**

ОПИСАНИЕ СЛОЖНЫХ СПИНОВЫХ СИСТЕМ БЕЗ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДЗЯЛОШИНСКОГО-МОРИИ

Валиулин В.Э.^{1,2}, Михеенков А.В.^{1,2,3}, Шварцберг А.В.¹,
Барабанов А.Ф.³

*1 Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9,
Долгопрудный Мос. обл., 141700*

*2 НИЦ «Курчатовский институт», пл. Академика Курчатова, 1,
Москва, 123182.*

*3 Институт физики высоких давлений РАН, Калужское шоссе,
стр.14, Москва (Троицк), 108840*

Рассматривается $S=1/2$ J_1 - J_2 - J_3 модель Гейзенберга на двумерной квадратной решетке. Модель J_1 - J_2 с учетом ближайшего и следующего за ним обменов изучена довольно детально (см., например, [1], [2] и ссылки там). Она служит для описания спиновой подсистемы ВТСП купратов и некоторых других слоистых магнетиков, а также дает базовый пример квантового фазового перехода. Введение же третьего обмена вызывает интерес по следующим причинам:

1. В классическом пределе $S \gg 1$ начиная с третьего обмена на фазовой диаграмме, кроме обычных соизмеримых ферромагнитной, антиферромагнитной и полосатой (страйп) фаз, возникают три различные несоизмеримые геликоидальные фазы.

2. В классическом пределе $S \gg 1$ в некоторых областях фазовой диаграммы ($J_2 \approx \pm J_1/2$) индуцированные третьим обменом геликоиды появляются уже при $J_3 \ll J_1, J_2$.

3. В квантовом пределе $S=1/2$ в широких областях вокруг точек $J_2 = \pm J_1/2$ фрустрация даже при $T=0$ разрушает дальний порядок, что приводит к образованию неупорядоченной спин-жидкостной фазы. Ясно, что учет J_3 существенен при выяснении структуры этой фазы.

4. Экспериментально обнаружены (пока немногочисленные) квазидвумерные соединения, в которых наблюдается несоизмеримая спиновая структура, однако объяснение через взаимодействие Дзялошинского-Мории невозможно. Альтернативным вариантом в таком случае является J_1 - J_2 - J_3 модель Гейзенберга.

В работе использован квантовый сферически-симметричный самосогласованный подход, в котором строго соблюдаются теорема Мермина-Вагнера и узельный спиновый констрейнт. Рассматривается случай $T \neq 0$, когда дальний спиновый порядок в 2D невозможен.

Исследованы области доминирования различных типов ближнего порядка, при различных соотношениях обменных параметров вычислены спин-спиновые корреляционные функции, структурный фактор, теплоемкость, корреляционная длина, спектры спиновых возбуждений и спиновая восприимчивость.

Продемонстрирована эволюция положения управляющей точки (максимума структурного фактора) и границ областей различного ближнего порядка в широком диапазоне обменных параметров. Обнаружены «следы» всех шести возможных при $T=0$ упорядоченных фаз. Обнаружены области обменных параметров, в которых теплоемкость демонстрирует поведение «пик + плечо».

Предложена интерпретация экспериментально наблюдаемых в некоторых квазидвумерных соединениях с центром инверсии несоизмеримых состояний, которые не могут быть описаны с привлечением взаимодействия Дзялошинского-Мории.

Работа поддержана грантом РФФИ № 16-02-00304.

Литература

1. А. В. Михеенков, В.Э. Валиулин, А. В. Шварцберг, А. Ф. Барабанов, ЖЭТФ, **148**, 514, **2015**
2. A. V. Mikheyenkov, A. V. Shvartsberg, V. E. Valiulin, V. E., A. F. Barabanov, ЖМММ, **419**, 131, **2016**
3. А. В. Михеенков, В.Э. Валиулин, А. В. Шварцберг, А. Ф. Барабанов, ЖЭТФ, **2017**, (в печати)

МЕТОД КЕЛДЫША И НЕРАВНОВЕСНЫЕ ФУНКЦИИ ГРИНА В АТОМНОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ В ПРОБЛЕМЕ КВАНТОВОГО ТРАНСПОРТА ЧЕРЕЗ НАНОСИСТЕМЫ С ВНУТРЕННИМИ СТЕПЕНЯМИ СВОБОДЫ

В.В.Вальков, С.В.Аксенов

*ИФ СО РАН, 660036 Красноярск
vzv@iph.krasn.ru*

Электронный транспорт через системы атомного масштаба часто сопровождается процессами возбуждения состояний, обусловленных внутренними степенями свободы устройства. В качестве важного примера можно отметить системы с магнитными примесями. Наличие таких подсистем, взаимодействующих с зарядовыми степенями свободы, может приводить к существенному изменению вольт-амперной характеристики устройства. Это имеет большое прикладное значение, поскольку открывает широкие возможности для управления электронным транспортом посредством воздействия внешними полями (например, магнитным) на внутренние степени свободы [1,2].

Анализ транспортных свойств устройств с внутренними степенями свободы существенно усложняется из-за большого числа затравочных амплитуд рассеяния, если использовать традиционные методы теории возмущений. Ограничение такой теории низшими порядками часто оказывается недостаточным, поскольку необходимо учитывать эффекты многократного рассеяния электронов. Таким образом, возникает ситуация, когда необходимо суммировать бесконечный ряд теории возмущений, но из-за множества потенциалов рассеяния этот ряд имеет громоздкое представление.

Для преодоления отмеченной проблемы в работе проведено развитие метода Келдыша [3] для вычисления характеристик квантового транспорта электронов через системы атомного масштаба с внутренними степенями свободы. Показано, что введение атомного представления позволяет развить диаграммную форму теории возмущений для неравновесных функций Грина, основанной на использовании как обычной фермиевской диаграммной техники, так и диаграммной техники для операторов Хаббарда. Учет процессов туннелирования во всех порядках теории возмущений приводит к выражениям для транспортных характеристик устройства, удовлетворяющим базовым принципам [2].

Применение развитого подхода продемонстрировано на примере вычисления вольт-амперной характеристики двухионного устройства, в котором электроны взаимодействуют с примесными спинами. Таких спинов в устройстве два и они связаны между собой антиферромагнитным обменным взаимодействием. Кроме того, спины примесных ионов посредством $s-d(f)$ – обменной связи коррелируют со спином транспортируемого электрона. Учет кулоновского взаимодействия, обменного взаимодействия между спинами примеси, а также между спином магнитной примеси и спином транспортируемого электрона потребовал рассмотрения процессов многократного рассеяния электронов при расчете зависимости электрического тока от приложенного напряжения.

Показано, что в условиях сильной неравновесности, индуцированной процессами многократного отражения электронов, в вольт-амперной характеристике устройства имеются участки с отрицательной проводимостью.

Рассмотрен часто используемый на практике случай, когда левый и правый контакты туннельно связаны с разными узлами устройства. Такая геометрия необходима при анализе транспортных характеристик устройств с краевыми состояниями. Показана выполнимость предельного перехода для тока, когда внутри устройства разрывается связь между ионами, взаимодействующими туннельным образом с контактами.

Для отмеченной геометрии задачи развитый подход позволил вывести замкнутую систему кинетических уравнений для чисел заполнения. Поскольку использовались функции Грина, найденные с учетом процессов многократного рассеяния электронов, то полученная система описывает случай сильной ренормировки чисел заполнения из-за взаимодействия транспортируемых электронов с внутренними магнитными степенями свободы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 16-02-00073, № 16-42-243056, № 16-42-242036, № 17-42-240441), Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда поддержки научной и научно-технической деятельности. Один из авторов (А.С.В.) благодарит грант Президента РФ (МК-1398.2017.2).

Литература

1. H. Ueba, T. Mii, and S. G. Tikhodeev, *Surf. Science*, **601**, 5220, **2007**.

2. П. И. Арсеев, Н. С. Маслова, УФН, **180**, 1197, **2010**.
3. Л. В. Келдыш, ЖЭТФ, **47**, 1515, **1964**.

РАСХОДИМОСТИ БЕРЕЗИНСКОГО-КОСТЕРЛИЦА- ТАУЛЕСА И ФОГЕЛЯ-ФУЛЧЕРА-ТАММАНА В XY-МОДЕЛИ

Васин М.Г.^{1,2}, Винокур В.М.³

¹ФТИ УрО РАН, ²ИФВД РАН, ³Argonne Laboratory
dr_vasin@mail.ru

Известные работы Березинского, Костерлица и Таулеса (БКТ) [1-3] принесли в физику конденсированного состояния новую плодотворную концепцию топологических фазовых переходов, происходящих в системе топологических дефектов (солитонов). Среди многих замечательных свойств перехода БКТ выделяется особенность его критического поведения. При приближении сверху к критической температуре T_{BKT} корреляционная длина очень быстро расходится, $\xi \sim \exp[\sqrt{E_0 / k_B (T - T_{\text{BKT}})}]$, намного быстрее любого степенного закона, определяющего корреляционную длину $\xi \sim |T - T_c|^{-\nu}$ для стандартного непрерывного фазового перехода [4, 5]. Это поразительно напоминает критическую расходимость, наблюдаемую при стекольном переходе, когда корреляционная длина подчиняется известному закону Фогеля-Фулчера-Таммана (ФФТ) $\xi \sim \exp[E'_0 / k_B (T - T_g)]$, и приводит к предположению о глубокой взаимосвязи между двумя этими явлениями [6]. Для исследования этого вопроса в представленной работе рассмотрена калибровочная теория топологического фазового перехода в XY-модели с замороженным беспорядком. Рассмотрены два случая: двумерной (2D) системы и трёхмерной (3D) системы. Результаты позволяют утверждать, что стекольный переход в 3D системе по своей природе является топологическим фазовым переходом, аналогичным БКТ переходу в 2D системе, но проявляет более сингулярную критичность ФФТ.

Литература

1. V.L.Berezinskii, Sov. Phys.–JETP 32 493, 1970
2. J.M.Kosterlitz, D.J.Thouless, J. Phys. C: Solid State Phys. 5, L124, 1972
3. J.M.Kosterlitz, D.J.Thouless, J. Phys. C: Solid State Phys. 6, 1181, 1973
4. J.M.Kosterlitz, J. Phys. C: Solid State Phys. 7, 1046, 1974
5. J.José, L.P.Kadanoff, S.Kirkpatric, D.R.Nelson, Phys.Rev.B16, 1241, 1977
6. P.W.Anderson, Lectures on amorphous systems. In Les Houches, Session XXXI, 1978

ИССЛЕДОВАНИЕ СПИНОВЫХ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ ДИОДОВ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР InGaAs/GaAs С ФЕРРОМАГНИТНЫМ ИНЖЕКТОРОМ

Ведь М.В.

ННГУ им. Н. И. Лобачевского
mikhail28ved@gmail.com

Структуры на основе разбавленных магнитных полупроводников находят применение в современной электронике и оптоэлектронике как элементы новых приборов на спин-поляризованных носителях [1]. Слои (Ga,Mn)As, в частности, являются перспективным видом ферромагнитных инжекторов для спиновых светоизлучающих диодов, вследствие наилучшей совместимости с основным материалом оптоэлектроники – GaAs. В рамках данной работы были рассмотрены спиновая инжекция дырок в прямосмещённых *p-i-n* диодах и схема инжекции спин-поляризованных электронов в структурах с туннельным барьером.

Структуры были сформированы комбинированным эпитаксиальным методом, описанным в [2]. Для выращивания структур *p-i-n*-диодов (структуры А) на подложках *n*-GaAs при

температуре 600°C последовательно выращивались следующие слои: n-GaAs, КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($d_{\text{QW}}=10$ нм), i-GaAs ($d=8,15$ и 30 нм). Для выращивания структур с туннельным барьером (структуры Б) при температуре 600°C на подложке p-GaAs последовательно выращивались: p-GaAs, КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($d_{\text{QW}} = 16$ нм), i-GaAs ($d=6$ нм), n-GaAs с градиентным легированием ($d=90$ нм), и $n^{++}\text{-GaAs}$ ($n=10^{19}$ см^{-3} , достигается нанесением δ -слоя Si; $d=8,10,12,15$ и 20 нм). Затем на оба вида структур при температуре 340°C методом лазерного распыления Mn и GaAs-мишеней были выращены GaMnAs ($d \approx 90$ нм). Кроме того, была выращена структура, аналогичная структуре Б, но без δ -слоя Si в сильнолегированном n^{++} -слое и, как следствие, с меньшей концентрацией ($n=7 \cdot 10^{18}$ см^{-3}). Для формирования диодной структуры на поверхность образцов наносился омический Au-контакт методом электронно-лучевого испарения в вакууме. Методами фотолитографии и химического травления изготавливали мезаструктуры диаметром 500 мкм. На диодах были проведены исследования ЭЛ. Измерения степени поляризации ЭЛ проводились в магнитном поле, приложенном перпендикулярно поверхности образца при температуре 10К. Степень циркулярной поляризации ЭЛ P рассчитывается по формуле $P_{EL}=(I_1-I_2)/(I_1+I_2) \cdot 100\%$, где I_1, I_2 – относительные интенсивности люминесценции, измеренные для света, поляризованного по левому (I_1) и по правому (I_2) кругу.

При введении диодов в магнитное поле излучение ЭЛ становится частично циркулярно-поляризованным. Для p - i - n диодов с уменьшением расстояния от КЯ до ферромагнитного инжектора (Ga,Mn)As значение степени циркулярной поляризации возросло. Предположительно, это связано с включением механизма обменного взаимодействия с ионами Mn в структурах с тонким спейсерным слоем. Это было проверено путём исследования магнитолевой зависимости фотолюминесценции, где вклад в спиновую поляризацию вносится только компонентой, связанной с обменным взаимодействием. Для диодов с туннельным барьером зависимость степени циркулярной поляризации от толщины промежуточного сильнолегированного слоя $n^{++}\text{GaAs}$ имеет немонотонный характер с максимумом при толщине 15 нм. Также при исследовании образца со структурой Б без δ -слоя Si в сильнолегированном n^{++} -слое (толщина самого $n^{++}\text{GaAs}$ – 10 нм) обнаружилось, что степень циркулярной поляризации увеличилась и составила 4%. Предположительно, это связано с уменьшением количества центров рассеяния спина на границе.

Таким образом, для *p-i-n* диодов обнаружено, что при близком расположении КЯ к ферромагнитному инжектору GaMnAs обменное взаимодействие вносит доминирующий вклад в циркулярную поляризацию. Для диодов с туннельным барьером исследована зависимость степени циркулярной поляризации от толщины промежуточного слоя, а также обнаружено, что при отсутствии δ -слоя Si значительно повышается степень циркулярной поляризации.

Работа выполнена в рамках реализации государственного задания Минобрнауки России (проект № 8.1751.2017/ПЧ), при поддержке РФФИ (гранты №15-02-07824_a, 16-07-01102_a), гранта президента Российской Федерации (МК-8221.2016.2).

Литература

1. M. Holub, P. Bhattacharya, J. Phys. D: Appl. Phys., **40**, 179, 2007
2. М.В. Дорохин и др., ФТП, **46**, 1554, 2012

ИССЛЕДОВАНИЕ КУБИЧЕСКОГО $\text{SrMnO}_{3-\delta}$ СО СЛАБЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ДОПИРОВАНИЕМ МЕТОДОМ ЯМР ^{17}O И ^{55}Mn

З. Н. Волкова, С. В. Верховский, А. П. Геращенко, А. Ю. Гермов, К.
Н. Михалев

Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН
volkovazn@mail.ru

Магнитные оксиды с перовскитной структурой проявляют множество интересных свойств. В электроннодопированном кубическом SrMnO_3 высокая симметрия кристаллической решетки приводит к конкуренции антиферромагнитного суперобменного взаимодействия локализованных спинов и их ферромагнитного взаимодействия, обусловленного механизмом двойного обмена. При этом вырождение e_g подзоны способствует делокализации допированных электронов, что, в свою очередь, делает манганит SrMnO_3 промежуточным звеном между металлом и изолятором. И действительно, манганит стронция, допированный путем замещения Sr^{2+} на Ce^{4+} (La^{3+}) до уровня 2%, демонстрирует металлический тип электросопротивления, тогда как его магнитное состояние описывается как однородный скошенный антиферромагнетик G-типа [1]. С другой стороны, в антиферромагнитной фазе CaMnO_3 с близким уровнем электронного допирования были обнаружены ферромагнитные включения [2,3].

Возникающие противоречия требуют проведения комплексных исследований кубических манганитов на основе SrMnO_3 с различной степенью электронного допирования с привлечением локальных методов, в частности метода ядерного магнитного резонанса (ЯМР).

В настоящей работе методами ЯМР ^{17}O и ^{55}Mn исследовалась серия образцов $\text{SrMnO}_{3-\delta}$ ($\delta < 0.007$), где степень электронного допирования варьировалась от 0.4 до 1.5%. В ходе исследований установлено, что магнитное состояние слабодопированных кубических манганитов на основе SrMnO_3 вне зависимости от механизма допирования является неоднородным и представляет собой антиферромагнитную матрицу с включениями ферромагнитных областей.

В парамагнитной фазе кубических манганитов $\text{SrMnO}_{3-\delta}$ все допированные электроны являются коллективизированными (с

характерными частотами перескоков $\nu > 10^{11} \text{ с}^{-1}$) и создают однородную поляризацию локализованных спинов. При понижении температуры распределение электронной плотности допированных электронов становится неоднородным □ часть электронов замедляется, формируя магнитные поляроны.

Для образцов с уровнем электронного допирования 0.4% и 1.5% получены оценки энергии термически активированных перескоков магнитных поляронов, которые составляют 26 мэВ и 33 мэВ соответственно. Увеличение этой энергии с ростом концентрации допированных электронов говорит о том, что переход диэлектрик-металл не может быть достигнут в манганитах, допированных за счет кислородных вакансий, в отличие от составов с гетеровалентным замещением.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Спин» № 01201463330, по проекту фундаментальных исследований УрО РАН № 15-9-2-49.

Литература

1. H. Sakai et al., Phys. Rev. B **82**, 180409 (2010)
2. A. Trokiner et al., Phys. Rev. B **79**, 214414 (2009)
3. S. Verkhovskii et al., Phys. Rev. B **81**, 144415 (2010)

ВЛИЯНИЕ ПИННИНГА НА СЦЕНАРИЙ ПЛАВЛЕНИЯ СИСТЕМЫ МЯГКИХ ДИСКОВ

Гайдук Е. А., Рыжов В. Н., Фомин Ю. Д., Циок Е. Н.
Институт физики высоких давлений РАН им. Вережагина
Московский физико-технический институт
gaiduk.evgeniy@gmail.com

Несмотря на то, что плавление двумерных систем интересует исследователей еще со второй половины XX века, до сих пор существует множество противоречивых результатов, касающихся механизма плавления в двух измерениях. Один из таких механизмов описан в теории Березинского-Костерлица-Таулесса-Хальперина-Нельсона-Юнга (ВКТННУ). По этой теории двумерный кристалл плавится посредством двух непрерывных переходов, связанных с возникновением свободных дисклинационных пар (дислокаций) и их последующим распадом [1]. Между этими переходами вещество находится в гексатической фазе, характеризуемой квазидальним ориентационным порядком.

Однако, как показывают исследования, двумерные кристаллы могут переходить в жидкое состояние без возникновения гексатической фазы, только лишь через переход первого рода [2]. А в недавних работах [3] было обнаружено, что двумерная система может плавиться посредством двух последовательных переходов – первый – непрерывный (кристалл-гексатик), второй – первого рода (гексатик-жидкость). Следует упомянуть, что область существования гексатической фазы, как правило, очень мала, поэтому наблюдать два перехода затруднительно.

В данной работе исследуется сценарий плавления системы мягких дисков. Чтобы расширить область существования гексатической фазы, в систему вводится замороженный беспорядок (пиннинг), при котором небольшая доля частиц системы (0.1 %) фиксируется в случайных точках пространства.

Для расчета была взята двумерная система мягких дисков, состоящая из 20 000 частиц, взаимодействующих посредством потенциала

$$U(r) = \varepsilon \left(\frac{\sigma}{r}\right)^n$$

где $n=12$. Расчеты проводились методом молекулярной динамики в программном пакете LAMMPS. Из полученных в ходе моделирования

данных были посчитаны уравнение состояния системы, ориентационный Ψ_6 и трансляционный Ψ_T параметры порядка, а также их корреляционные функции, G_6 и G_T соответственно. В случае расчетов с пиннингом для каждой точки фазовой диаграммы результаты усреднялись по десяти репликам системы с различным расположением пиннинг-частиц. В кристаллической фазе $G_T \sim r^{-\eta}$, при этом граница устойчивости кристалла по отношению к образованию свободных дислокаций определяется условием $\eta=1/3$. Аналогично, для гексатической фазы $G_6 \sim r^{-\mu}$, при этом гексатическая фаза становится неустойчивой при $\mu=1/4$.

На уравнении состояния системы наблюдается петля, что указывает на наличие перехода первого рода. По корреляционным функциям параметров порядка, а также по значениям параметров порядка в соответствии с установленными критериями определяются границы фаз.

Из результатов моделирования можно сделать вывод, что петля на уравнении состояния соответствует переходу гексатическая фаза-жидкость, тогда как переход из кристалла в гексатическую фазу является непрерывным. Кроме того, внесенный пиннинг значительно расширил область существования гексатика, сместив линию перехода кристалл-гексатик в сторону более высоких плотностей.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-22-00093).

Литература

1. D.R. Nelson and B.I. Halperin, Phys. Rev. B **19**, 2457, **1979**.
2. В.Н. Рыжов, ЖЭТФ **100**, 1627, **1991**.
3. E.N. Tsiok, D.E. Dudalov, Yu.D. Fomin, V.N. Ryzhov, Phys. Rev. E **92**, 032110, **2015**.

ТРЕХЧАСТИЧНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМАХ

Галимзянов Б.Н., Мокшин А.В.

*Казанский (Приволжский) федеральный университет,
Институт физики, Казань, Россия
bulatgnmail@gmail.com*

Определение трехчастичных корреляций для описания структуры неупорядоченных конденсированных систем является одной из актуальных задач [1-3]. Учет трехчастичных корреляций необходим, например, для объяснения динамической неоднородности в жидкостях, для описания транспортных свойств в химических реакциях, для описания процесса аморфизации жидкостей при быстром охлаждении [1-4].

Прямая оценка трехчастичных корреляций с помощью экспериментальных измерений - чрезвычайно сложная задача [4]. Детальная информация о трехчастичных корреляциях может быть получена на основе данных моделирования атомной и молекулярной динамики. Как правило, при оценке трехчастичных корреляций, применяются вычисления, основанные на суперпозиционном приближении Кирквуда, где рассматриваются парные корреляции между тремя произвольными атомами [1, 2].

В настоящей работе предлагается оригинальный метод трехчастичного структурного анализа, в котором рассматриваются произвольные траектории движения трех различных атомов. Метод позволяет идентифицировать наличие упорядоченных кристаллических и «стабильных» неупорядоченных структур, которые трудно обнаружить традиционными методами структурного анализа (например, методами многогранников Вороного, триангуляции Делоне). Применимость этого метода продемонстрирована для случая жидкого и аморфного алюминия [2].

Нами выполнено моделирование атомарной динамики жидкого и аморфного алюминия с использованием потенциала межчастичного взаимодействия EAM [2]. Рассматриваемая система содержит 864 атомов, расположенных в кубической симуляционной ячейке с периодическими граничными условиями. С геометрической точки зрения, расположение любых трех атомов порождает треугольник - триплет. Этот триплет характеризуется площадью S . Для

определения вероятности появления триплетов с площадью S нами вводится трехчастичная корреляционная функция [2]

$$g(S) = \frac{1}{N_T} \sum_{i=1}^{N_T} \delta(S - S_i), \quad (1)$$

где N_T - есть количество триплетов в системе.

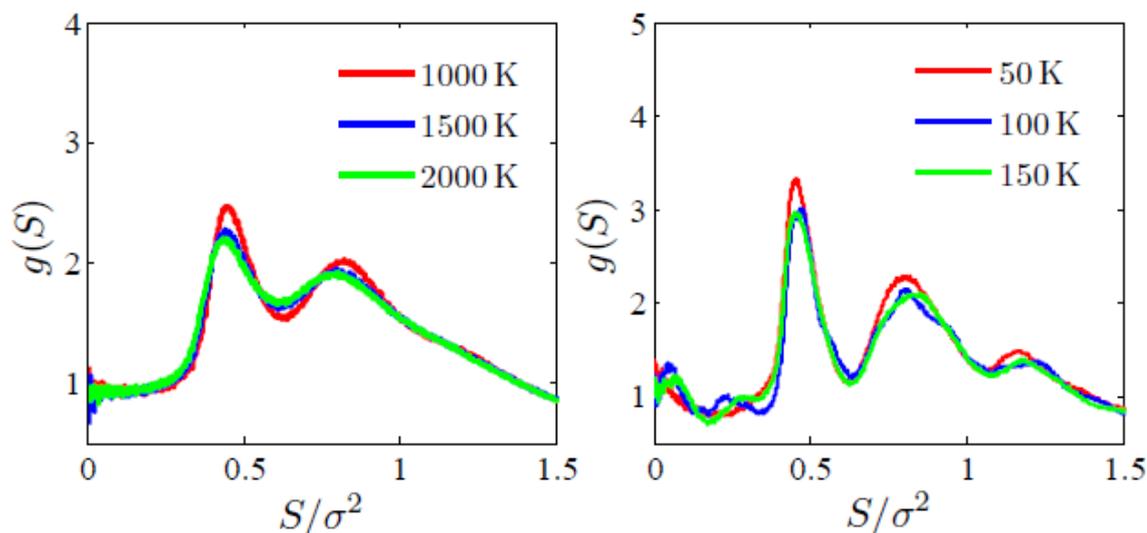


Рис. 1. Трехчастичная корреляционная функция $g(S)$ для жидкого (левая панель) и аморфного (правая панель) алюминия

Различные конфигурации триплетов обнаружены через расчет трехчастичной корреляционной функции $g(S)$ (см. рис. 1). Так, в случае жидкого алюминия с температурой 1000 К, 1500 К и 2000 К трехчастичные корреляции более выражены в пространственных масштабах, сравнимых с размером второй координационной сферы. В случае аморфного алюминия с температурой 50 К, 100 К и 150 К эти корреляции проявляются вплоть до пространственных масштабов, сравнимых с размером третьей координационной сферы. При этом временная эволюция трехчастичных корреляций в жидком и аморфном алюминии может быть восстановлена из перехода между триплетом различных конфигураций [2].

Работа поддержана грантом для молодых ученых Российской Федерации: MD-5792.2016.2.

Литература

1. K. Zahn, G. Maret, C. Ruß, H. N. von Grunberg, Phys. Rev. Lett., **91**, 115502, **2003**
2. B. N. Galimzyanov, A. V. Mokshin, Physica A, **478**, 103, **2017**

3. M. M. Hurley, P. Harrowell, J. Chem. Phys., **105**, 10521, **1996**
4. P. A. Egelstaff, D. I. Page, C. R. T. Heard, Phys. Lett. A, **30**, 376, **1969**

УГЛОВЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОННОГО СПИНОВОГО РЕЗОНАНСА В КОНДО-СИСТЕМЕ CeV_6 .

М.И. Гильманов¹, А.В. Семенов², Н.Е. Случанко², Н.Ю. Шицевалова³,
В.Б. Филипов³, С.В. Демишев^{1,2}

¹*Московский Физико-Технический Институт, Россия*

²*Институт Общей Физики РАН, Россия*

³*Институт Проблем Материаловедения НАНУ, Украина*

gilmanov@gpi.ru

Электронный спиновый резонанс (ЭСР) в сильно-коррелированных металлах представляет нетривиальное физическое явление, поскольку спиновые флуктуации, типичные для этого класса материалов, приводят к сильному уширению резонансной линии до фактически не наблюдаемых значений. Обнаружение ЭСР в антиферроквадрупольной (АФК) фазе металлической концентрированной Кондо-системы CeV_6 [1] предоставило уникальную возможность исследования магнитного состояния иона Ce^{3+} и проверки недавно разработанной теории [2].

В данной работе угловые зависимости параметров линии электронного спинового резонанса (ширина линии и g-фактор) были экспериментально исследованы на частоте $f=60$ GHz [3]. Угловые зависимости $g(\theta)$, полученные при различных температурах, были проанализированы в рамках теории предполагающей основное состояние иона Ce^{3+} в АФК фазе CeV_6 типа Γ_8 [2]. Было обнаружено, что экспериментальные значения g-фактора при всех углах оказываются значительно меньше, чем рассчитанные теоретически ($2 < g < 2.2$), и более того, экспериментальные и теоретические зависимости обладают различной симметрией. При этом значения g-фактора для направлений [110] и [111] оказываются достаточно

близкими ($g=1.6$) и независимыми от температуры. Для направления [100] обнаружено аномальное поведение параметров резонансной линии. Так g -фактор демонстрирует сильную температурную зависимость (от $g=1.7$ при $T=1.8$ К до $g=1.3$ при $T=3.2$ К), линия уширяется более чем в два раза по сравнению с направлениями [110] и [111], а осциллирующая намагниченность в диапазоне температур $2.2 \text{ К} < T < 2.7 \text{ К}$ превышает статическую [3].

Полученные результаты свидетельствуют о том, что для адекватного описания экспериментальных данных необходимо вводить в теоретическое рассмотрение взаимодействие иона Ce^{3+} с 5d электронами проводимости.

Работа поддержана программой президиума РАН «Электронный спиновый резонанс, спин-зависимые электронные эффекты и спиновые технологии» и программой РАН «Электронные корреляции в системах с сильным взаимодействием».

Литература

1. S.V. Demishev, A.V. Semeno, A.V. Bogach, N.A. Samarin, T.V. Ishchenko, V.B. Filipov, N.Yu. Shitsevalova, N.E. Sluchanko, *Physical Review B*, **80**, 245106, **2009**
2. P. Schlotmann, *Physical Review B*, **79**, 045104, **2009**
3. A.V. Semeno, M.I. Gilmanov, A.V. Bogach, V.N. Krasnorussky, A.N. Samarin, N.A. Samarin, N.E. Sluchanko, N.Yu. Shitsevalova, V.B. Filipov, V.V. Glushkov, S.V. Demishev, *Scientific Reports*, **6**, 39196, **2016**

СТРУКТУРА И ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НОВЫХ ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ $Ce_{11}Ru_4In_9$ И $Ce_{13}Ru_2Sn_5$: КОРОТКИЕ РАССТОЯНИЯ Ce-Ru И МАГНИТНОЕ УПОРЯДОЧЕНИЕ.

Грибанова В.А., Мурашова Е.В., Турсина А.И., Куренбаева Ж.М., Д.
Качаровский, Грибанов А.В.

*МГУ имени М.В. Ломоносова, Химический факультет
veragriban@gmail.com*

В ходе систематического изучения тройных систем Ce-Ru-Sn и Ce-Ru-In были обнаружены новые интерметаллические соединения с высоким содержанием церия - $Ce_{11}Ru_4In_9$ и $Ce_{13}Ru_2Sn_5$. Структуры и состав новых интерметаллидов были исследованы методами рентгеноструктурного, рентгенофазового и локального-рентгеноспектрального анализов. Измерение электрического сопротивления и магнетосопротивления синтезированных образцов проводили в температурном диапазоне от 1.72 до 400 К и во внешних полях от 0 до 5 Тл с использованием Quantum Design MPMS-5 SQUID магнитометра. Электрическое сопротивление измеряли в температурном интервале от 0 до 300 К, применяя стандартный четырёхзондовый метод, реализованный в виде самодельной установки.

Соединения $Ce_{11}Ru_4In_9$ и $Ce_{13}Ru_2Sn_5$ были синтезированы методом высокотемпературного жидкофазного синтеза в инертной атмосфере аргона и были получены в виде однофазных образцов. Структура $Ce_{13}Ru_2Sn_5$ представляет собой новый кристаллический тип и кристаллизуется в тетрагональной элементарной ячейке, $Ce_{11}Ru_4In_9$ кристаллизуется в ортогональной элементарной ячейке и относится к известному структурному типу $Nd_{11}Pd_4In_9$.

Структура новых соединений были уточнены методом Ритвельда по порошку, особенностью структуры нового кристаллического типа $Ce_{13}Ru_2Sn_5$ является наличие 8 независимых кристаллографических позиций атомов церия, а также образование укороченных контактов церий-рутений: 2.770, 2.792, 2.761 Å, $Ce_{11}Ru_4In_9$ кристаллизуется в ортогональной элементарной ячейке и относится к известному структурному типу $Nd_{11}Pd_4In_9$. Соединение

имеет в своей структуре расстояния Ce-Ru, близкие к значению 2.89 Å: $d=2.913, 2.889$ Å.

Соединение $Ce_{11}Ru_4In_9$ представляет собой парамагнетик и подчиняется закону Кюри-Вейсса со значительным криволинейным изменением обратной магнитной восприимчивости в широком температурном диапазоне. Ниже 200 К зависимость обратной магнитной восприимчивости от температуры $\chi^{-1}(T)$ заметно отклоняется от закона Кюри-Вейсса, по всей видимости, из-за сильного эффекта кристаллического электрического поля (CEF) с исключительно большим расщеплением мультиплета $^2F_{5/2}$ ионов Ce^{3+} . Упорядоченное состояние в $Ce_{11}Ru_4In_9$ не является простым ферромагнитным выравниванием магнитных моментов церия. При низких температурах зависимость $\rho(T)$ $Ce_{11}Ru_4In_9$ образует неглубокий минимум, за которым следует падение удельного сопротивления ниже $T_C = 6.3$ К [1].

Ниже температуры 125 К линейная зависимость электросопротивления $Ce_{13}Ru_2Sn_5$ от температуры начинает претерпевать изменения и наблюдается быстрое падение электросопротивления, которое характеризуется двумя изломами при 16 К и 6 К. Ниже 16 К электросопротивление образца падает до значения 0.26 мОм*см при 2 К.

Полученные кривые в режиме ZFC при значениях магнитной индукции характерны для поведения диамагнетиков при температуре ниже 6 К, все кривые в режиме ненулевого начального поля FC демонстрируют положительные значения намагничиваемости $\chi > 0$. Такие значения часто наблюдаются при изучении поведения ферромагнетиков. Кривые зависимости намагничиваемости $Ce_{13}Ru_2Sn_5$ от величины напряженности магнитного поля $M(H)$ при температурах ниже температуры 6 К демонстрирует характерный гистерезис. При температуре 5 К особенности поведения образца могут быть объяснены взаимодействием двух компонентов: одним из них является магнитноупорядоченная фаза с ненулевым магнитным моментом атомов РЗЭ в узлах кристаллической решетки, а вторым компонентом – парамагнитная фаза. Большое количество независимых кристаллографических позиций атомов церия в $Ce_{13}Ru_2Sn_5$, а также наличие укороченных дистанций Ce-Ru для некоторых из них, могут отвечать переменнo-валентному состоянию и вследствие этого влиять на физические свойства чистого образца [2].

Литература

1. Griбанова V., Murashova E, Gnida D., Kurenbaeva Zh., Nesterenko S, Tursina A, Kaczorowski D., Griбанов A. Novel ternary cerium-rich intermetallic compound $Ce_{11}Ru_{3.83}In_9$: Crystal structure and low-temperature physical properties // J. Alloy Compd., 711 (2017) 455-561
2. Griбанова V., Sorokina N., Murashova E., Slabon A., Daou R., Maignan A., Lebedev O., Griбанов A. // The new cerium-rich intermetallic phase $Ce_{13}Ru_2Sn_5$: Crystal structure and physical properties // J. Alloy Compd., 622 (2015) 745-750

ИЗМЕНЕНИЕ АНИЗОТРОПИИ ПРОВОДИМОСТИ ПРИ ЗАРОЖДЕНИИ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В ВИДЕ РЕДКИХ ИЗОЛИРОВАННЫХ ОСТРОВКОВ: ТЕОРИЯ И ПРИМЕНЕНИЕ К СЛОИСТЫМ СВЕРХПРОВОДНИКАМ

Григорьев П. Д.

*Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН
НИТУ «МИСиС»
grigorev@itp.ac.ru*

Найдено и количественно описано общее свойство: если сверхпроводимость в сильно анизотропном проводнике зарождается в виде изолированных сверхпроводящих островков, она уменьшает электрическое сопротивление анизотропно с максимальным эффектом вдоль оси с наименьшей проводимостью [1]. Сверхпроводящие флуктуации не приводят к такому эффекту [2]. В рамках максвелловского приближения среднего поля для квазидвумерного проводника с параметром анизотропии $\eta = \sigma_{zz}/\sigma_{xx} \ll 1$ со сверхпроводящими включениями сфероидной формы (с отношением полуосей $a_z/a_x = \gamma^{1/2}$) и объемной долей ϕ получена аналитическая формула для проводимости вдоль σ_{xx} и поперек σ_{zz} слоев в такой гетерогенной среде [3]:

$$\frac{\sigma_{xx}}{\sigma_1} \approx \frac{1}{1-\phi} + \phi, \quad \frac{\sigma_{zz}}{\sigma_1} \approx \frac{\eta}{1-\phi} + \frac{2\gamma\phi}{\ln(4\gamma/\eta) - 2}, \quad (1)$$

где σ_1 - проводимость вдоль слоев без сверхпроводящих включений.

Это свойство дает простой и общий инструмент для обнаружения неоднородной (островковой) сверхпроводимости в различных анизотропных соединениях. Полученная аналитическая формула (1) позволяет по данным о проводимости определить температурную зависимость объемной доли сверхпроводящей фазы $\phi(T)$ (если приближенно известна форма сверхпроводящих островков). Если имеются также данные о температурной зависимости диамагнитной восприимчивости, позволяющие независимо определить $\phi(T)$, то такое сравнение служит независимым подтверждением неоднородного зарождения проводимости, а сравнение экспериментальных данных по изменению анизотропии проводимости с уравнением (1) помогает приближенно определить форму сверхпроводящих включений.

С помощью описанного свойства и измерений электронной проводимости и диамагнетизма впервые показано [1,3] появление неоднородной сверхпроводимости в объемном соединении FeSe при атмосферном давлении и при температуре в несколько раз выше, чем известная ранее температура сверхпроводящего перехода $T_c=8\text{K}$. Это открытие помогает понять многочисленные необычные сверхпроводящие свойства FeSe, такие как пятикратное повышение T_c при увеличении давления до нескольких килобар. Подобное явление «анизотропного» зарождения сверхпроводимости наблюдается также в различных высокотемпературных сверхпроводниках и в органических металлах, для описания которых предложенная модель и расчеты также могут оказаться полезными.

Литература

1. A.A. Sinchenko, P.D. Grigoriev, A.P. Orlov, A.V. Frolov, A. Shakin, D.A. Chareev, O.S. Volkova, A.N. Vasiliev, Phys. Rev. B **95**, 165120, **2017**
2. А.А. Варламов, А. И. Ларкин, Теория флуктуаций в сверхпроводниках, Добросвет, М. , 2007
3. П. Д. Григорьев, А.А.Синченко и др., Письма в ЖЭТФ, **105**, 748, **2017**

НОВЫЕ ПЕРСПЕКТИВНЫЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ПЕРОВСКИТНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Григорьева А. В.

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
anastasia.grigorieva@gmail.com*

Значительным прорывом последнего времени в сфере солнечной энергетики явилось использование в структуре фотовольтаической ячейки новых твердофазных материалов, в первую очередь, органо-неорганических перовскитоподобных соединений, обеспечивающих рекордную эффективность данного класса устройств до 21 %. Темпы развития направления рекордны, что видно из анализа роста публикаций по оптимизации компонентного состава и микроструктуры перовскитных ячеек за последние годы, а также роста эффективности фотовольтаических устройств. Уникальное сочетание абсорбционных и транспортных свойств перовскитоподобных иодидов является причиной лавинообразно растущего интереса к таким устройствам.

Возможности оптимизации параметров перовскитных фотовольтаических элементов связаны с направленным варьированием состава и микроструктуры перовскитного слоя, внимательным выбором n- и p-проводящих слоев, оптимизацией микроструктуры и общей архитектуры границ раздела фаз.

В литературе имеются сведения о влиянии легирования MAPbI_3 по катиону или аниону на общую эффективность устройства и величину потенциала разомкнутой цепи. В ряде работ уделено внимание проблеме контроля морфологии частиц и направленному формированию агрегатной структуры слоя сенсibilизатора. Показана возможность варьирования оптических свойств перовскитоподобных соединений за счет варьирования морфологии кристаллитов и агрегатной структуры материала.

В то же время, большинство органо-неорганических структур обладают выраженной анизотропией электрон-транспортных свойств, что отрицательно сказывается на электропроводности пленок и стоку заряда на фотоанод и катод. Органо-неорганические перовскиты также не являются оптимальным решением, так как склонны к достаточно быстрой деградации в условиях циклирования ячеек, в том числе в условиях инертной атмосферы. Это напрямую связано со

взаимодействием этих соединений с компонентами других функциональных слоев устройств, их термической и фотодеградацией. В этой связи, перспективными являются поисковые работы, направленные на создание новых материалов с управляемыми электрон-транспортными свойствами. Пример такого подхода был продемонстрирован на фазе Cs_2SnI_6 , известной ранее в роли p-проводящего полупроводника. Соединение обладает собственной дефектностью, что позволяет легировать состав в достаточно широком диапазоне.[2] Показано, что восстановление соединения металлическим галлием приводит к образованию состава замещения с увеличенным содержанием Sn^{2+} . Изучены характеристики других неорганических иодидов и их производных, в том числе составы на основе сурьмы(III), галлия, индия(III).

На сегодняшний день окисление кислородом воздуха и гидролиз являются основными сложностями для использования перовскитных галогенидных соединений, содержащих Sn(II) и Ga(III), в промышленном масштабе. Отдельной главой исследования стало изучение термической стабильности сложных иодидов, позволяющее осуществлять предварительную оценку перспектив использования данного состава в структуре перовскитного фотовольтаического устройства. Исследования проведены в инертной атмосфере и в кислороде.

Впервые была изучена скорость деградации перовскитов, нанесенных на фотоанод (TiO_2 , ZnO). Проведено сопоставление результатов, полученных в инертной и окислительной атмосфере (на воздухе).

Литература

1. N. K. Noel, S. D. Stranks, A. Abate, C. Wehrenfennig, S. Guarnera, A.-A. Haghighirad, A. Sadhanala, G. E. Eperon, S. P. Pathak, M. B. Johnston, A. Petrozza, L. M. Herzog, H. J. Snaith. *Environ. Sci.*, **7**, 3061, **2014**.
2. Z. Xiao, H. Hosono, T. Kamiya. *Phys. Chem. Chem. Phys.*, **17**, 18900, **2015**.

**ОПИСАНИЕ ПОЛЯРОННЫМ МЕХАНИЗМОМ
ПРОВОДИМОСТИ КОЛОСАЛЬНОГО
МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ СЛОИСТОГО МАНГАНИТА
 $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_2\text{O}_7$**

С.А. Гудин, Н.И. Солин, Н.Н. Гапонцева

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского
отделения Российской академии наук, г. Екатеринбург, Россия*

** e-mail: gudin@imp.uran.ru*

Слоистые манганиты $(\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x)_{n+1}\text{Mn}_n\text{O}_{3n+1}$ с $n=2$ имеют величину колоссального магнитосопротивления (CMR) близкую к рекордной: $K(H) = \Delta\rho/\rho = (\rho(0) - \rho(H))/\rho(H) \sim 1000$. В работе исследовалось сопротивление монокристалла $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_{2(1-z)}\text{O}_7$ при температуре $T=75$ К, находящейся вблизи максимума CMR в магнитных полях от 0 до 90 кОе. Магнитные и электрические исследования проведены на установках PPMS-9 Quantum Design (USA) и на магнитометре MPMS-5XL SQUID. Измерения произведены в базисной плоскости образца (ток направлен вдоль оси a , $H \uparrow \uparrow c$).

В [1] было показано, что для $(\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x)_{n+1}\text{Mn}_n\text{O}_{3n+1}$ поляронное состояние является «лучшей аппроксимацией к точному основному состоянию, чем все оптимальные энергии однородных состояний». Хотя природа носителей заряда в низкотемпературном состоянии легированных манганитов до сих пор не ясна, данные фотоэмиссионной спектроскопии показывают сохранение поляронов как основных носителей заряда в $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_2\text{O}_7$ ниже T_C [2]. В данной работе предполагалось, что поляронная проводимость в $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_2\text{O}_7$ сохраняется в низкотемпературном металлоподобном состоянии. Транспортные свойства $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_2\text{O}_7$ обусловлены увеличением размера поляронов при уменьшении температуры и наложении магнитного поля H («размерный» механизм проводимости). Движение поляронов как целого крайне медленно, т.к. они обладают довольно большой эффективной массой и обычно запинингованы на примесные центры. Основным механизмом проводимости – перескоки электронов проводимости с одного полярона на соседний.

Однако кроме «размерного» механизма проводимости, должен существовать «ориентационный» механизм проводимости, связанный с зависимостью скорости переноса носителей тока между

ферромагнитными поляронами от угла θ между направлениями их спинов. В магнитных полях больших поля насыщения $H > H_{sat} \sim 10 \text{ kOe}$ «ориентационный» механизм проводимости уже не вносит вклада в сопротивление (все магнитные моменты выстроены вдоль \mathbf{H}). На основе подхода [3] по разделению вкладов в магнитосопротивление от «размерного» и «ориентационного» механизмов проводимости в полях $H \geq 50 \text{ kOe}$ из требования совпадения экспериментальных и расчетных значений сопротивления для $T=75 \text{ K}$ были определены значения параметров $B = (0,0056 \pm 0,0001) \Omega \text{cm}$, $C = (433 \pm 8) \text{ kOe}$, $D = (41,4 \pm 0,6) \text{ kOe}$,

входящих в сопротивление $\rho(H) = B \exp\left(\frac{C}{D + H}\right)$, описываемое поляронным («размерным») механизмом сопротивления [1]. Вычисленная кривая $\rho(H)$ практически совпала с экспериментальной. Таким образом, в рамках «поляронного» механизма проводимости вблизи температурного максимума CMR удалось описать наблюдаемое магнитосопротивление $\text{La}_{1,2}\text{Sr}_{1,8}\text{Mn}_2\text{O}_7$.

Авторы благодарят К.И. Кугеля за ценные замечания, сделанные при обсуждении результатов этой работы. Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Квант» (“Quantum”), № 01201463332) при частичной поддержке УрО РАН (проект № 15-8-2-10).

Литература

1. M. Yu. Kagan, K.I. Kugel'. Phys.-Usp. **44** (6), 553, **2001**
2. N. Mannella, W. L. Yang, K. Tanaka et al, Phys. Rev. B **76**, 233102, **2007**
3. S.A. Gudin, M.I. Kurkin, E.A. Neifel'd, A.V. Korolev, N.A. Ugryumova, and N.N. Gapontseva. J. Exp.Theor. Phys. **121** (5), 878, **2015**

ВЛИЯНИЕ УДЕЛЬНОГО КОЛИЧЕСТВА ВОДОРОДНЫХ СВЯЗЕЙ НА УПРУГИЕ СВОЙСТВА ОЛИГОМЕРОВ ПРОПИЛЕНГЛИКОЛЯ

Данилов И.В.^{1,2*}, Поликарпова У.А.², Громницкая Е.Л.¹, Ляпин А.Г.^{1,2},
Бражкин В.В.¹

¹ *Институт физики высоких давлений РАН*

² *Московский физико-технический институт*

idanilov@hppi.troitsk.ru

Молекулярные глассформеры – это многочисленный класс жидкостей, имеющих обширное применение в химической, фармацевтической, пищевой и других отраслях промышленности, однако характер межчастичного взаимодействия в этих веществах изучен недостаточно. Существенную роль в межмолекулярном взаимодействии молекулярных глассформеров играют водородные связи. В исследованных нами веществах (моно-, ди- и трипропиленгликоле) массы и длины молекул отличаются, однако количество гидроксильных ОН групп остается постоянным и равно двум [1, 2]. Мы исследовали упругие свойства олигомеров пропиленгликоля под давлением как в жидком, так и в стеклообразном состоянии, а также при фазовом переходе стекло-жидкость. Исследования проводились на ультразвуковом пьезометре типа цилиндр-поршень до давления 1 ГПа в жидкой фазе и до 1.8 ГПа в стеклообразной фазе, а также при переходе стекло-жидкость при изобарических отогревах в интервале температур от 77 до 295 К. Импульсным методом измерялись продольная и поперечная скорости ультразвука на частотах 10 МГц и 5 МГц, соответственно, при этом проводились прямые измерения объема под давлением. По этим данным рассчитывались модули объемной упругости V и сдвига G .

Сопоставление результатов экспериментов выявило схожий характер поведения сжимаемости олигомеров как в жидкой, так и в стеклообразной фазе (Рис. 1). Несмотря на то, что модули сдвига и объемной упругости ди- и трипропиленгликоля были существенно ниже, чем у монопропиленгликоля, их барические производные были выше, что выполнялось как в жидком, так и в стеклообразном

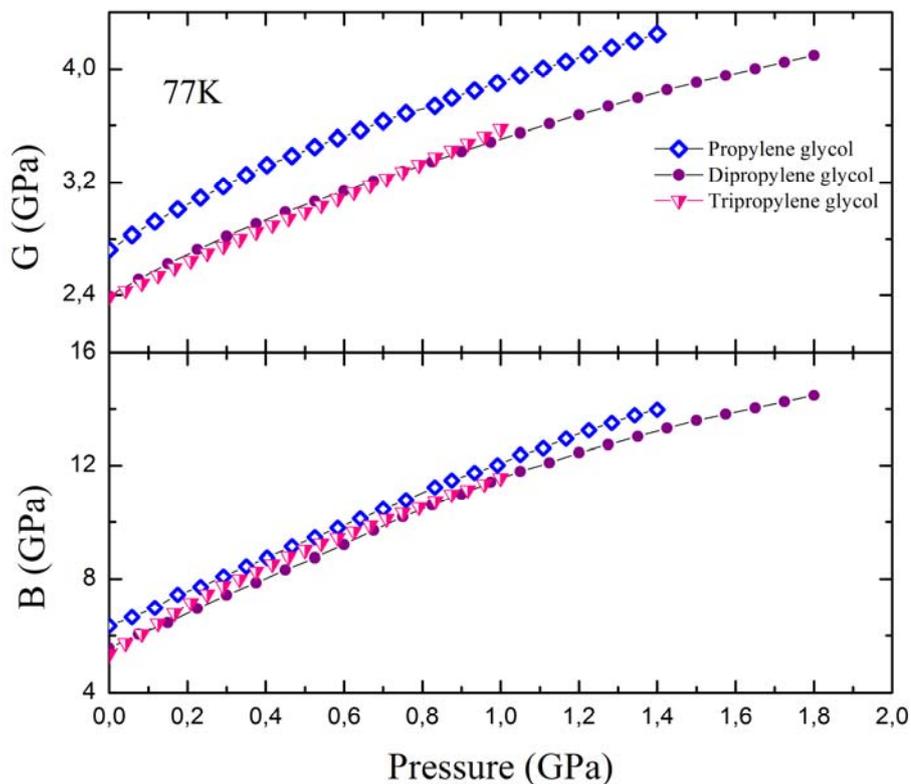


Рис. 1 Барические зависимости модуля сдвига и модуля объемной упругости стеклообразных олигомеров пропиленгликоля ($T=77$ К) состоянии. При отогреве от 77 К до комнатной температуры обнаружилась монотонная зависимость упругих модулей и температуры стеклования от массы молекул. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 16-32-00340 мол-а)

Литература

1. R. Casalini, C. M. Roland, Phys. Rev. B, **69**, 094202, **2004**
2. C. Leo'n, K. L. Ngai, C. M. Roland, J. Chem. Phys., **110**, 11585, **1999**

ИЗМЕНЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО СОСТОЯНИЯ В ЦЕЗИИ ПРИ СИЛЬНОМ СЖАТИИ

Дегтярева В.Ф.

*Институт физики твердого тела РАН, г. Черноголовка
degtyar@issp.ac.ru*

Цезий относится к щелочным элементам, которые являются простыми металлами с одним валентным s электроном. При нормальном давлении щелочные металлы имеют ОЦК структуру, и переходит в ГЦК при повышении давления. При более высоком давлении для щелочных металлов обнаружены сложные структурные превращения и изменение физических свойств [1,2]. Цезий является самым тяжелым из элементов IA группы и переходит из ОЦК в ГЦК при низком давлении 2.4 ГПа. В диапазоне давлений от 4 до 70 ГПа образуются структуры $oC84$, $tI4$, $oC16$.

При давлении ~ 75 ГПа цезий возвращается к плотнейшей упаковке металлов с двойной гексагональной плотноупакованной структурой ($Cs - dhcp$), которая устойчива до давлений 223 ГПа. Эта фаза цезия подобна плотноупакованной гексагональной структуре для элементов IV группы (Si, Ge, Sn, Pb) при высоком давлении. Можно предположить подобие электронного состояния $Cs - dhcp$ и элементов IV группы, имеющих 4 sp валентных электрона.

Важный вклад структурной энергии связан с валентными электронами, энергетический вклад которых понижается при условии близости уровня Ферми и плоскостей зоны Бриллюэна [2,3]. Значение этого вклада усиливается с уменьшением объема, что приводит к образованию под давлением низкосимметричных структур со сложной конфигурацией зоны Бриллюэна. Степень заполнения зоны Бриллюэна электронными состояниями (объемом сферы Ферми) определяет физические свойства фазы. Необходимым условием для понимания сложных структур Cs при давлении > 4 ГПа и степени сжатия более 0.4 следует принять перекрытие электронных уровней остова и валентной зоны. Это приводит к увеличению числа валентных электронов в сильно сжатом цезии, как и в других щелочных металлах [4,5].

Литература

1. M. I. McMahon, R. J. Nelmes, *Chem Soc Rev*, 35, 943, 2006
2. В. Ф. Дегтярева, *УФН*, 174, 383, 2006
3. V. F. Degtyareva, I. S. Smirnova, *Z. Kristallogr.*, 222, 718, 2007
4. V. F. Degtyareva, O. Degtyareva, *New J. Phys.*, 11, 063037, 2009
5. V. F. Degtyareva, *Solid State Sci.*, 36, 62, 2014

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОДОРОДА С СИЛИКАТАМИ ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ

Ефимченко В. С.

Институт физики твердого тела РАН

efimchen@issp.ac.ru

Объектами исследования были кварцевое стекло и содержащие магний аморфные силикаты: $Mg_{0.3}SiO_{2.3}$, $Mg_{0.6}SiO_{2.6}$ и $Mg_{0.9}SiO_{2.9}$. Образцы насыщали водородом при температурах 150-800 °С и давлении 7.5 ГПа, после чего охлаждали (закачивали) до температуры жидкого азота, снижали давление до атмосферного, извлекали образцы из ячейки высокого давления. Величину растворимости водорода X , определяемую как количество молекул H_2 приходящихся на формульную единицу гидрируемого вещества, и его состояние (атом или молекула), исследовали методами термодесорбции и комбинационного рассеяния.

На рисунке 1 показано содержание водорода в кварцевом стекле при $P=7.5$ ГПа как функция температуры.

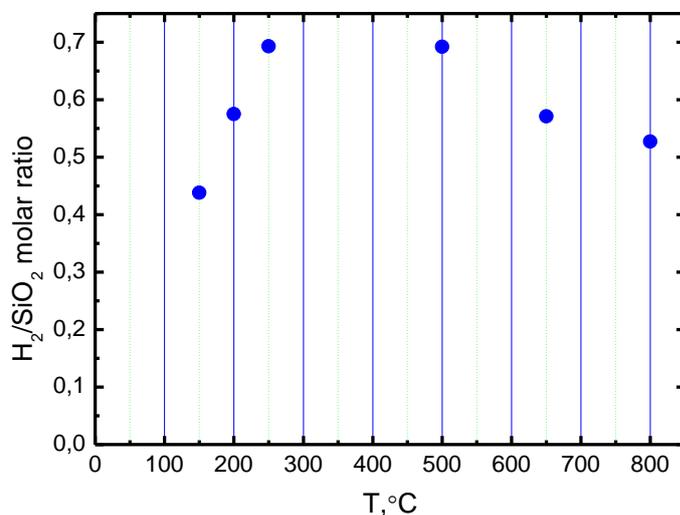


Рисунок 1. Содержание водорода в кварцевом стекле при $P = 7.5$ ГПа в зависимости от температуры насыщения.

Как видно из рисунка 1, содержание водорода в кварцевом стекле растет в интервале от температур от 150 до 250 °С с $X=0.438$ до $X=0.697$. При температурах от 500°С до 800°С количество растворившегося водорода падает с $X=0.692$ до $X=0.527$.

В тоже время, количество водорода, поглощенного аморфными силикатами магния при тех же давлениях и температурах, оказалось существенно меньшим чем в кварцевом стекле и уменьшалось по мере увеличения содержания магния в силикате. При максимальном содержании магния в аморфном силикате $Mg_{0.9}SiO_{2.9}$, количество растворившегося водорода $X=0.259$ при $P=7.5$ ГПа и $T=250^\circ C$.

Состояние водорода, растворенного в кварцевом стекле и аморфных силикатах магния, было изучено методом комбинационного рассеяния света (КРС) при температуре жидкого азота. На рисунках 2 и 3 показаны спектры кварцевого стекла и аморфного силиката $Mg_{0.9}SiO_{2.9}$, насыщенных водородом при $P=7.5$ ГПа и $T=800$ и $250^\circ C$.

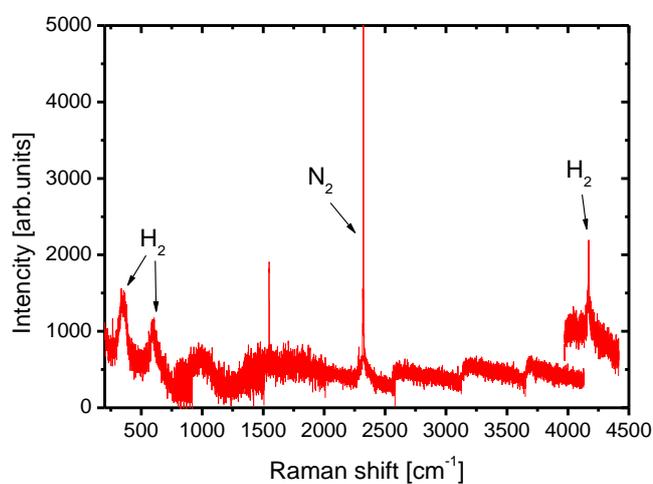
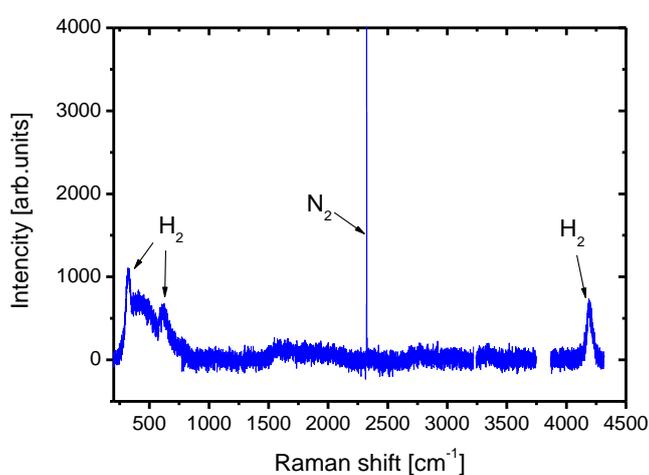


Рисунок 2. Спектр КРС кварцевого стекла насыщенного водородом при $P=7.5$ ГПа и $T=800^\circ C$.

Рисунок 3 Спектры КРС аморфного силиката $Mg_{0.9}SiO_{2.9}$ насыщенного водородом при $P=7.5$ ГПа и $T=250^\circ C$

Как видно из рисунков, несмотря на различие в химических составах и температурах синтеза, оба образца содержали водород в виде молекулы H_2 , имеющей растягивающие моды при 4190 см^{-1} в кварцевом стекле и 4170 см^{-1} в силикате $Mg_{0.9}SiO_{2.9}$, а также две вращательные моды на частотах $320, 600\text{ см}^{-1}$ и $350, 598\text{ см}^{-1}$.

Каких-либо Si-O-H, Si-H или Mg-H линий обнаружено не было, что указывает на то, что водород растворяется в обоих силикатах в молекулярной форме.

ОТРАЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ОТ ДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ С ВЫСОКОЙ ПОДВИЖНОСТЬЮ В ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Загороднев И.В., Заболотных А.А., Волков В.А.

*ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН,
Московский физико-технический институт
igor.zagorodnev@gmail.com*

Известно, что закон дисперсии 2D плазмонов качественно меняется при учете электромагнитного запаздывания [1,2]. 2D плазмон-поляритоны, т.е. 2D плазмоны при учёте электромагнитного запаздывания, добротны при всех частотах, в том числе и при частотах меньших $1/\tau$, где τ - время релаксации импульса, если статическая проводимость 2D электронной системы (ЭС) σ , имеющая размерность скорости в СГС, становится больше $c/2\pi$, где c – скорость света.

Закон дисперсии плазмон-поляритонов в постоянном магнитном поле B , ортогональном плоскости 2D ЭС, т.е. спектр магнитоплазмон-поляритонов, исследовался в работе [3]. Оказалось, что характерный вид спектра существенно зависит от параметров системы (времени релаксации, магнитного поля и проводимости), возможно возникновение новой моды, а также было показано, что наличие внешнего магнитного поля «смягчает» условия появления добротных плазмон-поляритонов. При этом в работе [3] не обсуждалось как именно проявляются полученные моды. Такие моды могут проявляться в коэффициентах отражения и пропускания электромагнитных волн через 2D ЭС. Следуя [4] в данной работе вычислены коэффициенты отражения и пропускания электромагнитных волн от обсуждаемой 2D ЭС в перпендикулярном магнитном поле.

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда (проект № 16-12-10411).

Литература

1. В.И. Фалько, Д.Е. Хмельницкий. ЖЭТФ 95, 1988, 1989
2. А.О. Говоров, А.В. Чаплик. ЖЭТФ 95, 1976, 1989
3. V.A. Volkov, A.A. Zabolotnykh. Phys. Rev. B 94, 165408, 2016
4. Wang-Kong Tse, A. H. MacDonald. Phys. Rev. B 84, 205327, 2011

ПРОБЛЕМЫ ПОЛНОТЫ ЦИТИРОВАНИЯ ИСТОЧНИКОВ В НАУЧНЫХ СТАТЬЯХ ПО ФИЗИКЕ ТВЕРДОГО ТЕЛА И СМЕЖНЫМ ДИСЦИПЛИНАМ

Захарова Е.В.

Редакция журнала «Успехи физических наук»

zharova@ufn.ru

Оценка уровня результативности научной деятельности отдельных ученых, научных коллективов и научных организаций в настоящее время влияет в первую очередь на финансирование проектов в рамках различных грантов, программ и т.д. Поэтому так важно учитывать все критерии, по которым рассчитывается эта оценка. Один из критериев – наукометрические показатели, которые публикуются ведущими мировыми базами данных, такими как Web of Science [1]. В подобных базах данных оценивается публикационная активность ученых и научных коллективов. Одной из важнейших составляющих любой научной публикации является список цитированных источников.

Для читателя и рецензента список литературы – один из показателей компетентности автора в своей области исследования. Список литературы научной статьи включает ссылки на источники, которые используются при написании статьи в виде заимствования любого контента, анализа других публикаций, отсылки в тексте к

другим публикациям. В этих случаях включение в Список литературы публикаций, упоминаемых в тексте, является обязательным, отсутствие ссылки квалифицируется как нарушение авторских прав [2]. Разумеется, список литературы не должен ограничиваться таким «обязательным» набором цитат. Необходимо как можно более полно цитировать источники, это, прежде всего, включение ссылок на классические работы, наиболее авторитетные статьи в этой области.

В списках цитированных источников статей российских авторов, в том числе, ученых работающих в области физики твердого тела и смежных дисциплин, существуют общие проблемы при цитировании:

1) Цитирование только «обязательного» минимума источников, иногда отсутствуют ссылки даже на материалы из других работ.

2) Недостаточность или даже отсутствие ссылок на новые работы в исследуемой области. Или, наоборот, слишком большие массивы новой литературы по исследуемой проблеме (особенно в обзорных статьях), которые недостаточно изучены (или даже не прочитаны) автором, и поэтому не ясно, представляют ли эти статьи интерес в исследуемой области. Это приводит к цитированию слабых, недостойных такой «рекламы» работ.

3) Недостаточность или, наоборот, избыток самоцитирований.

4) Отсутствие ссылок на работы конкурентов [3].

5) Большое количество ссылок в обзорных статьях на источники, не имеющие DOI.

6) Отсутствие ссылок на перевод русскоязычных статей и книг.

Основные рекомендации по составлению списка литературы к научной статье:

1) Список литературы должен обязательно содержать ссылки на материалы из других источников, которые используются в статье, иначе это будет нарушение авторских прав.

2) В список литературы должны включаться только те источники, в научной ценности которых автор уверен. Недопустимо включать ссылки на издания, с которыми автор не ознакомился лично.

3) Корректное цитирование: ссылка должна быть правильной и исчерпывающей.

4) Изучение новой литературы в своей области исследования необходимо включить в план своей работы и делать это регулярно, применяя новейшие методы поиска и отбора научной литературы.

5) Обоснованное и грамотное самоцитирование приветствуется. Оно позволяет избежать самоплагиата и является очень хорошей саморекламой.

б) Отслеживание правильности цитирования собственных работ (например, по Web of Science) и коррекция неправильных цитирований [1].

Ответственный подход к составлению списка цитированной литературы, обеспечение наиболее полного цитирования источников – это лучшая реклама собственной статьи и одна из составляющих ее успешного цитирования.

Работа частично поддержана грантом РФФИ 16-07-01281 А.

Литература

1. Е. В. Захарова, в сб. XV Школа-конференция “Проблемы физики твердого тела и высоких давлений», Сочи, 16 – 25 сентября 2016 г., М.: ФИАН, 2016, с. 114
2. Т. О. Куликович, Основы научного цитирования, Минск: БГУ, 2010
3. П. П. Фёдоров, А. И. Попов, Вестник РАН, **84**, 222, 2014

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ ПЛАНИРОВАНИЯ ДЛЯ СОСТАВЛЕНИЯ СПИСКОВ ЦИТИРОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ В НАУЧНЫХ СТАТЬЯХ ПО ФИЗИКЕ ТВЕРДОГО ТЕЛА И СМЕЖНЫМ ДИСЦИПЛИНАМ

Захарова Е.В.

*Редакция журнала «Успехи физических наук»
zaharova@ufn.ru*

Ответственный подход к составлению списка цитированной литературы, обеспечение наиболее полного цитирования источников – это лучшая реклама собственной статьи и одна из составляющих ее успешного цитирования [1]. В настоящее время просмотр и отбор новой литературы из бурного информационного потока, отнимает много времени. Кроме того, не всегда однозначны критерии отбора.

Для поиска литературы сейчас существует много баз данных, в которых поиск возможен по различным параметрам, поэтому поисковый процесс при определенных навыках можно значительно ускорить. Для отбора источников цитирования в научных статьях предлагается использовать некоторые методики, которые применяются в бизнесе как инструменты планирования, контроля и проектирования.

1) Для визуализации списка цитированной литературы можно использовать «принцип локомотива» [2]. Локомотив – в данном случае это научная статья, тащит за собой определенное количество вагонов – ссылки в списке литературы. Источники могут содержать: ценные, авторитетные работы, на которые следует ссылаться; вторая группа – не очень интересные, но ценные тем, что содержат описание теорий и методик, на которые можно сослаться; третья группа – не очень ценные и не очень интересные работы, большинство из которых можно исключить из списка литературы; ошибочные или очень слабые статьи, включение которых в список литературы без особой необходимости нецелесообразно. Использование «принципа локомотива» поможет при расстановке приоритетов в процессе включения ссылок в список литературы к статье.

2) С помощью методов, которые используют закон Парето [3], можно оценить релевантность цитирования источника. Для каждого источника указываются показатели рейтинга (известности) автора источника, полезность информационного содержания источника, а также рейтинг (цитируемость) источника в Web of Science в настоящий момент и прогноз на будущее. Произведя несложные расчеты, можно выяснить ценность источника.

3) Часто при написании больших работ (например, обзоров) возникает необходимость обдумать структуру не только статьи в целом, но и списка цитированной литературы. В этом случае можно использовать несколько интересных методик, которые используются в бизнесе для развития идей и планирования. Например, метод «Цветок лотоса» - центробежная таблица для развития идей [4]. Радиальные (лучевые) диаграммы [5] – метод нелинейного представления информации, а также интеллект-карты (mind maps) [6] – структуризация концепций в виде диаграммы связей. Использование подобных методик позволяет визуализировать структуру списка цитированных источников, что очень полезно для создания корректного, осознанного списка литературы.

Примеры использования этих методов даны в презентации этого доклада.

Работа частично поддержана грантом РФФИ 16-07-01281 А.

Литература

1. Е. В. Захарова, «Проблемы полноты цитирования источников в научных статьях по физике твердого тела», в сб. XVI Школа-конференция “Проблемы физики твердого тела и высоких давлений», Сочи, 2017 г., М.: ФИАН, **2017**
2. Б. Харрисон, Тайм-менеджмент, **2007**
3. С. Джонсон, Закон 80/20: преуспеть без усилий, **2014**
4. М. Микалко, Рисовый штурм и еще 21 способ мыслить нестандартно, М.: Манн, Иванов и Фербер, **2015**
5. П. Бёрд, Тайм-менеджмент, М.: ФАИР ПРЕСС, **2004**
6. Т. Бьюзен, Б. Бьюзен, Супермышление, **2017**

СИНТЕЗ, СТРУКТУРА И СВОЙСТВА МОДИФИКАЦИЙ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ $\text{VO}_2(\text{M2})$ И $\text{VO}_2(\text{S})$.

Зибров И.П., Филоненко В.П.

*Институт физики высоких давлений им. Л.Ф.Верецагина РАН
zibrov@hppi.troitsk.ru*

Диоксид ванадия имеет две модификации, стабильные при обычном давлении - $\text{VO}_2(\text{R})$ ($T > 70 \text{ C}$) [1] и $\text{VO}_2(\text{M1})$ ($T < 70 \text{ C}$) [2], еще две модификации были синтезированы в гидротермальных условиях - $\text{VO}_2(\text{A})$ [3] и $\text{VO}_2(\text{B})$ [4]. В условиях высоких давлений были получены модификации $\text{VO}_2(\text{M2})$ и $\text{VO}_2(\text{M3})$ [5]. Следует отметить, что модификации R, M1, M2 и M3 относятся к структурному типу рутила (TiO_2), причем R имеет неискаженную, тетрагональную ячейку рутила, а M1, M2 и M3 имеют различные моноклинные искажения. Новая модификация высокого давления $\text{VO}_2(\text{S})$ (обозначение введено нами) получена путем термобарической

обработки смеси порошков V_2O_3 и $\alpha-V_2O_5$ в соотношении 1:1 в камерах высокого давления типа «тороид» при $P=5.0$ ГПа и $T=600$ С. Соединение изоструктурно с симпсонитом $Al_4Ta_3O_{13}(OH)$. Интересно отметить, что это всего второе соединение, которое кристаллизуется в этом структурном типе. Вторая модификация высокого давления M2 также получена путем термобарической обработки смеси порошков V_2O_3 и $\alpha-V_2O_5$ в соотношении 1:1 при $P=7.0$ ГПа и $T=850$ С. Структура обеих фаз уточнялась по методу Ритвельда с использованием данных порошковой рентгеновской дифракции: 1 - $VO_2(S)$, $a=7.37329(8)$, $c=4.52703(8)$ Å, $V=213.141(3)$ Å³, $Z=7$, П.Г. $P3$; 2 - $VO_2(M2)$, $a=9.0846(2)$, $b=5.78117(5)$, $c=4.53439(9)$ Å, $\beta=91.595(1)^\circ$, $V=238.054(3)$ Å³, $Z=8$, П.Г. $C 2/m$. В обеих модификациях атомы ванадия находятся в шестерной координации из атомов кислорода в форме октаэдров $[VO_6]$. Было проведено исследование инфракрасных спектров синтезированных соединений, а также спектров комбинационного рассеяния света. Изучение температурной зависимости электрической проводимости показало, что они являются полупроводниками.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-03-00171 а.

Литература

1. V.M. Goldschmidt, T. Barth, D. Holmsen, G. Lunde, W.H. Zachariasen, *Skrifter utgitt av det Norske Videnskaps-Akademi i Oslo 1: Matematisk-Naturvidenskapelig Klasse*, **9**, 1, **1926**
2. G. Andersson, *Acta Chemica Scandinavica*, **10**, 623, **1956**
3. Y. Oka, S. Sato, T. Yao, N. Yamamoto, *J. of Solid State Chem.*, **141**, 594, **1998**
4. Y. Oka, T. Yao, N. Yamamoto, *J. of Solid State Chem.*, **105**, 271, **1993**
5. B.L. Chamberland, *J. of Solid State Chem.* **7**, 377, **1973**

МЕХАНИЗМ ДВУХФАЗНОГО РАСПАДА ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ Pd-Au-H

Зуйкова В. Ю.

*Институт физики твердого тела РАН
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
vick.zujkova@yandex.ru*

ГЦК сплавы на основе бинарных систем Pd-Cu, Pd-Ag и Pd-Au давно и широко применяются для диффузионной очистки водорода, разделения его изотопов и других практических целей, поэтому процессы образования и распада твердых растворов водорода в этих сплавах изучались на протяжении многих десятилетий. Ранее установлено, что при температурах вблизи комнатной образование концентрированных твердых β растворов (гидридов) при повышении давления водородом происходит путем движения плоского фронта β фазы с поверхности внутрь образца и сопровождается возникновением упругих напряжений порядка предела текучести. Распад гидридов при понижении давления происходит совсем иначе. Сначала β фаза обедняется водородом однородно по объему вплоть до некоторой граничной концентрации, а затем начинается двухфазный распад: из β фазы с почти неизменной концентрацией водорода выделяются частицы металла (α фазы) практически без водорода, причем выделение этих частиц идет однородно по объему образца и не создает макроскопических упругих напряжений. Из-за большого объемного эффекта гидрирования $\Delta V \sim 5-15\%$, различие в механизмах образования и распада гидроксида приводит к сильному необратимому изменению формы образцов, что наблюдалось в циклах гидрирование/дегидрирование у чистого палладия.

Предлагаемая работа посвящена изучению двухфазного этапа процесса дегидрирования палладия и его сплавов. Обнаружен и рассмотрен эффект, не наблюдавшийся ранее и состоящий в том, что на первых стадиях двухфазного распада закаленных образцов твердых растворов Pd-Au-H выделения α фазы имеют меньший параметр решетки, чем он был у сплава до насыщения водородом.

Образцы Pd и неупорядоченных ГЦК сплавов Pd-Au с 6 и 20 ат.% Au в виде пластинок размером $4 \times 4 \times 0.15$ мм³ насыщали водородом при давлениях от 0.6 до 7.4 ГПа и температуре 600 °С. Высокая температура обеспечила отжиг механических напряжений,

возникавших при гидрировании. Полученные однофазные образцы β растворов Pd-H и Pd-Au-H, закаленные до температуры жидкого азота, были затем подвергнуты ступенчатому отжигу в термодесорбционной установке для частичного выделения водорода. Фазовый состав и параметры ГЦК решетки фаз в образцах с частично выделенным водородом исследовались методом рентгеновской дифракции при $T = 85 \text{ K}$.

Отогрев всех исследовавшихся образцов в вакууме до $+50 \text{ }^\circ\text{C}$ приводил к их однородному обеднению водородом, а при более высоких температурах начинался двухфазный распад. При двухфазном распаде гидрида чистого палладия выделение частиц металла без водорода (α фазы) происходило более или менее однородно по объему в согласии с литературными данными.

Двухфазный распад гидридов обоих сплавов Pd-Au, напротив, начинался с поверхности и лишь после уменьшения среднего содержания водорода в образце на 20–30% становился более или менее однородным по объему. Рентгенографическое исследование показало, что параметр ГЦК решетки у первых выделений α фазы был примерно на 0.2% меньше, чем у исходного сплава. Анализ полученных результатов привел нас к выводу, что наблюдавшийся эффект был вызван растяжением тонкого слоя выделившегося металла вдоль поверхности образца напряжениями около 0.3 ГПа, что по порядку величины равно пределу текучести сильно деформированных сплавов. В направлении, перпендикулярном к поверхности, этот слой был сжат, поскольку у палладия, как и у подавляющего большинства других материалов, коэффициент Пуассона положителен. Структурное исследование образцов Pd-Au-H мы проводили с помощью порошкового рентгеновского дифрактометра в конфигурации θ – 2θ (Брэгга-Брентано), поэтому дифракционная картина создавалась только атомными плоскостями, параллельными поверхности образца, то есть, как раз теми плоскостями, расстояние между которыми было уменьшено упругими напряжениями.

Таким образом, дегидрирование сплавов Pd-Au происходит в значительной степени по тому же механизму, что и гидрирование – путем движения фронта новой фазы с поверхности внутрь образца. Симметричность процессов объясняет, почему, в отличие от чистого палладия, сплавы Pd-Au не испытывают сильного необратимого изменения формы в циклах гидрирование/дегидрирование (что является одной из основных причин использования сплавов, а не чистого палладия, для практических приложений).

СИСТЕМЫ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК И ПЕРСПЕКТИВЫ ИХ ПРИМЕНЕНИЯ ДЛЯ КВАНТОВОГО КОМПЬЮТИНГА

Капуткина Н.Е.¹, Алтайский М.В.²

¹*Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»*” nataly@misis.ru

²*Институт космических исследований РАН*
altaisky@mx.iki.rssi.ru

Квантовые точки (КТ) важны не только как элементная база наноэлектроники, но и как основа информационных систем нового поколения. Важными их достоинствами являются миниатюрность, возможность контроля уровней энергии, заряда и формы КТ, масштабируемость и возможность оптического приготовления/измерения состояний отдельных КТ.

Перспективны регистры памяти на спиновых состояниях КТ. Для системы из кубитов 2^N , реализуемых в виде спинов одноэлектронных КТ, построено мультиплетное представление пространства спиновых состояний. Предложен пирамидальный алгоритм сжатия информации, аналогичный вейвлет-преобразованию для классических переменных. Предложена реализация CNOT гейта в мультиплетном базисе [1]. Вместо обращения к спинам отдельных кубитов внешнее воздействие производится на пространство спиновых состояний всего регистра, что снижает вероятность декогеренции из-за адресного воздействия на спины отдельных КТ. Использование мультиплетного базиса может быть полезно для повышения устойчивости квантовой памяти к флуктуациям окружения.

Квантовые нейронные сети на основе массивов КТ являются перспективным кандидатом на роль масштабируемого адиабатического квантового компьютера. Исследование квантовой запутанности в системе взаимодействующих КТ с диполь-дипольным взаимодействием выполнено при различных температурах окружения. Было обнаружено, что несмотря на относительно небольшое характерное время релаксации запутанности (несколько пикосекунд), в системе возникают смеси запутанных состояний которые могут сохраняться до наносекундных времен и до температур порядка 100 К и выше, вплоть до комнатных температур [2,3].

Используя уравнение фон Неймана мы анализируем динамику квантовых состояний массива КТ в качестве перспективных элементов адиабатических квантовых компьютеров будущего, способных работать при комнатной температуре. Для массива из двух кубитов с диполь-дипольным взаимодействием между ними и общим термостатом эволюция начального симметричного состояния приводит к равновзвешенной смеси трех симметричных состояний базиса Белла, не смешиваясь с синглетным состоянием. Для массива из трех кубитов аналогичные эффекты наблюдаются в кватертном состоянии.

Литература

1. M.V.Altaisky, N.E.Kaputkina, International Journal of Quantum Information, **10**, 1250026, **2012**
2. M. V. Altaisky, N. N. Zolnikova, N. E. Kaputkina, V. A. Krylov, Yu. E. Lozovik, N. S. Dattani. Appl. Phys. Lett., **108**, 103108, **2016**
3. M. V. Altaisky, N. N. Zolnikova, N. E. Kaputkina, V. A. Krylov, Yu. E. Lozovik, N. S. Dattani, Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications, **24**, 24, **2017**

ЭЛЕКТРОНЫ В НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СИСТЕМАХ СО СПИН-ОРБИТАЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ: ПРОЯВЛЕНИЯ ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ СПИНОВОЙ СИММЕТРИИ

Козулин А.С., Конаков А.А., Малышев А.И., Кириллова Н.Е.

*Нижегородский государственный исследовательский университет
им. Н.И. Лобачевского*

Электронпочта: SashaKozulin@yandex.ru

Низкоразмерные системы со спин-орбитальным взаимодействием (СОВ) изучаются уже несколько десятилетий. За это время сформировалось целое направление физики конденсированного состояния вещества – спинтроника [1]. Интерес к ней обусловлен, главным образом, надеждами создания новых устройств [2, 3], в которых спин носителя играл бы ключевую роль. В некоторых из них предлагается управлять спиновыми степенями свободы посредством контроля прецессии спина электрона в эффективном магнитном поле, генерируемом СОВ. В этой связи весьма перспективными могут оказаться устройства на основе двумерных и квазиодномерных систем с СОВ, обладающих дополнительной симметрией связанной со спиновыми степенями свободы, в которых оказываются подавленными некоторые механизмы спиновой релаксации.

Первая часть данной работы посвящена двумерным электронным системам, сформированным в квантовых ямах (КЯ) с различными направлениями роста. В результате исследования эффективного гамильтониана с обобщенным линейным по импульсу СОВ вкладом, описывающего такие системы, было получено общее условие, при выполнении которого двумерный электронный газ обладает дополнительной симметрией связанной со спиновыми степенями свободы [4]. При ее наличии в двумерных системах формируются спиновые хеликсы – особые спиновые текстуры, связанные с прецессией спина электрона в коллинеарном эффективном магнитном поле, генерируемом СОВ [4, 5]. Согласно нашим расчетам, режим спинового хеликса может быть реализован в широком классе двумерных систем, в частности в [001], [110] и [113] КЯ.

Во второй части работы исследована спиновая прецессия в квазиодномерных волноводах с СОВ, сформированных в КЯ с различными направлениями роста. Для случая, когда исследуемая система обладает дополнительной спиновой симметрией, получено

аналитическое решение стационарного уравнения Шредингера. Показано, что только при наличии такой симметрии возможен кроссинг в дисперсионных кривых.

Мы также рассмотрели многомодовый транспорт в квазиодномерных неоднородных волноводах с СОВ. С использованием формализма матрицы рассеяния были вычислены спинзависимые кондактансы и спиновая поляризация при различных значениях параметров системы. На зависимостях спинзависимых кондактансов от энергии носителей обнаружены провалы типа резонансов Фано. Численные расчеты показывают, что положения минимумов спинзависимых кондактансов нетривиально зависят от соотношения между параметрами СОВ.

Работа частично поддержана РФФИ и Министерством Образования и Науки РФ в рамках выполнения проектной части госзаданий № 3.3026.2017 и 3.2637. 2017.

Литература

1. Y. Xu, D.D. Awschalom and J. Nitta, Handbook of spintronics, Springer, **2016**
2. S. Datta and B. Das, Appl. Phys. Lett. **56**, 665, **1990**
3. J. Schliemann, J.C. Egues, and D. Loss, Phys. Rev. B **90**, 146801, **2003**
4. A.S. Kozulin, A.I. Malyshev, and A.A. Konakov, Journal of Physics: Conf. Series, **816**, 012023, **2017**
5. B.A. Bernevig, J. Orenstein, and S.-C. Zhang, Phys. Rev. B, **97**, 236601, **2006**

ОБРАТНЫЙ ЭФФЕКТ БЛИЗОСТИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРОВОДАХ С ИНДУЦИРОВАННОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬЮ

Копасов А. А.^{1,*}, Хаймович И. М.^{1,2}, Мельников А. С.^{1,3}

*1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7,
Нижегород, 607680.*

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

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

**kopasov@ipmras.ru*

Квазиодномерные полупроводниковые провода с сильным спин-орбитальным взаимодействием, большим g фактором и индуцированной сверхпроводимостью являются перспективной экспериментальной платформой для поиска майорановских состояний [1], которые, предположительно, могут быть использованы для реализации топологических квантовых вычислений [2]. Существующая микроскопическая теория эффекта близости в гибридных структурах полупроводниковый провод – сверхпроводник позволяет вычислить значение наведенной щели в проводе, индуцированную близостью с массивным сверхпроводником [3], таким образом поясняя физический смысл параметра наведенной щели в существующих феноменологических моделях [1,3]. С другой стороны, одной из самых перспективных экспериментальных реализаций системы являются провода InAs, частично покрытые тонким слоем сверхпроводящего Al [4]. В таких устройствах толщина сверхпроводящей оболочки мала $d_s \leq \xi_s$, где ξ_s – сверхпроводящая длина когерентности. Таким образом, учет влияния обратного эффекта близости на сверхпроводящие свойства оболочки необходим как для корректной интерпретации экспериментальных данных, так и для непосредственной реализации майорановских состояний.

В данной работе рассматривается система, состоящая из полупроводникового провода с эффектом Зеемана и сильным спин-орбитальным взаимодействием, полностью покрытого тонкой сверхпроводящей оболочкой. В рамках формализма туннельного гамильтониана [5] в случае некогерентного туннелирования исследуется зависимость критической температуры сверхпроводящей

оболочки в зависимости от уровня химического потенциала в проводе $(\mu - E_c)$, где E_c – энергия дна зоны проводимости, величины зеемановского расщепления V_y и энергии спин-орбитального взаимодействия $E_{SO} = m_w \alpha^2 / 2$, где α – параметр Рашбы, а m_w – эффективная масса электрона в проводе. Результаты представлены на Рис.1.

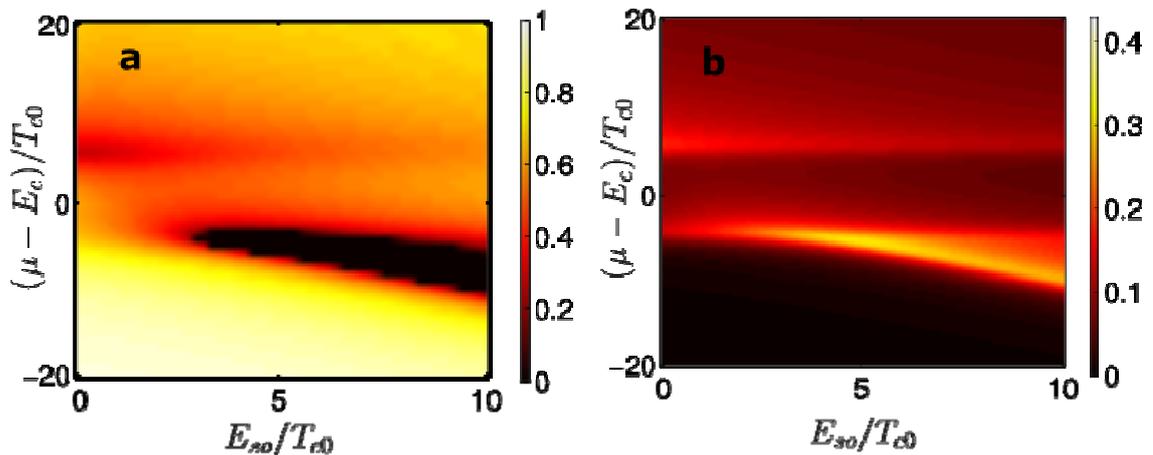


Рис.1 (а) Зависимость критической температуры сверхпроводящей оболочки T_c/T_{c0} от $(\mu - E_c)/T_{c0}$ и E_{SO}/T_{c0} для $V_y = 5T_{c0}$, $\Gamma_s = T_{c0}$, $\Gamma_w = 2T_{c0}$. (б) Зависимость плотности состояний на уровне Ферми в проводе в нормальном состоянии от параметров системы в единицах $(m_w/2T_{c0})^{1/2}$. Здесь T_{c0} – критическая температура изолированной оболочки, Γ_s (Γ_w) – обратные времена релаксации квазичастиц в проводе (сверхпроводнике).

Работа выполнялась при финансовой поддержке РФФИ: гранты № 15-02-04027 (ААК), 17-52-12044 (ИМХ, АСМ). Зависимости критической температуры от параметров полупроводникового провода в общем случае изучены при поддержке гранта РНФ № 17-12-01383.

Литература

1. R. M. Lutchyn, J. D. Sau, and S. Das Sarma, Phys. Rev. Lett., **105**, 077001, **2010**
2. A. Y. Kitaev, Annals of Physics (N.Y.), **303**, 2, **2003**
3. T. D. Stanescu, R. M. Lutchyn, and S. Das Sarma, Phys. Rev. B, **84**, 144522, **2011**
4. S. M. Albrecht, A. P. Higginbotham, M. Madsen et. al., Nature, **531**, 206-209, **2016**
5. W. L. McMillan, Phys. Rev., **175**, 537-542, **1968**

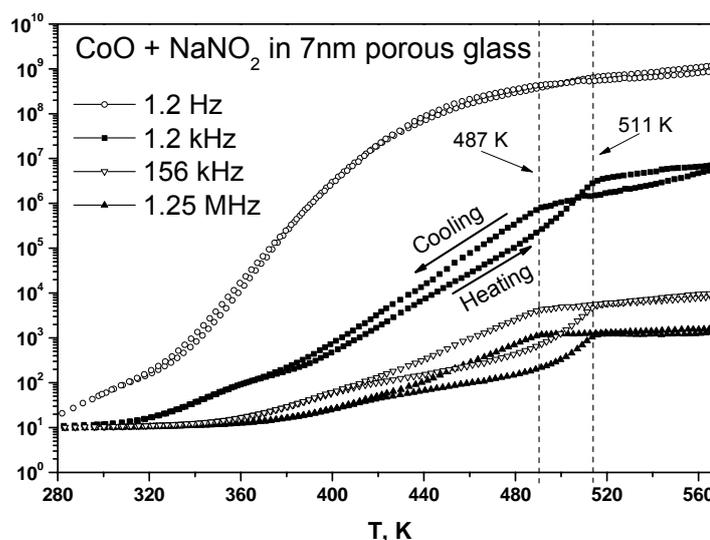
ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОКОМПОЗИТНОГО МУЛЬТИФЕРРОИКА CoO-NaNO₂ –ПОРИСТОЕ СТЕКЛО

Королева Е.Ю.

ФТИ им. А.Ф.Иоффе
e.yu.koroleva@mail.ioffe.ru

Одним из способов создания наноструктурированных материалов является внедрение активных составляющих в пористые структуры с характерным размером пор порядка единиц и десятков нанометров. Также фундаментальный интерес представляет внедрение одновременно не одной, а нескольких активных компонент в матрицу с сохранением большой площади контакта между ними в ограниченной геометрии. Есть все основания ожидать появления эффектов, связанных с межфазным взаимодействием на наноуровне. Вполне вероятно, что на этом пути открывается возможность создания новых типов композитных мультиферроиков.

Нами исследованы диэлектрические свойства наноструктурированного композитного мультиферроика на основе силикатных пористых стекол, заполненных одновременно магнитным (оксид кобальта CoO) и сегнетоэлектрическим (нитрит натрия NaNO₂) материалами, в широком температурном (270 – 570 К) и частотном диапазонах (10⁻¹ - 10⁷ Гц). Средний диаметр пор пористой матрицы составляет 7±1 нм. Частицы магнитного материала синтезировались непосредственно в порах матрицы стекла и занимали около 10% объема пор. NaNO₂ хорошо смачивает пористые стекла и легко вводится в них (занимая 90% объема пор). Исследовался диэлектрический отклик матриц, как заполненных обеими компонентами, так и по отдельности. Анализ полученных данных позволил выявить вклады отдельных компонент в диэлектрический отклик композита и влияние ограниченной геометрии на их диэлектрические свойства. Температуры плавления и



кристаллизации NaNO_2 в порах равны 511 и 487 К, соответственно, что существенно ниже плавления объемного нитрита натрия (544К). В стекле с CoO нитрит натрия претерпевает фазовые переходы в несоразмерную фазу при 421 К и сегнетоэлектрическую фазу при 410 К. Обе температуры ниже, чем в объемном нитрите натрия (437.5К и 436.7К, соответственно). Получены и проанализированы температурные зависимости DC-проводимости всех исследуемых образцов. Обнаружено, что внедрение наночастиц CoO приводит к увеличению более чем на порядок диэлектрической проницаемости и проводимости двухкомпонентного композита по сравнению с композитом только с одним нитритом натрия и к уменьшению энергий активации во всем исследованном температурном диапазоне.

Часть экспериментальных результатов получена в рамках выполнения государственного задания Министерства образования и науки РФ в СПбПУ.

СПИН-ФЛУКТУАЦИОННАЯ ТЕОРИЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В СОЕДИНЕНИЯХ ЖЕЛЕЗА

Коршунов М. М., Тогушова Ю. Н.

*Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, 660036,
Красноярск, Россия*

*Сибирский Федеральный Университет, 660041, Красноярск, Россия
tkor@iph.krasn.ru*

Открытие нового сверхпроводящего класса соединений железа в 2008 г. ознаменовало новый этап в исследованиях необычной сверхпроводимости [1-4]. Соединения железа, проявляющие сверхпроводимость, можно разбить на два класса: пниктиды и халькогениды. Базовым элементом везде является квадратная решётка Fe. В первом классе железо находится в тетраэдрическом окружении пниктогенов As или P, во втором – халькогенов Se, Te или S. Различные механизмы формирования куперовских пар приводят к разнообразным симметриям и структурам сверхпроводящего параметра порядка [5]. Здесь мы остановимся на одной из наиболее перспективных теорий – спин-флуктуационной теории сверхпроводящего спаривания. Перспективной она является по ряду причин: 1) она основана на модели делокализованных электронов, что является хорошей отправной точкой описания соединений железа; 2) сверхпроводящая фаза возникает сразу после или сосуществует с антиферромагнитной, притом скорость спин-решеточной релаксации $1/T_1$ постепенно меняет характер поведения от кюри-вейсовского к пауликовскому при увеличении допирования и снижении T_c , что говорит об уменьшении роли спиновых флуктуаций; 3) для описания разнообразия наблюдаемых свойств пниктидов и халькогенидов не требуется вводить дополнительные параметры в теорию, а нужно учитывать особенности зонной структуры и взаимодействий в различных классах соединений железа [5,6]. Такая теория в широкой области концентраций допирования в чистом пределе приводит к сверхпроводящей нестабильности с параметром порядка расширенной s-симметрии, имеющим разные знаки на дырочных и электронных ферми-поверхностях (так называемое s_{\pm} -состояние). С другой стороны, орбитальные флуктуации, усиленные электрон-

фононным взаимодействием, приводят к состоянию с не изменяющим знак параметром порядка – так называемое s_{++} состояние [3]. Следовательно, определение структуры параметра порядка является фундаментальным вопросом и может помочь в установлении механизма сверхпроводимости. Для ответа на этот вопрос мы исследовали спиновую восприимчивость пниктидов железа и показали, что именно в s_{\pm} -состоянии должен возникать характерный пик – спин-резонансный пик в неупругом рассеянии нейтронов [7,8]. Дальнейшее исследование деталей возникновения этого пика и сравнение с совокупностью данных по нейтронному рассеянию, фотоэмиссионной и андреевской спектроскопией показало, что наблюдаемый в нейтронном рассеянии пик в большинстве пниктидов и халькогенидов железа действительно является спин-резонансным. Это подтверждает наличие s_{\pm} -состояния в них и, косвенно указывает на наличие ответственного за это состояние спин-флуктуационного механизма сверхпроводящего спаривания.

Литература

1. Y. Kamihara, T. Watanabe, M. Hirano, H. Hosono, J. Am. Chem. Soc. 130, 3296, 2008
2. М.В. Садовский, УФН 178, 1243, 2008
3. А.Л. Ивановский, УФН 178, 1273, 2008
4. Ю.А. Изюмов, Э.З. Курмаев, УФН 178, 1307, 2008
5. P.J. Hirschfeld, M.M. Korshunov, I.I. Mazin, Rep. Prog. Phys. 74, 124508, 2011
6. М. М. Коршунов, УФН 184, 882, 2014
7. M.M. Korshunov, I. Eremin, Phys. Rev. B 78, 140509(R), 2008
8. T.A. Maier, D.J. Scalapino, Phys. Rev. B 78, 020514(R), 2008
9. M.M. Korshunov, V.A. Shestakov, Yu.N. Togushova, Phys. Rev. B 94, 094517, 2016
10. M.M. Korshunov, V.A. Shestakov, Yu.N. Togushova, J. Magn. Magn. Mat. 440, 133, 2017

АНОМАЛИИ ЭФФЕКТА ХОЛЛА В ПАРАМАГНИТНОЙ ФАЗЕ ДОДЕКАБОРИДА $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$

Краснорусский В.Н.¹, Богач А.В.¹, Глушков В.В.^{1,2}, Демишев С.В.^{1,2},
Шицевалова Н.Ю.³, Филипов В.Б.³, Хорошилов А.Л.², Габани С.⁴,
Флахбарт К.⁴, Случанко Н.Е.¹

¹ *Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва, Россия*

² *Московский Физико-Технический Институт, Долгопрудный,
Московская область, Россия*

³ *Институт проблем материаловедения им. И.М. Францевича НАНУ,
Киев, Украина*

⁴ *Институт Экспериментальной Физики САН, Кошице, Словакия
krasnorusky@mail.ru*

В настоящей работе представлены результаты исследования эффекта Холла и магнетосопротивления в твердом растворе замещения $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$ с переходом в фазу каркасного стекла при $T^* \sim 50$ К [1]. Кристаллическая структура является гранецентрированной кубической типа UB_{12} , с двумя электронами в зоне проводимости на редкоземельный ион [2].

Нами были проведены исследования температурных, полевых и угловых зависимостей удельного сопротивления ρ и коэффициента Холла R_H 3-х монокристаллических образцов $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$ с нормальными к широким плоскостям в направлениях [100], [110] и [111], в магнитных полях (H) до 80 кЭ в широком диапазоне температур $T = (1.9 - 300)$ К.

Угловая зависимость холловского сопротивления, измеренная при $H = 80$ кЭ и $T = 5.4$ К, представлена на рис. 1 (кривая 1). Видно значительное отличие полученной зависимости от стандартного косинусоидального вида сигнала $\rho_{xy} \sim \cos(\varphi)$ с холловских контактов к изотропному проводнику. В предположении об отсутствии искажений

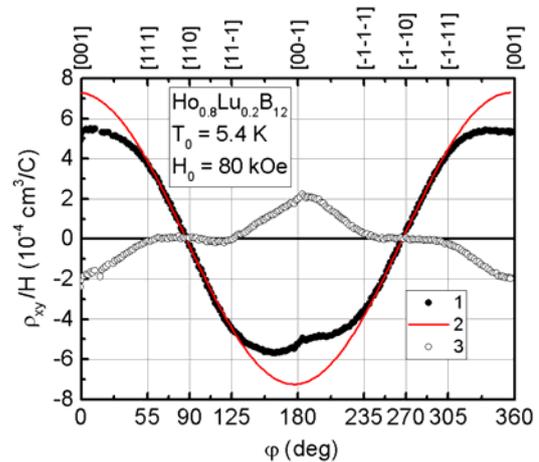


Рис. 1. Угловая зависимость холловского сопротивления $R_{xy}(H_0, T_0, \varphi)$ $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$, снятая при $H_0 = 80$ кЭ, $T_0 = 5.4$ К (кривая 1). Кривая 2 - восстановленная холловская кривая. Кривая 3 - добавочная компонента к холловскому сигналу.

кривой в диапазоне углов $55 - 125^\circ$, отвечающем минимальным значениям холловского сигнала, была получена аппроксимация холлов-ской зависимости $\rho_{xy}(\varphi) \sim \cos(\varphi)$ (кривая 2 на рис. 1).

На рис. 2 представлена температурная зависимость электронной концентрации, полученная в приближении одной группы носителей заряда из измерений коэффициента Холла на образце $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$ в конфигурации $\mathbf{H} \parallel [100]$ в поле $H = 80$ кЭ. Кривая 1 рис. 2 отвечает стандартной схеме измерений эффекта Холла, когда для расчетов используется сигнал с холловских контактов в двух противоположных направлениях $\mathbf{H} \parallel [100]$ и $\mathbf{H} \parallel [-100]$. Кривая 2 рис. 1 получена из аппроксимации холловского сопротивления косинусоидальной зависимостью. Из рис. 2 видно, что модификация холловской кривой возникает ниже температуры стеклования $T^* \sim 50$ К.

Как видно из приведенных данных (рис. 1, 2) смена режима $R_H(T)$ вблизи T^* обусловлена появлением добавочной компоненты (кривая 3 рис. 1), редуцирующей сигнал с холловских контактов.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РФФ № 17-12-01426.

Литература

1. Н.Е. Случанко, А.Н. Азаревич, и др., ЖЭТФ **140**, 536, **2011**
2. А.Е. Baranovskiy, G.E. Grechnev, et. al., FNT **35**, 721, **2009**

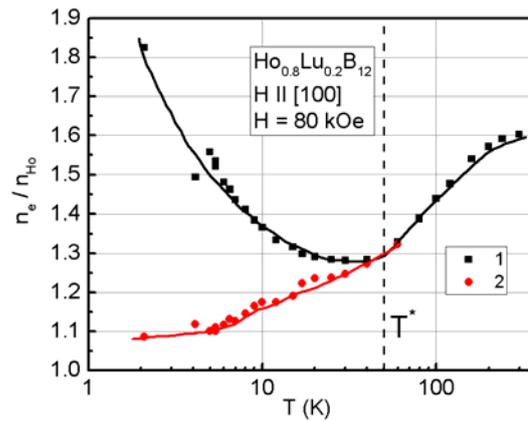


Рис. 2. Температурная зависимость концентрации электронов n_e на атом Ho для $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$, полученная при $H_0 = 80$ кЭ, для $\mathbf{H} \parallel [100]$ в стандартной схеме измерений (1) и для аппроксимации косинусоидальной зависимостью (2).

СВЕРХСТЕХИОМЕТРИЧЕСКИЙ ГИДРИД МОЛИБДЕНА

Кузовников М.А., Tkacz M., Meng H.

Institute of Physical Chemistry Polish Academy of Sciences
mkuzovnikov@ichf.edu.pl

Гидриды переходных металлов привлекают внимание из-за своих необычных свойств и важных приложений в качестве материалов для хранения водорода и энергии.

В настоящей работе система молибден-водород исследована методом энергодисперсионной рентгеновской дифракции *in-situ* в алмазных наковальнях при давлениях водорода до 30 ГПа и комнатной температуре [1]. При давлении около 4 ГПа наблюдалось фазовое превращение исходного металла с ОЦК структурой в гидрид с ГПУ структурой и атомным отношением H/Mo \approx 1.1, что хорошо согласуется с результатами, полученными ранее методом закалки в камерах высокого давления типа Тороид [2] и методом *in-situ* рентгеновской дифракции во многопуансонных аппаратах [3]. Увеличение давления до 15 ГПа приводит к плавному возрастанию содержания водорода в гидриде до H/Mo = 1.35(10), после чего состав гидрида перестает изменяться и сохраняет то же значение при давлениях вплоть до 30 ГПа.

Поведение параметров решетки гидрида молибдена при повышении и дальнейшем понижении давления является обратимым. При давлении водорода ниже 1.0(1) ГПа гидрид распадается, образуя ОЦК фазу с параметром решетки, характерным для молибдена без водорода.

Образования ГПУ дигидрида MoH₂ при 9 ГПа, предсказанного *ab initio* расчетами [4], в наших экспериментах не наблюдалось.

Литература

1. M.A. Kuzovnikov, H. Meng, M. Tkacz, J. Alloys Compd. **694**, 51-54, **2017**
2. S.N. Abramov, V.E. Antonov, B.M. Bulychev, V.K. Fedotov, V.I. Kulakov, D.V. Matveev, I.A. Sholin, M. Tkacz, J. Alloys Compd. **672**, 623-629, **2016**
3. Y. Fukai, M. Mizutani, Mater. Trans. **44(7)**, 1359-1362, **2003**

4. X. Feng, J. Zhang, H. Liu, T. Iitaka, K. Yin, H. Wang, Solid State Commun. **239**, 14-19, 2016

СКОРОСТЬ ПОПЕРЕЧНОЙ РЕЛАКСАЦИИ В ВТСП СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Ларионов И. А.

*Институт физики, Казанский Федеральный Университет,
ул. Кремлевская 18, г. Казань 420008, Россия
электронный адрес: Larionov.MRSLab@mail.ru*

Данные о скорости поперечной релаксации $1/T_2$ в высокотемпературных сверхпроводниках, наряду с ядерной спин-решеточной релаксацией $1/T_1$, несут важную информацию о статической спиновой восприимчивости χ_k . Исходные (недопированные) вещества являются двумерными гейзенберговскими антиферромагнитными (АФ) диэлектриками со спином $S=1/2$. Сверхпроводимость появляется при допировании $x > 0.04$ и достигает максимума T_c при $x \approx 0.15$. Магнитные свойства, в свою очередь, претерпевают значительные изменения: АФ дальний порядок исчезает при $x > 0.02$, однако ближний порядок сохраняется и уменьшается с ростом температуры и x .

Рассчитана гауссова компонента скорости спин-спиновой релаксации $1/T_{2G}$ на ядрах ^{63}Cu в соединениях $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ с использованием теорий для спиновой восприимчивости в рамках t - J модели [1]. Теория хорошо воспроизводит основные особенности поведения экспериментальных зависимостей $1/T_{2G}$ от температуры и легирования в области значений от чистого антиферромагнитного диэлектрика до оптимально легированного (допированного) стронцием $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ с $x=0.15$ [2]. Количественное согласие с экспериментальными данными $1/T_{2G}$ в легированных стронцием соединениях $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ получено с учетом спин-спиновых и фермион-фермионных корреляционных функций.

Литература

1. I.A. Larionov, Appl. Magn. Reson. **45**, 1141 (2014)
2. T. Imai, C.P. Slichter, K. Yoshimura, M. Kato, and K. Kosuge, Phys. Rev. Lett. **71**, 1254 (1993); S. Fujiyama, M. Takigawa, Y. Ueda, T. Suzuki and N. Yamada, Phys. Rev. B **60**, 9801 (1999); M. Matsumura, H. Yasuoka, Y. Ueda, H. Yamagata, and Y. Itoh, J. Phys. Soc. Jpn. **63**, 4331 (1994)

ПЕРСПЕКТИВНЫЙ УГЛЕРОДНЫЙ МАТЕРИАЛ "УНТ-ГРАФЕН" ДЛЯ НАНОУСТРОЙСТВ

Мазепа М.М., Колесникова А.С.

ФГБОУ ВО «СГУ имени Н.Г. Чернышевского»
mazepam@yandex.ru, kolesnikova.88@mail.ru

Перспективным материалом области электронных нанопустройств является углеродный композит «УНТ-графен» за счет своих проводящих, эмиссионных и прочностных свойств. Помимо проводимости, одним из важнейших свойств углеродных композитов является механическая прочность. Прочностные свойства являются характеристикой стабильности материала. Существуют исследования, направленные на изучение прочностных свойств композитов со схожей конфигурацией, но их немного. Целью данной работы является изучение перспективного материала «УНТ-графен». В данной работе представлены результаты по исследованию механических свойств углеродного композита, а именно теоретическое исследование модуля Юнга и коэффициента Пуассона.

Объектом исследования в данной работе является протяженный композит, который состоит из протяженного в своих направлениях графенового листа и присоединенных к нему, вертикально ориентированных armchair углеродных нанотрубок (УНТ). Причем, в графеновом листе образуются отверстия, по форме и размеру совпадающие с сечением УНТ, а края УНТ остаются открытыми [1]. Исследование проводилось на элементарной ячейке (рисунок 1.а) с учетом периодических граничных условий. Выбор такой конфигурации обусловлен энергетической стабильностью таких композитов [2].

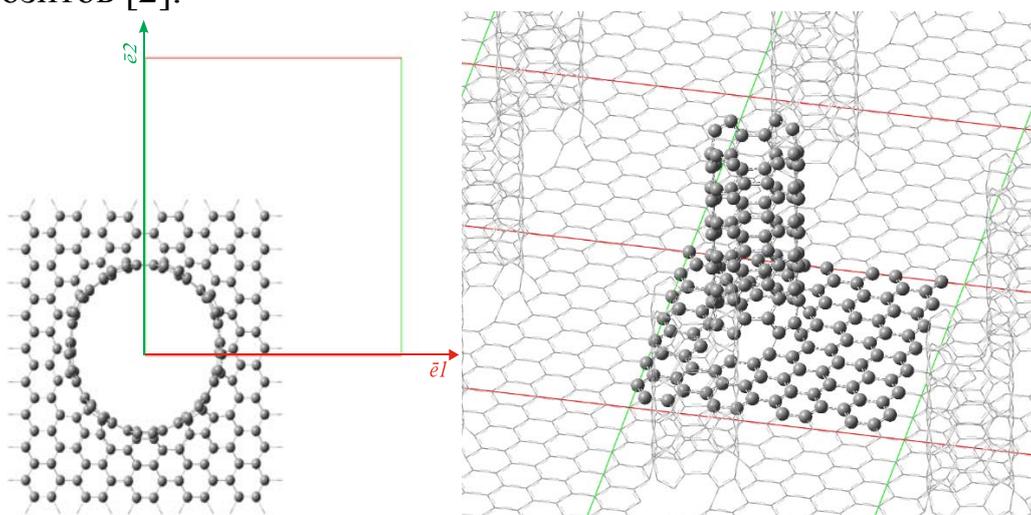


Рисунок 1 - Исследуемая элементарная ячейка протяженного углеродного полотна с заданными векторами трансляции \bar{e}_1, \bar{e}_2 .

В данной работе исследовалась зависимость механических свойств протяженного углеродного композита от структурных параметров (длина и диаметр УНТ, входящих в состав композита). В пределах одного углеродного композита длина и диаметр УНТ оставались постоянными. Исследования проводились для серии углеродных композитов. В серии диаметры УНТ, входящие в состав углеродного композита, составили 5.47 Å, 8.01 Å, 12.12 Å. Длины менялись в пределах от 3 Å до 12 Å. Исходя из симметрии углеродного композита можно сделать вывод о том, что исследуемый материал ортотропен.

Методология исследования модуля Юнга заключалась в следующем. Для элементарной ячейки с заданными векторами трансляции производился поиск равновесного состояния. Далее, ячейка растягивалась вдоль каждого из направлений упругой симметрии (armchair, zigzag, normal) на 3 % относительно

первоначальной длины. Производился поиск равновесного состояния деформированной ячейки. Оптимизация производилась с помощью метода DFT на базе STO-3G в программном пакете Gaussian'09. Исходя из разницы энергий был рассчитан модуль Юнга.

В результате численных исследований можно сделать вывод, что вдоль направлений графенового листа модуль Юнга уменьшается с увеличением длин УНТ, входящих в состав композита. Вдоль направления normal модуль Юнга увеличивается с увеличением длин УНТ, входящих в состав композита. Коэффициент Пуассона для композитов с различными структурными параметрами составил 0,025. Данные результаты качественно сходятся с результатами для многослойных композитов схожих архитектур [3-6].

Литература

1. D. Kondo, Applied Physics Express. 1. 2008
2. О.Е. Глухова, Физика твердого тела, 57, 2015
3. A. S. Kolesnikova. Published in Proceedings Volume 10079: Reporters, Markers, Dyes, Nanoparticles, and Molecular Probes for Biomedical Applications IX 2017 DOI 10.1117/12.2249989.
4. Колесникова, А. С. Нано- и биомедицинские технологии. Управление качеством. Проблемы и перспективы. Сборник научных статей. Саратов. 2016. С. 41-47.
5. Мазепа, М. М. Актуальные проблемы микро- и наноэлектроники. Сборник тезисов докладом IV Всероссийской научной молодежной конференции с международным участием, 2016
6. Мазепа, М. М. Современные проблемы механики сплошной среды. Тезисы докладов XVIII Международной конференции. Южный федеральный университет, 2016

МАГНИТОЭЛЛИПСОМЕТРИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ДЛЯ АНАЛИЗА НЕДИАГОНАЛЬНЫХ КОМПОНЕНТ ТЕНЗОРА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ СЛОИСТЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ СТРУКТУР

Максимова О. А.^{1,2,3}, Лященко С. Г.^{1,2}, Косырев Н. Н.¹,
Овчинников С. Г.^{1,3}

- 1) *Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН - обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН,*
- 2) *Сибирский государственный аэрокосмический университет имени академика М.Ф. Решетнева,*
- 3) *Сибирский федеральный университет*
maximo.a@mail.ru

В современной технологии производства и методах анализа тонкопленочных ферромагнитных материалов важнейшую роль играют поверхностные эффекты, которые чувствительны к остаточной атмосфере в технологической камере. При этом имеется проблема воспроизводимых и неразрушающих *in situ* оптических, магнитооптических и магнитных измерений, состоящая как в сложности технической реализации оптической системы, так и в интерпретации результатов *in situ* магнитооптических измерений.

Актуальным решением этой проблемы являются предлагаемые магнитоэллипсометрические модели, которые сочетают в себе совместный анализ результатов измерений отражательной спектральной эллипсометрии и изменения эллипсометрических параметров ферромагнитного образца при его перемагничивании. Метод магнитоэллипсометрии основан на магнитооптическом экваториальном эффекте Керра и реализуется на спектральном эллипсометре со статической нулевой схемой с приложением к образцу внешнего магнитного поля. Размещение измерительной оптической схемы на сверхвысоковакуумной ростовой камере позволяет использовать стандартное эллипсометрическое оборудование с дополнительным внешним электромагнитом взамен отдельной установки магнитооптического эффекта Керра.

На данный момент нами созданы магнитоэллипсометрические модели для изотропных ферромагнитных отражающих слоистых систем, описываемых моделью однородной полубесконечной среды, однослойной и двуслойной моделью образца [1-3] с целью расчета недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости

ферромагнитной пленки. Это позволяет получать информацию о свойствах ферромагнитных тонкопленочных материалов, непрозрачных в видимом спектральном диапазоне электромагнитных волн непосредственно на всех этапах создания. Тестирование алгоритмов проводили на пленках Si(подложка)/SiO₂(слой)/Fe(слой).

Алгоритм обработки данных магнитоэллипсометрии таков:

1) по результатам спектральных эллипсометрических измерений без магнитного поля рассчитываются коэффициенты преломления и поглощения ферромагнитной пленки;

2) проводится анализ основного уравнения эллипсометрии с поправками на вклад магнитного поля, вычленение этого вклада как в эллипсометрических параметрах, так и в коэффициентах отражения R_p и R_s , а также выделение в явном виде действительной и мнимой частей величин фигурирующих в уравнении;

3) коэффициенты преломления и поглощения, найденные на первом этапе, подставляются в уравнение, учитывающее магнитооптический отклик, откуда находятся действительная и мнимая части магнитооптического параметра Фохта и недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости.

Ключевыми преимуществами являются достаточность, надежность, простота, а также возможность использования разработанных моделей *in situ*, что сокращает время и повышает эффективность анализа экспериментальных данных.

Разработанные модели можно применить как для исследовательских целей, так и в прикладных задачах по контролю качества продукции микроэлектронной промышленности.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда поддержки научной и научно-технической деятельности» в рамках научного проекта № 16–42–243058 и Гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки ведущих научных школ НШ-7559.2016.2. Исследование выполнено при поддержке краевого государственного автономного учреждения «Красноярский краевой фонд поддержки научной и научно-технической деятельности» в рамках участия в мероприятии: «XVI школа-конференция молодых ученых «Проблемы физики твердого тела и высоких давлений» с тематическим названием «Идеи и методы физики конденсированного состояния» (всероссийское научное мероприятие)»

Литература

1. O. A. Maximova et al, Journal of Siberian Federal University. Mathematics & Physics, **10**, 2, **2017**
2. O. A. Maximova et al, IOP Conference Series: Materials Science and Engineering, **155**, 1, **2016**
3. O. A. Maximova et al, JMMM, **2016**, available online <http://dx.doi.org/10.1016/j.jmmm.2016.12.050>.

СПЕКТР ШУМА ТУННЕЛЬНОГО ТОКА ПРИМЕСНОГО СОСТОЯНИЯ ПРИ НАЛИЧИИ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Манцевич В. Н.

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
vmantsev@gmail.com*

В настоящее время значительное внимание уделяется анализу свойств электронного транспорта в коррелированных полупроводниковых наноструктурах. Фундаментальным ограничением, определяющим параметры электронного транспорта в твердотельных наноструктурах, является фликкер-шум [1,2]. Уменьшение размеров современных устройств наноэлектроники, необходимое для увеличения скорости передачи и повышения плотности информации, ограничено возрастанием фликкер шума, что вызывает уменьшение отношения сигнал/шум. В связи с этим представляется важным понять микроскопическую природу фликкер шума и выявить роль межчастичных корреляций в его формировании. В данной работе методом диаграммной техники Келдыша для неравновесных процессов исследованы особенности спектральной плотности шума туннельного тока в широком диапазоне частот как в

отсутствии, так и при наличии локализованного состояния в области туннельного контакта.

Показано, что даже в отсутствии локализованного состояния в области контакта спектральная плотность шума туннельного тока и фактор Фано определяются изменением локальной плотности состояний и неравновесным распределением электронов в области контакта [3]. В отсутствии межчастичного взаимодействия в области контакта происходит обрезание спектра шума туннельного тока на частоте, соответствующей величине приложенного к туннельному контакту напряжения. Отличие величины фактора Фано от единицы, наблюдаемое с ростом величины напряжения на туннельном контакте, свидетельствует о том, что статистика флуктуаций туннельного тока, обусловленная квантовыми эффектами отличается от пуассоновской.

Проанализировано влияние электрон-фононного взаимодействия на спектральную плотность шума туннельного тока при туннелировании через локализованные состояния промежуточной наноструктуры [4]. Обнаружено, что электрон-фононное взаимодействие приводит к смещению границы частотного спектра на величину, соответствующую фононной частоты. При напряжениях, превосходящих характерные энергии фононов и значения энергий локализованных состояний, в спектральной плотности туннельного тока возникают дополнительные особенности, положение которых зависит от частоты фононов.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ МД-4550.2016.2.

Литература

1. J.B. Johnson, Phys. Rev., 26, **71 (1925)**
2. W.Schottky, Phys. Rev., 28, **1331 (1926)**
3. N.S. Maslova, P.I. Arseev, V.N. Mantsevich, JETP, 123, **882 (2016)**
4. N.S. Maslova, P.I. Arseyev, V.N. Mantsevich, Solid. State Comm., 241, **20 (2016)**

ЭФФЕКТ БЛИЗОСТИ В СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ, СОДЕРЖАЩИХ СЛОЙ ПОЛУМЕТАЛЛА (HALF-METAL)

Миронов С. В.

*Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород
sermironov@rambler.ru*

В работе построено теоретическое описание особенностей эффекта близости в гибридных структурах, содержащих слой полуметалла – сильного ферромагнетика, в котором разность энергий электронов с противоположными проекциями спина сравнима с энергией Ферми. Показано, что в таких структурах возникает ряд необычных явлений, связанных с полной спиновой поляризацией электронов: гигантский эффект спинового вентиля, аномальный эффект Джозефсона, продольная неустойчивость ЛОФФ [1-2]. Для описания указанных явлений предложены два микроскопических подхода: теория Узалея с граничными условиями, учитывающими спиновую поляризацию в полуметалле, а также теория Горькова для гетероструктур со слоями атомной толщины, допускающая точное аналитическое решение. Полученные результаты качественно согласуются с недавними экспериментами по изучению эффекта близости в системах, содержащих слой полуметалла CrO₂.

Литература

1. S. Mironov, A. Buzdin, Phys. Rev. B, **92**, 184506, **2015**
2. Zh. Devizorova, S. Mironov, Phys. Rev. B, **95**, 144514, **2017**

FALSE SPIN ZEROS IN THE ANGULAR DEPENDENCE OF MAGNETIC QUANTUM OSCILLATIONS IN QUASI-TWO-DIMENSIONAL METALS

Mogilyuk T. I., Grigoriev P. D.
NRC Kurchatov Institute
5taras@mail.ru

The interplay between angular and quantum magnetoresistance oscillations in quasi-two-dimensional metals leads to the angular oscillations of the amplitude of quantum oscillations. This effect becomes pronounced in high magnetic field, where the simple factorization of the angular and quantum oscillations is not valid. The amplitude of quantum magnetoresistance oscillations is reduced at the Yamaji angles, i.e., at the maxima of the angular magnetoresistance oscillations. These angular beats of the amplitude of quantum oscillations resemble and may be confused with the spin-zero effect, coming from the Zeeman splitting. The proposed effect of “false spin zeros” becomes stronger in the presence of incoherent channels of interlayer electron transport and can be used to separate the different contributions to the Dingle temperature and to check for violations of the standard factorization of angular and quantum magnetoresistance oscillations.

Литература

1. D. Shoenberg, *Magnetic Oscillations in Metals* (Cambridge University Press, Cambridge, 1984)
2. P. D. Grigoriev, T. I. Mogilyuk, False spin zeros in the angular dependence of magnetic quantum oscillation in quasi-two-dimensional metals, *Phys. Rev. B* 95, 195130 (2017)
3. P. D. Grigoriev, M. M. Korshunov, and T. I. Mogilyuk, *J. Supercond. Nov. Magn.* 29, 1127 (2016)
4. P. D. Grigoriev and T. I. Mogilyuk, *Phys. Rev. B* 90, 115138 (2014)

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ СКОРОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КРИСТАЛЛИЗАЦИИ

Мокшин А. В., Галимзянов Б. Н.

*Институт физики, Казанский (Приволжский) федеральный
университет, г. Казань
anatolii.mokshin@mail.ru*

Кинетика процесса кристаллизации переохлажденной жидкости характеризуется набором скоростных характеристик, к которым относятся *скорость зародышеобразования, время ожидания (время задержки) нуклеации, скорость перехода частиц в новую фазу, скорость роста и скорость кристаллизации*, определяемые, как правило, в расчете на единицу объема система. Температурные зависимости каждой из этих величин для разных систем могут различаться существенным образом. При этом, различие наблюдается как в абсолютных значениях, где оно может составлять несколько порядков, так и в самом характере температурных зависимостей. Тем не менее, общие и вполне понятные физические принципы, определяющие кристаллизацию, наводят на идею об "унифицированном" описании температурных зависимостей характеристик кристаллизации, а также, при определенном обобщении, характеристик произвольных фазовых переходов первого рода с помощью так называемых скейлинговых соотношений [1,2,3]. Существующие подходы будут представлены в настоящей работе.

Работа поддержана грантом Президента РФ для молодых ученых - докторов наук (проект № МД-5792.2016.2).

Литература

1. V. M. Fokin, E. D. Zanotto, J. W. P. Schmelzer, J. Non-Cryst. Solids **321**, 52, **2003**
2. A. V. Mokshin, B. N. Galimzyanov, J. Chem. Phys., **142**, 104502, **2015**
3. A. V. Mokshin, B. N. Galimzyanov, Phys. Chem. Chem. Phys., **19**, 11340, **2017**

ВЯЗКОСТЬ РАСПЛАВОВ СИСТЕМ Co-Si И Co-B

Олянина Н. В., Бельтюков А. Л., Ладьянов В. И.

*Физико-технический институт УрО РАН, 426000, Россия, г. Ижевск,
ул. Кирова, д. 132
e-mail: oljanina@mail.ru*

В связи с высокой структурной чувствительностью вязкости измерения её температурных и концентрационных зависимостей часто используется в качестве косвенного метода при изучении особенностей структурного состояния расплавов. В настоящей работе проведены исследования температурных и концентрационных зависимостей кинематической вязкости расплавов бинарных систем Co-Si и Co-B с содержанием металлоида до 54 ат.%. Данные системы являются базовыми для получения магнитомягких аморфных сплавов, однако их физико-химические свойства в жидком состоянии, в том числе и вязкость, мало изучены.

Исследования вязкости проводили методом крутильных колебаний на автоматизированной установке в защитной атмосфере гелия в тиглях из Al_2O_3 . Для исключения влияния на результаты измерения вязкости пленочных эффектов и явлений смачивания измерения проводили с крышкой на верхней границе расплава [1].

Температурные зависимости (политермы) вязкости расплавов систем Co-Si и Co-B имеют монотонный характер и хорошо описываются уравнением Аррениуса. Это указывает на отсутствие резких изменений структуры расплавов при их нагреве. Особенности политерм вязкости этих систем, наблюдаемые ранее в работах [2, 3], по-видимому, являются проявлением пленочных эффектов.

По политермам вязкости построены концентрационные зависимости при фиксированных температурах (изотермы). Изотермы вязкости обеих систем имеют немонотонный характер. На концентрационной зависимости вязкости расплавов Co-Si наблюдается размытый максимум с максимальными значениями в области 30-40 ат.% Si. В интервале от 0 до 30 ат.% Si наблюдается плавный рост значений вязкости, а в области от 40 до 54 ат.% Si – их уменьшение. Вязкость расплавов системы Co-B при содержании бора до 15 ат.% и в интервале от 36 до 50 ат.% практически не зависит от концентрации. В интервале концентраций от 20 до 36 ат.% бора наблюдается интенсивный рост значений вязкости расплава. С

увеличением температуры характер изотерм вязкости обеих систем не изменяется, но уменьшается интенсивность ее изменения. Особенности концентрационных зависимостей вязкости, предположительно, обусловлены изменением типа химического упорядочения в расплаве при легировании.

Проведены вычисления концентрационных зависимостей вязкости жидких сплавов систем Co-Si и Co-V по уравнениям, основанным на термодинамических данных [4]. Наилучшее совпадение с экспериментальными изотермами вязкости дают уравнения Козлова-Романова-Петрова [5] и Карпая [6], которые можно записать в виде:

$$\ln \eta = x_1 \cdot \ln \eta_1 + x_2 \cdot \ln \eta_2 - \alpha \frac{\Delta H}{RT},$$

где η и η_i – динамическая вязкость расплава и его чистых компонентов ($i=1, 2$), соответственно; x_i – мольная доля компонента i в сплаве; ΔH – интегральная энтальпия образования (смешения) расплава; R – универсальная газовая постоянная; T – абсолютная температура (К); α – константа, значение которой находится в диапазоне от 0.155 ± 0.015 (согласно уравнению Карпая) до $1/3$ (по уравнению Козлова-Романова-Петрова).

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы фундаментальных исследований УрО РАН, проект № 15-6-2-40, и гранта РФФИ, проект № 16-33-00622 мол_а.

Литература

1. Н. В. Олянина и др., Расплавы, № 2, 83, **2012**
2. Й. Бранжовский и др., I Советско-чехословацкий симпозиум по теории металлургическим процессам, Ч. 1, 4, **1989**.
3. Б. А. Баум и др., Изв. вуз. Цветная металлургия, №6, 84, **1968**
4. W. Gaşior, CALPHAD, **44**, 119, **2014**
5. Л. Я. Козлов и др., Изв. вуз. Черная металлургия, № 3, 7, **1983**
6. G. Карпай, Proceedings of microCAD 2003 conference, Miskolc, **23**, **2003**

КОЛЛАПС sII КЛАТРАТА КРЕМНИЯ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ ВОДОРОДА

Орлов Н.С.

*Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Россия
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
nikita.s.orlov@outlook.com*

Клатратами называют соединения включения, кристаллическая решетка которых, образованная молекулами или атомами вещества «хозяина», содержит полости, способные вместить в себя слабо связанные с ней атомы и молекулы вещества «гостя». Ранее, в основном, изучались клатратные фазы льда. Кремниевые клатраты стали объектом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований лишь в последние годы [1], прежде всего, с целью поиска новых полупроводниковых материалов.

Настоящая работа посвящена изучению кубической (тип sII) клатратной структуры $\text{Na}_x\text{Si}_{136}$ с $0 \leq x \leq 24$, получаемой путем термического разложения моносилицида натрия NaSi в вакууме. В отличие от клатратов льда, $\text{Na}_x\text{Si}_{136}$ остается термически устойчивым при практически полном освобождении полостей от атомов «гостя». Таким образом, клатрат кремния с малым содержанием натрия, потенциально, может использоваться как «контейнер» для обратимого запасаения других веществ с малым размером атомов (например, водорода), что придает его исследованию дополнительный интерес.

В работах [2,3] были опубликованы экспериментальные данные по концентрационной зависимости $a(x)$ параметра элементарной ячейки клатрата $\text{Na}_x\text{Si}_{136}$, но полученные результаты противоречили друг другу при $x < 10$, см. рис. 1. Мы синтезировали несколько порошковых образцов клатрата $\text{Na}_x\text{Si}_{136}$ с составами в этой наиболее интересной области малых значений x , исследовали их методом рентгеновской дифракции и определили параметры решетки методом Ритвельда, а методом рентгеноспектрального микроанализа установили среднее содержание натрия. Как видно из рис. 1, в интервале составов $2 \leq x \leq 10$ параметр решётки наших образцов (сплошные кружки) слабо зависит от содержания Na в согласии с результатами работы [2] (открытые квадратики).

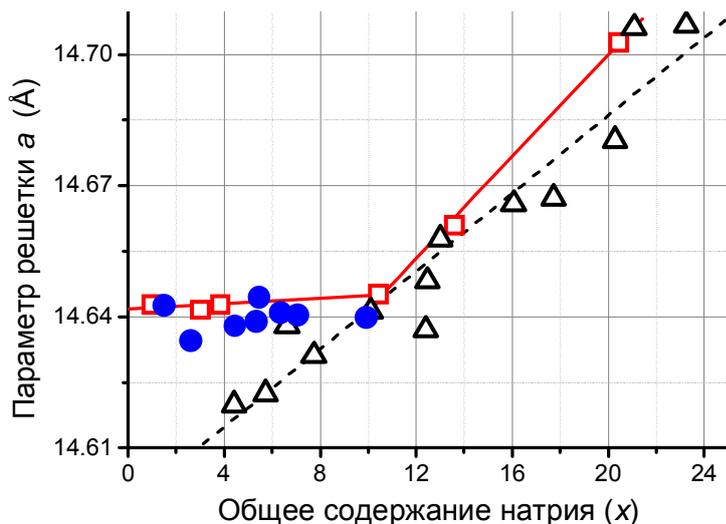


Рис. 1. Зависимость $a(x)$ параметра кубической решётки клатратной фазы $\text{Na}_x\text{Si}_{136}$ при комнатной температуре. Треугольники – данные [3], квадратики – [2], кружки – наши данные.

Для потенциального использования клатратной фазы $\text{Na}_x\text{Si}_{136}$ в аккумуляторах водорода необходимо знать область ее термической устойчивости при повышенных температурах и давлениях водорода. Мы изучили распад клатрата $\text{Na}_7\text{Si}_{136}$ на термодинамически равновесную смесь кремния с кристаллической решеткой алмазного типа и натрия путем выдержки образцов в течение 24 час при значениях температуры и давления, указанных значками на рис. 2. Полученная область термической устойчивости $\text{Na}_7\text{Si}_{136}$ заштрихована.

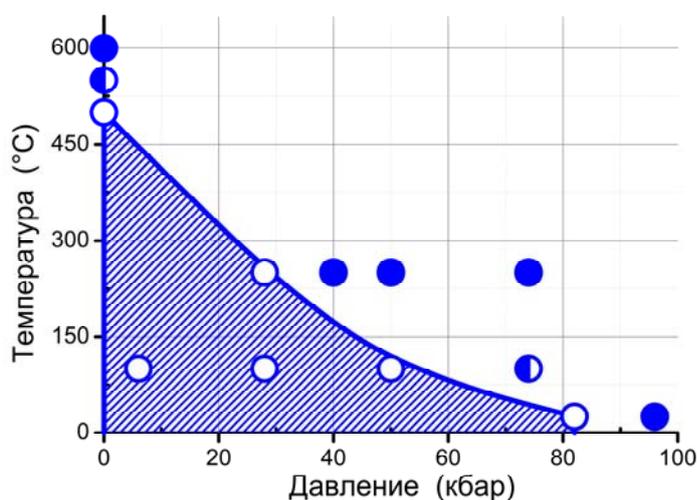


Рис. 2. Сплошные кружки – доля клатратной фазы не изменилась; наполовину закрашенные кружки – доля клатратной фазы значительно уменьшилась; открытые кружки – клатратная фаза исчезла.

Литература

1. Juli-Anna Dolyniuk et al. Mater. Sci. Eng. R-Rep. 108 (2016)
2. E. Reny et al. J. Mater. Chem. 8, 2839 (1998)
3. G.K. Ramachandran, J. Dong, J. Diefenbacher, J. Solid State Chem. 145, 716 (1999)

ПРИРОДА ЗОННОЙ СТРУКТУРЫ В ОКРЕСТНОСТИ УРОВНЯ ФЕРМИ В СИСТЕМАХ НА ОСНОВЕ МОНОСЛОЙ FeSe

Павлов Н.С.¹, Некрасов И.А.¹, Садовский М.В.^{1,2}

¹*Институт электрофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия*

²*Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия*
pavlovns@gmail.com

Исследование явления сверхпроводимости одно из основных направлений в современной физике твёрдого тела. Данная работа посвящена исследованию ряда сверхпроводящих соединений халькогенидов железа [1], электронные свойства которых качественно отличаются от других сверхпроводников на основе железа. А именно соединений $K_xFe_{2-y}Se_2$ и монослой FeSe на подложке $SrTiO_3$ (FeSe/STO). В фотоэмиссионных спектрах с угловым разрешением (ARPES) для данных соединений отсутствуют или практически отсутствуют дырочные листы поверхности Ферми около Γ точки зоны Бриллюэна. Данный факт говорит об отсутствии возможности нестинга между дырочными листами поверхности Ферми около Γ -точки и электронными листами около M-точки, соответственно о невозможности спин-флуктуационного механизма сверхпроводимости (предполагаемого для пниктидов железа [2]). Вторым наблюдаемым фактом: наличие зоны шириной ~ 50 мэВ около M-точки зоны Бриллюэна. Ширина данной зоны порядка сверхпроводящей щели, что говорит о реализации режима БКШ-БЭК кроссовера. Помимо выше перечисленного основной причиной пристального интереса в литературе к системе FeSe/STO является его рекордная критическая температура среди всех соединений на основе железа – 65-75 К [3].

Цель настоящей работы: ответить на вопрос достаточно ли учёта электрон-электронного взаимодействия на Fe-3d оболочке в зонных расчёт для объяснения ARPES спектров. А также определить природу зоны ~ 50 мэВ около M-точки. Для достижения поставленной цели использовался современный теоретический подход, позволяющий точно учесть локальное кулоновское взаимодействие – LDA+DMFT подход [4].

В рамках LDA+DMFT подхода для систем $K_xFe_{2-y}Se_2$ и FeSe/STO рассчитаны спектральные функции и проведено сравнение с имеющимися ARPES данными. Параметры взаимодействия для

$K_{0.76}Fe_{1.72}Se_2$ были выбраны согласно литературным данным $U=3.75$ эВ, $J=0.56$ эВ. Для FeSe/STO были проведены расчёты при различных параметрах U (4.0, 5.0, 6.0 эВ), J (0.7, 0.8, 0.9, 0.95, 1.0 эВ) и величине допирования (0.1, 0.2, 0.3 электронов на FeSe), и определены параметры при которых наблюдается лучшее количественное согласие ($U=5.0$ эВ, $J=0.9$ эВ, допинг 0.2).

Установлено, что для системы $K_{0.76}Fe_{1.72}Se_2$ учёта локальных корреляционных эффектов достаточно для возникновения зоны около М-точки и исчезновения поверхности Ферми около Γ -точки. По результатам расчётов около М-точки находится две зоны. Верхняя зона имеет характер Fe- $3d_{xz,yz}$ и положение дна зоны -0.025 эВ, нижняя – Fe- $3d_{xy}$ и положение дна зоны -0.05 эВ. Экспериментально наблюдается так же две близко лежащие зоны. У верхней зоны дно расположено на -0.05 эВ, нижняя зона не полностью разрешается в ARPES [5]. По всей видимости это связано с тем, что Fe- $3d_{xy}$ состояния плохо разрешаются в данных экспериментах [5].

Проведённый анализ для FeSe/STO показал хорошее качественное и количественное согласие возле М-точки между данными расчёта (дно зон Fe- $3d_{xz,yz}$: -0.08 эВ, Fe- $3d_{xy}$: -0.17 эВ) и ARPES (дно зон Fe- $3d_{xz,yz}$: -0.05 эВ, Fe- $3d_{xy}$: -0.15 эВ). По результатам расчётов поверхность Ферми возле Γ -точки не полностью исчезает. Поэтому есть одна зона, которая отсутствует в ARPES. Положение остальных зон хорошо согласуется с ARPES. Может быть несколько причин отсутствия возле Γ -точки зоны в ARPES. Первое, она может слабо разрешаться в виду наличия в ней Fe- $3d_{xy}$ состояний. Второе, она может слиться с близко лежащей наблюдаемой зоной. Возможны и другие причины несоответствия результатов расчёта и ARPES данных. Поэтому нельзя точно сказать, что зонная структура FeSe/STO полностью определяется электронными корреляциями.

Детально с работой можно ознакомиться [6]. Работа выполнена в рамках темы государственного задания № 0389-2014-0001, поддержана грантом Президента РФ МК-5957.2016.2 и частично поддержана грантом РФФИ № 17-02-00015.

Литература

1. М. В. Садовский, УФН, **186**, 1035, 2016
2. P. J. Hirshfeld et al., Rep. Prog. Phys., **74**, 124508, 2011
3. Q.-Y. Wang et al., Chin. Phys. Lett., **29**, 037402, 2012
4. G. Kotliar et al., Rev. Mod. Phys., **78**, 865, 2006

5. M. Sunagawa et al., J. Phys. Soc. Jpn., **85**, 073704, 2016
6. I.A. Nekrasov et al., Письма в ЖЭТФ, **105**, 354, 2017

ОСОБЕННОСТИ НЕРАВНОВЕСНОГО КРИТИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СИСТЕМ И МУЛЬТИСЛОЙНЫХ МАГНИТНЫХ СТРУКТУР

Прудников П.В.

*Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского
prudnikovpv@omsu.ru*

Исследование макроскопических статистических систем, характеризующихся медленной динамикой, а также изучение свойств ультратонких магнитных пленок и магнитных сверхструктур на их основе вызывает значительный интерес как с теоретической, так и с экспериментальной точек зрения [1]. При медленной эволюции систем из неравновесного начального состояния в них наблюдаются свойства старения и нарушение флуктуационно-диссипативной теоремы [2].

В данной работе методами Монте-Карло проведено численное описание особенностей неравновесного поведения фрустрированных низкоразмерных систем [3] и мультислойных магнитных структур из ферромагнитных пленок, описываемых анизотропной моделью Гейзенберга [4,5]. Моделирование эволюции системы из различных начальных состояний с позволило выявить эффекты старения, характеризующиеся замедлением релаксации системы с ростом времени ожидания не только вблизи критической температуры T_c , но и в широкой температурной области $T < T_c$.

Работа выполнена при поддержке грантом РФФИ № 17-02-00279 и грантом Президента РФ № МД-6024.2016.2 Численные исследования проведены с привлечением ресурсов вычислительной лаборатории кафедры теоретической физики ОмГУ, суперкомпьютерного комплекса МГУ им. М.В. Ломоносова и

Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН Москвы и Санкт-Петербурга.

Литература

1. T. Mukherjee, M. Pleimling, Ch. Binek, Phys. Rev. B, **82**, 134425, **2010**
2. В.В. Прудников, П.В. Прудников, М.В. Мамонова, УФН, **2017**
3. I.S. Popov, P.V. Prudnikov, A.N. Ignatenko, A.A. Katanin, Phys. Rev. B, **95**, 134437, **2017**
4. В.В. Прудников, П.В. Прудников, А.Н. Пуртов, М.В. Мамонова, Письма в ЖЭТФ, **104**, 797, **2016**
5. V.V. Prudnikov, P.V. Prudnikov, D.E. Romanovskiy, J. Phys. D: Appl. Phys. **49**, 235002, **2016**

СИСТЕМА АЛЮМИНИЙ-ДЕЙТЕРИЙ ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ

Ромашкина А.М.

*Институт физики твердого тела РАН
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
an.romashkina@gmail.com*

В нашей лаборатории ранее был предложен метод расчета кривой равновесия в системах Me-D исходя из полученных экспериментально кривой равновесия системы Me-H и плотности оптических колебаний гидрида и дейтерида. Для систем Mo-H/D [1] и Ni-H/D [2] расчеты показали хорошее согласие с экспериментом, однако результат для аналогичной системы, Rh-H/D сильно отличался от эксперимента в области высоких температур [3]. Наиболее вероятная причина этого расхождения – значительное изменение в распределении атомов водорода по междоузлиям ГЦК решетки металла в гидриде родия при повышении температуры.

Одним из материалов, в которых у атомов водорода нет возможности изменять кристаллографические позиции при изменении температуры, является α -модификация тригидрида алюминия α -AlH₃ с жесткой ковалентной связью атомов водорода и металла.

Исходя из плотности фононных состояний в α -AlH₃, ранее была рассчитана линия равновесия для реакции $Al + (3/2)H_2 = AlH_3$ (сплошная красная линия на рис. 1), и расчет был подтвержден экспериментом [4]. В настоящей работе рассчитана линия равновесия $Al + (3/2)D_2 = AlD_3$ (пунктирная синяя линия на рис. 1). Сдвиг этой линии в сторону высоких давлений относительно аналогичной линии в системе Al-H представляется физически разумным, и величина сдвига при давлениях до ~5 ГПа достаточно велика для дальнейшей экспериментальной проверки.

При более высоких давлениях поведение рассчитанной линии равновесия $Al + (3/2)D_2 = AlD_3$ сильно изменяется. При $P \sim 8$ ГПа на ней образуется перегиб, и примерно при этом давлении она пересекает кривую $Al + (3/2)H_2 = AlH_3$. Оба эффекта крайне сомнительны с физической точки зрения и, скорее всего, являются результатом неточности расчета.

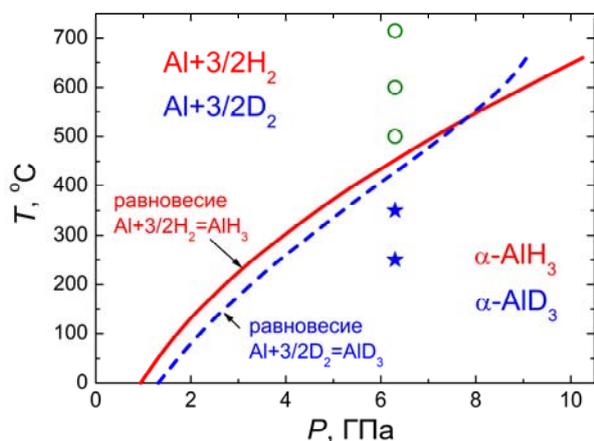


Рисунок 1.

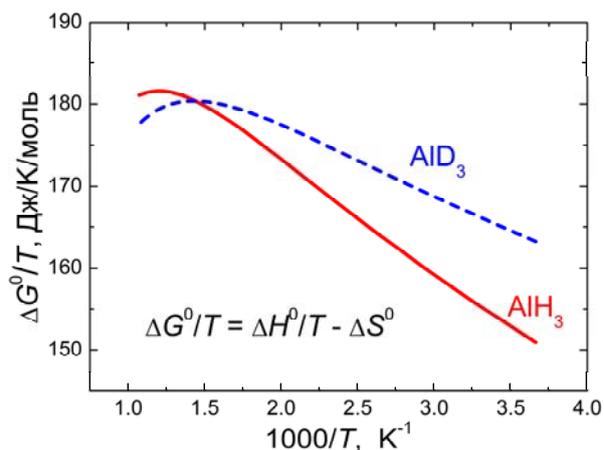


Рисунок 2.

Основной источник погрешностей в термодинамических расчетах для систем металл-водород при высоких давлениях и температурах – это низкая точность экстраполяции уравнения состояния $V_{H_2}(P, T)$ для газообразного водорода от экспериментально изученного интервала $P \leq 0.3$ ГПа до давлений в несколько ГПа [5]. В случае систем Al-H и Al-D ситуация усугубляется очень большим увеличением объема образца при образовании тригидрида и тридейтерида. Мы полагаем, в частности, что именно с этим связано обнаруженное нами сильное отклонение от линейности у зависимостей $\Delta G^0/T$ vs. $1/T$ для обеих систем, Al-D и Al-H, при температурах выше 400°C (см. рис. 2). Наблюдаемое отклонение предполагает сильное, вплоть до перемены знака, изменение стандартной энтальпии ΔH^0 реакции образования соединений AlD_3 и AlH_3 при давлениях выше 5–6 ГПа, что не имеет никакой видимой причины.

Мы надеемся, что начатое нами экспериментальное исследование T - P диаграммы системы Al-D подтвердит правильность расчета при давлениях до ~ 5 ГПа и поможет уточнить уравнения состояния D_2 и H_2 при более высоких давлениях. Как можно видеть из рис. 1, наши первые экспериментальные данные при $P = 6.3$ ГПа не противоречат расчету (звездочки – AlD_3 образовался; кружки – распался на $Al + 3/2D_2$).

1. V.E. Antonov et al., J. Phys.: Condens. Matter 16 (2004) 8387.
2. V.E. Antonov et al., J. Alloys Compd. 580 (2013) 109.
3. Д.И. Капустин, И.А. Шолин, Сборник тезисов L Школы ПИЯФ по физике конденсированного состояния (ФКС-2016), стр. 229.
4. J. Graetz et al., J. Alloys Compd. 509 (2011) 517.
5. M. Tkacz, A. Litwiniuk. J. Alloys Compd. 330–332 (2002) 89.

МЕХАНИЗМЫ ОБРАЗОВАНИЯ НИЖНЕЙ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ В БИНАРНЫХ СИСТЕМАХ С ХИМИЧЕСКИМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Рыльцев Р. Е.

*Институт металлургии УрО РАН
rrylcev@mail.ru*

В работе исследуются кривые расслоения бинарного раствора химически взаимодействующих частиц в нейтральном растворителе. Неспецифические (ван-дер ваальсовы) взаимодействия описываются в рамках модели решеточного газа. Химическое взаимодействие между частицами описывается в рамках статистической модели, предложенной в [1]. Модель основана на представлении статистической суммы по различным конфигурациям химически связанных узлов решетки (цепям) в виде функционального интеграла по скалярному полю. Гамильтониан модели имеет вид:

$$H\{n, \Psi\} = H_{\text{lg}}\{n\} + H_0\{\Psi\} + H_{\text{int}}\{n, \Psi\} . \quad (1)$$

Здесь $H_{\text{lg}}\{n\}$ – Гамильтониан модели решеточного газа:

$$H\{n\} = -\frac{1}{2} \sum_{\langle rr' \rangle, \alpha\beta} n_r^\alpha J_{\alpha\beta} n_{r'}^\beta , \quad (2)$$

где n_r^α – переменные решеточного газа, принимающие значение 1, если узел r занят частицей сорта α , и значение 0 – в противоположном случае; $J_{\alpha\beta}$ – матрица энергий ненаправленных взаимодействий. $H_0\{\Psi\}$ – гамильтониан свободного поля для скалярной переменной Ψ_{r+i} , заданной на ребрах, сопряженных к узлу r : $H_0\{\Psi\} = -\frac{1}{2} \sum_{r,i} \Psi_{r+i}^2$.

Слагаемое $H_{\text{int}}\{n, \Psi\}$ имеет вид:

$$H_{\text{int}}\{n, \Psi\} = -\sum_r \ln \sum_\alpha n_r^\alpha (1 + \zeta_\alpha P_r(\Psi)) , \quad (4)$$

$$P_r(\Psi) = e^{-\frac{\Delta g_1}{T}} \sum_i \Psi_{r+i} + e^{-\frac{\Delta g_2}{T}} \sum_{i \neq j} \Psi_{r+i} \cdot \Psi_{r+j} + \dots + e^{-\frac{\Delta g_f}{T}} \sum_{i \neq j \neq \dots k} \Psi_{r+i} \cdot \Psi_{r+j} \dots \Psi_{r+k} . \quad (5)$$

Свойства химического взаимодействия в системе задаются максимальным числом химических связей на одну частицу f и коэффициентами Δg_k полинома (5), определяющими энергетические и энтропийные характеристики химических связей. Мы полагаем

$\Delta g_m = m(\varepsilon_m \Delta U / 2 - T \eta_m \Delta S)$, где ΔU , ΔS – энергетический и энтропийный параметры.

В рамках представленной модели проанализированы возможные механизмы образования кривой расслоения с нижней критической точкой. Показано, что такой тип диаграмм может иметь место в следующих случаях:

- 1) Когда энергия химической связи $\Delta U > 0$, а энергия взаимодействия $\Delta E < 0$. В этом случае имеет место фазовая диаграмма с нижней критической точкой и высокотемпературным коридором несмешиваемости (Рис.1а). Диаграммы такого типа имеют место в полимерных и коллоидных растворах.
- 2) Когда выигрыш в энергии при образовании одной молекулой двух химических связей больше, чем любого другого числа связей: $\varepsilon_2 > \varepsilon_{n>2}$. В этом случае основное состояние системы, представляющее собой совокупность линейных цепей, является гомогенным. Фазовая диаграмма имеет как верхнюю, так и нижнюю критические точки (Рис.1б). Диаграммы такого типа реализуются в растворах органических молекул.
- 3) Когда система демонстрирует положительные изменения энергии ΔU и энтропии ΔS при образовании химической связи, причем $\Delta S \gg 0$. Фазовая диаграмма в этом случае имеет как верхнюю, так и нижнюю критические точки. Данный случай является экзотическим и до сих пор рассматривался только в модельных расчетах.

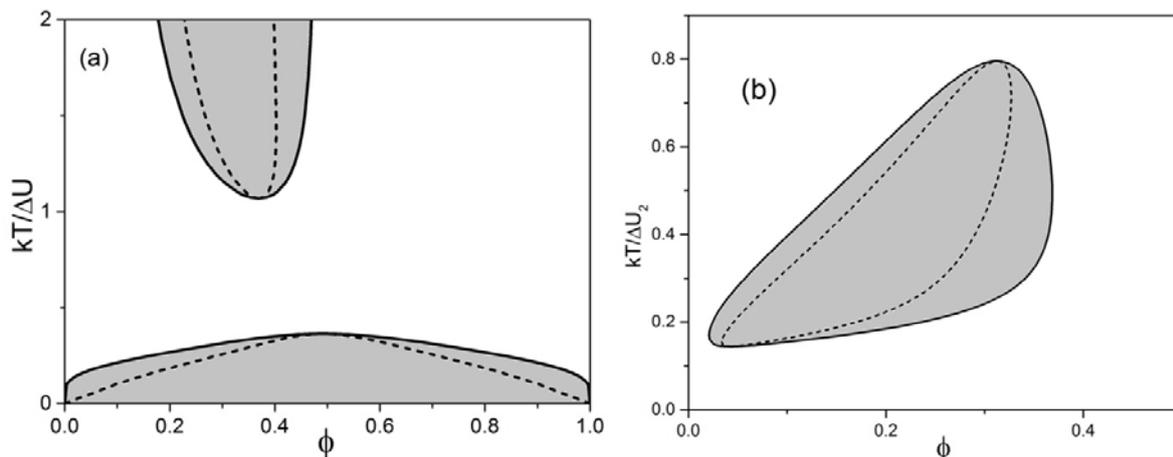


Рис.1

Литература

1. R.E. Ryltsev, L. D. Son, JETP, **110**, 504, 2010

ОСОБЕННОСТИ ФАЗОВЫХ ДИАГРАММ УЗКИХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МОСТИКОВ НА ОСНОВЕ $YBaCuO$ С РАЗНОЙ ДОЗОЙ ИМПЛАНТАЦИИ ИОНОВ КИСЛОРОДА

Савинов Д. А.^{1,2}, Антонов А. В.¹, Иконников А. В.¹, Мастеров Д. В.¹,
Михайлов А. Н.², Морозов С. В.¹, Ноздрин Ю. Н.¹, Павлов С. А.¹,
Парафин А. Е.¹, Тетельбаум Д. И.², Уставщиков С. С.¹, Юнин П. А.¹

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт физики микроструктур Российской академии наук
(ИФМ РАН)

² Нижегородский государственный университет
им. Н.И. Лобачевского (ННГУ)
savinovda@ipm.sci-nnov.ru

В работе выполнены резистивные измерения пленки высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ ($YBCO$) толщиной 200 нм в сильных магнитных полях H (до 12 Т). Пленка $YBCO$ выращивалась методом магнетронного распыления на подложках из алюмината лантана. Проведено несколько экспериментальных серий транспортных измерений узких мостиков на основе выращенной эпитаксиальной пленки $YBCO$ (ширина мостиков $w = 3, 10$ и 50 мкм). Серии различаются разной дозой D имплантированных высокоэнергетичных (энергия $E = 100$ кэВ) ионов кислорода (O^+) – $D = 0, 3 \times 10^{12}$ и 9×10^{12} см⁻². Сопротивления мостиков и их критические параметры мостиков измерялись стандартным четырехзондовым методом.

Использованная в работе ионная имплантация была необходима для контролируемого изменения свойств пленки [1]. Постепенное увеличение дозы имплантированных ионов в мостиках приводило к монотонному росту концентрации дефектов в образце и большему разбросу ориентации кристаллографических осей кристаллитов, составляющих образец (кристаллическая структура образцов в облученном и необлученном состояниях определялась методом рентгеновской дифракции). Оба фактора приводят к уменьшению средней длины свободного пробега электронов в пленке, а, следовательно, к перенормировке сверхпроводящей длины когерентности в плоскости пленки – $\xi = (\xi_0 l)^{1/2}$, где l и ξ – соответственно средняя длина свободного пробега электронов и длина когерентности в пленке с ненулевой дозой ионной

имплантации, а ξ_0 – длина когерентности при $D = 0$. Хорошо известно, что данная перенормировка приводит к увеличению локального наклона $|dT_c/dH|$ фазовой кривой $T_c(H)$ вблизи критической температуры T_{c0} при $H = 0$, где зависимость ведет себя линейно, тогда как при более низких температурах линия фазового перехода оказывается выпуклой вниз всюду вплоть до $T = 0\text{K}$ [2]. Однако, для анализа экспериментальных зависимостей сопротивления от внешнего магнитного поля $R(H)$ может оказаться существенным влияние неоднородности сверхпроводящей длины когерентности в плоскости пленки – ее локальные отклонения от среднего значения ξ , т.к. наблюдаемая критическая температура T_c , соответствующая началу падения сопротивления при уменьшении H , должна определяться сверхпроводящими зародышами с максимальной критической температурой, возникающими вблизи минимальных значений длины когерентности (см., например, [3,4]). Такая ситуация возникает, например, при определении критической температуры по положению так называемого онсета на зависимости $R(H)$, т.е. по уровню сопротивления $R(H) = 0,9R_N$, где R_N – это сопротивление в нормальном состоянии. В этом случае линия фазового перехода $T_c(H)$ испытывает локальное изменение кривизны в малой окрестности T_{c0} – оказывается выпуклой вверх [3,4]. В частности, в предположении, что распределение сверхпроводящего параметра порядка двумерно, данная особенность линии фазового перехода теоретически описывается формулой:

$1 - T_c/T_{c0} = (2\pi\xi^2/\Phi_0)H - \alpha H^{3/2}$, где $\Phi_0 = 2,07 \times 10^{-7} \text{ Гс} \times \text{см}^2$ – квант магнитного потока, α – параметр, зависящий от особенностей распределения дефектов в образце (см. [3,4]). В настоящей работе проведено сравнение основных тенденций зависимостей $T_c(H)$, предсказанных недавно в ряде теоретических работ, с результатами резистивных измерений узких тонких мостиков YBCO с разной дозой радиационного повреждения в широком интервале внешних магнитных полей H – от 0 до 12 Т.

Литература

1. В. К. Васильев, Д. С. Королев, С. А. Королев, Д. В. Мастеров, А. Н. Михайлов, А. И. Охалкин, С. А. Павлов, А. Е. Парафин, П. А. Юнин,
2. Е. В. Скороходов, Д. И. Тетельбаум, Поверхность, 4, 1, 2016
3. E. Helfand, N. R. Werthamer, Phys. Rev. Lett., 13, 686, 1964

4. А. А. Копасов, Д. А. Савинов, А. С. Мельников, Известия ВУЗов: Радиофизика, 59, 1018, 2016 [Radiophysics and Quantum Electronics, Vol. 59, 911, 2017]
5. А. А. Kopasov, D. A. Savinov, and A. S. Mel'nikov, Phys. Rev. B, 95, 104520, 2017

К 100 – ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ АКАДЕМИКА ИЛЬИ МИХАЙЛОВИЧА ЛИФШИЦА

Сагоян Л.И.

*Институт физики твёрдого тела РАН
lsag@vmail.ras.ru*

Недавно отмечалось столетие со дня рождения академика Ильи Михайловича Лифшица – одного из величайших физиков XX века, руководившего исследованиями по теории твёрдого тела в СССР. Проходившая в Москве Научная сессия ОФН РАН, посвящённая этой замечательной дате, продемонстрировала, с каким вниманием, почётом и любовью относятся к памяти Ильи Михайловича его многочисленные ученики и коллеги.

Илья Михайлович Лифшиц (ИМ) родился в г.Харькове 13 января 1917 года. Он был на два года младше своего брата Евгения Михайловича, известного как соавтора цикла книг по теоретической физике (совместно с Л.Д.Ландау). К 20 годам (1937) ИМ окончил физико-механический факультет Харьковского механико-машиностроительного института и параллельно экстерном – физико-математический факультет Харьковского государственного университета по специальности «математика». Л.Д.Ландау отмечал исключительную широту математического кругозора ИМ. Уже в 22 года (1939) ИМ защитил кандидатскую диссертацию, а в 24 года (1942) – докторскую. Более 30 лет Илья Михайлович проработал в Украинском физико-техническом институте (УФТИ), где он руководил теоретическим отделом. Одновременно ИМ заведовал кафедрой статистической физики и термодинамики Харьковского университета. В Харькове проходили городские теорфизические

семинары И.М.Лифшица. Здесь Илья Михайлович создал свою знаменитую школу теоретической физики конденсированного состояния.

В 1969 г. он переехал в Москву и возглавил теоретический отдел Института физических проблем АН СССР. В МГУ им была создана специализация «Теория твёрдого тела».

Активно работая в союзной Академии (член-корреспондент с 1960 г., академик с 1970 г.), он не прерывал связь с украинской Академией (член-корреспондент с 1948 г., академик с 1967 г.).

С 1961 г. Илья Михайлович руководил Научным советом АН СССР по проблеме «Теория твёрдого тела», был членом Комиссии по физике твёрдого тела IUPAP (с 1957 г.).

Разнообразие научного наследия ИМ поразительно велико. Можно выделить несколько основных направлений его творчества: неупорядоченные системы и реальные кристаллы, электронная теория металлов («фермиология»), полимеры и биополимеры, квантовые кристаллы.

Заслуги Ильи Михайловича были высоко оценены и у нас, и во всём мире: 1952 г. – премия им. И.Л.Мандельштама АН СССР, 1962 г. – премия им. Саймона Английского физического общества, 1967 г. – Ленинская премия, 1982 г. – Национальная академия США избрала Илью Михайловича Лифшица своим иностранным членом.

Литература

1. Илья Михайлович Лифшиц. Учёный и человек: Харьков, 2006.

ОСОБЕННОСТИ СПИНОВОЙ РЕЛАКСАЦИИ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ ЗАМЕЩЕНИЯ $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{B}_6$

Самарин А.Н.

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
sasha@lt.gpi.ru*

В работе представлены результаты измерений электронного спинового резонанса (ЭСР) в $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{B}_6$ ($0 \leq x \leq 0.039$), выполненных в диапазоне температурах 1.8 – 300 К в магнитном поле до 7 Тл на частоте 60 ГГц. Измерения проводились на ЭСР-спектрометре отдела НТиКТ ИОФ РАН, применялась оригинальная схема измерений сильно коррелированных металлов, при которых образец помещается в качестве части торцевой стенки цилиндрического резонатора [1]. При обработке экспериментальных данных использовалась оригинальная методика абсолютной калибровки резонансных линий поглощения [2], потребовавшая также измерений транспортных и магнитных свойств образцов.

Была обнаружена единственная резонансная линия, форма которой хорошо соответствует модели осциллирующих локализованных магнитных моментов [3]. Анализ формы линии ЭСР показал, что в парамагнитной области температурные зависимости ширины линии ЭСР $W(T)$ состоят из двух линейных по температуре участков (рис. 1), переход между которыми с хорошей точностью соответствует температуре появления эффекта колоссального магнитосопротивления. Показано, что низкотемпературный ($T_{min} < T < T_0$) участок соответствует корринговскому режиму релаксации [4], а высокотемпературный ($T > T_0$) — режиму релаксации Оверхаузера [5]. Смена режима спиновой релаксации при $T = T_0$ может быть связана с разрушением спиновых поляронов при температуре T_0 . По наклону корринговских участков $W(T)$ и данным эффекта Холла были произведены оценки энергии эффективного обмена J_{sf} , которая с ростом концентрации гадолиния x уменьшается от $J_{sf} \approx 110$ мЭВ до $J_{sf} \approx 40$ мЭВ.

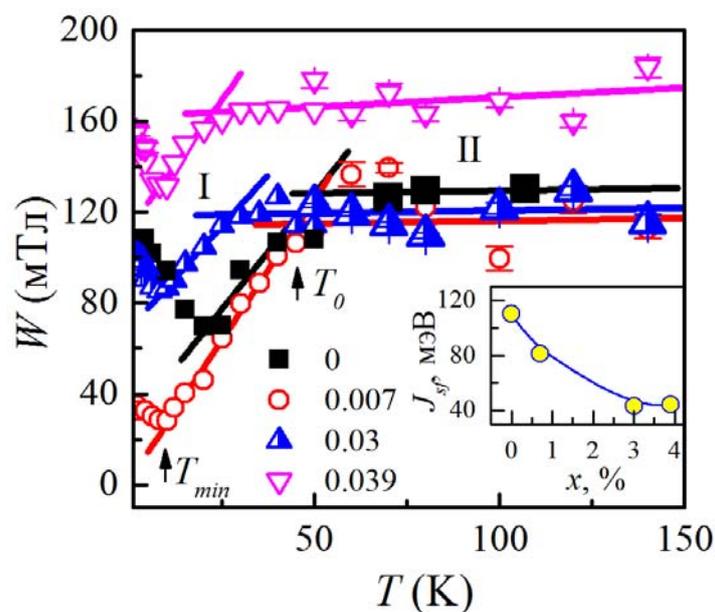


Рис. 1. Температурные зависимости ширины линии ЭСР $W(T)$ для различных концентраций гадолиния. На вставке показаны концентрационные зависимости эффективного обмена.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 15-02-03166-а), Программы РАН «Электронный спиновый резонанс, спин-зависимые электронные эффекты и спиновые технологии» и Программы ОФН РАН «Электронные корреляции в системах с сильным взаимодействием».

Литература

1. A.N. Samarin *et al.*, Physics Procedia, **71**, 337, **2015**
2. A.V. Semeno *et al.*, Phys. Rev. B, **79**, 014423, **2009**
3. V.V. Glushkov *et al.*, Phys. Stat. Solidi B, **254**, 1600571, **2017**
4. S.E. Barnes, Adv. Phys., **30**, 801, **1981**
5. R.H. Taylor, Adv. Phys., **24**, 681, **1975**

ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ НА ДЛИНУ ВОЛНЫ 1,06 МКМ С МЕТАМОРФНЫМИ БУФЕРНЫМИ СЛОЯМИ INGAAS, GAASSB, INGAP НА ПОДЛОЖКАХ GAAS, ПОЛУЧЕННЫЕ МЕТОДОМ МОС-ГИДРИДНОЙ ЭПИТАКСИИ

И.В. Самарцев, С.М. Некоркин, Б.Н. Звонков

ННГУ им. Н. И. Лобачевского

woterbox@mail.ru

В настоящее время актуальной задачей является разработка систем беспроводной передачи электроэнергии с помощью Nd-лазеров. Поэтому, существует необходимость в разработке эффективных фотопреобразователей на длину волны 1,06 мкм. Эффективность кремниевых фотопреобразователей уменьшается на данной длине волны. Известны фотопреобразователи [1] выращенные на подложках InP. Но данные подложки являются дорогостоящими и плохо поддаются обработке. Также, известны фотопреобразователи на основе метаморфного буферного слоя InGaAs, полученные при ступенчатом изменении концентрации In [2]. Но такая технология роста достаточно сложна в реализации.

В данной работе приводятся результаты сравнения спектров фототока и шероховатости поверхности для фоточувствительных структур на основе GaAsSb, InGaAs, InGaP метаморфных буферных слоев.

Для выявления оптимальных условий роста были получены структуры с метаморфными слоями InGaAs, GaAsSb и InGaP, выращенных на подложках GaAs. На подложке растился буферный слой GaAs, далее - метаморфный буферный слой InGaAs или GaAsSb содержанием In и Sb 18% или слой InGaP с содержанием In более 55%.

С помощью интерференционного микроскопа получены карты поверхностей образцов. Средний размер неровности поверхности для структур с GaAsSb и InGaAs составляет 4,8 нм и 6,7 нм соответственно.

Структура на основе метаморфного слоя InGaP имеет более гладкую поверхность по сравнению со структурами, изготовленными на

основе метаморфных буферных слоев GaAsSb и InGaAs. Средний размер неровностей в данном случае составляет 4 нм.

Спектральные зависимости фототока исследованных образцов представлены на рисунке 1.

Как видно из графика, максимум поглощения структуры с буферным слоем InGaP соответствует длине волны 1,06 мкм.

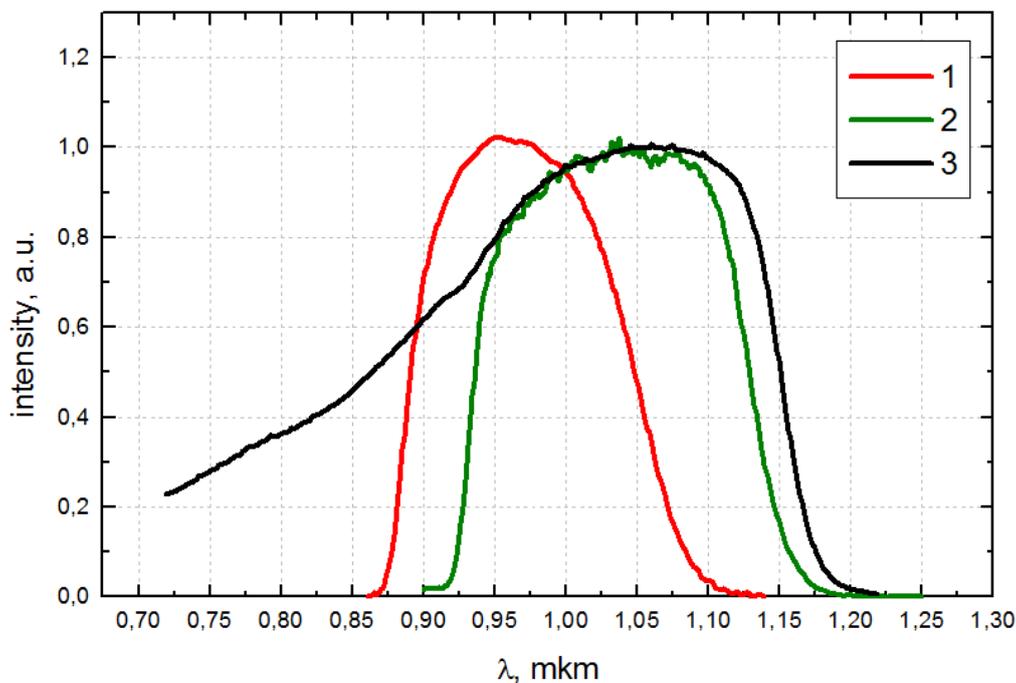


Рис. 1. Спектр фототока структур на основе метаморфных слоев GaAsSb (1), InGaAs (2) InGaP (3) при комнатной температуре

Таким образом, проведено сравнение качества поверхности фоточувствительных структур на основе метаморфных буферных слоев GaAsSb, InGaAs и InGaP. Показана возможность создания фоточувствительных структур на длину волны 1,06 мкм с помощью метаморфного слоя InGaP, выращенного на подложке GaAs.

Авторы выражают благодарность сотруднику ИФМ РАН Юнину П.А. за содействие в измерении шероховатости поверхности исследуемых структур.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 16-02-00450).

Литература

1. Зарин М.А., Потапович Н. С., Хвостиков В.П., Сборник тезисов 17 всероссийской молодежной конференции по физике

полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике, 120 2015

2. Рыбальченко Д.В., Минтаиров С.А., Салий Р.А. и др., ФТП, 51, 94, 2017

АНТИФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС И СТРУКТУРА АФМ ФАЗЫ В ГЕКСАБОРИДЕ ЦЕРИЯ.

Семено А.В.

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия
semeno@lt.gpi.ru*

Несмотря на продолжительную историю изучения необычных низкотемпературных свойств тяжелофермионного соединения CeB_6 , магнитная структура антиферроквадрупольной (АФК) и антиферромагнитной (АФМ) фаз (фазы II и III соответственно) этой системы остаются предметом дискуссии. Новый интерес к исследованиям связан с обнаружением в фазе II электронного спинового резонанса (ЭСР). При этом как понимание самой природы этого явления, так и объяснение поведения параметров резонансной линии, требуют пересмотра существующих представлений и создания новых концепций формирования фазы II [1]. В данной работе был расширен диапазон микроволновых частот (33-60 ГГц) с целью проведения ЭСР измерений в АФМ фазе III. Сдвиг резонансной линии в область низких полей при понижении температуры, характерный для АФМ резонанса, был зафиксирован на частотах $f=33$ ГГц и $f=44$ ГГц для направления магнитного поля [100]. При этом для направления [110] поведение ЭСР остается характерным для АФК фазы (II) при всех температурах. Этот результат подтверждает сильную анизотропию фазы II, известную из магнитных измерений и, в свою очередь, позволяет связать особенности магнитной восприимчивости на границах магнитной фазовой диаграммы ($H_C \approx 10$ кЭ для [110] и $H_C \approx 20$ кЭ для [100]) со схлопыванием спинов. Такой подход позволяет провести разделение статической намагниченности ниже $T_N \approx 2.4$ К на два вклада с различной степенью

локализации магнитных моментов: один вклад (“локализованные” магнитные моменты) связан с реориентацией спинов в фазе III и характеризуется нулевой восприимчивостью выше H_C в фазе III, другой вклад показывает монотонную зависимость восприимчивости до самых высоких полей. Анализ показал, что намагниченность первого вклада M_{loc} хорошо соответствует величине осциллирующей намагниченности ЭСР M_{ESR} ($M_{loc} = M_{ESR} = 0.37 \mu_B/\text{Ce}$ при $T = 1.8 \text{ K}$), также как и M_0 уменьшаясь при увеличении температуры. Величина M_{loc} также совпадает со значением среднего магнитного момента иона Ce^{3+} в фазе III, полученным в экспериментах по нейтронному рассеянию ($0.36 \mu_B/\text{Ce}$).

Работа поддержана программами Президиума РАН «Электронный спиновый резонанс, спин-зависимые электронные эффекты и спиновые технологии» и «Электронные корреляции в системах с сильным взаимодействием»

Литература

1. A.V.Semeno et.al., Scientific Reports, **6**, 39196, **2016**

СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В КАРКАСНЫХ СТЕКЛАХ $Zr_{1-x}Lu_xB_{12}$

Случанко Н. Е.

*Институт общей физики РАН, Вавилова, 38, 119991, Москва, Россия
nes@lt.gpi.ru*

Открытие высокотемпературной сверхпроводимости в дибориде магния MgB_2 с $T_c \sim 39K$ [1] послужило стимулом к изучению механизмов, определяющих возникновение сверхпроводящего состояния в соединениях высших боридов RB_6 и RB_{12} с каркасом из атомных кластеров бора. Среди додекаборидов со структурой каркасного стекла [2] модельные сверхпроводники LuB_{12} ($T_c \approx 0.4K$) и ZrB_{12} ($T_c \approx 6K$) с близкими по характеристикам электронной структурой, спектром колебательных состояний и электрон-фононным взаимодействием [3-4] существенно (\sim в 15 раз) различаются значениями T_c . В докладе представлены результаты исследований удельного сопротивления, магнитосопротивления, коэффициента Холла, теплоемкости и намагниченности монокристаллов $Zr_{1-x}Lu_xB_{12}$ ($0 \leq x \leq 1$) в нормальном и сверхпроводящем состоянии при низких и сверхнизких температурах в сильных магнитных полях до 90 кЭ. Выполненные исследования показывают, что на фазовой T - x диаграмме существуют две области концентраций $0 < x < 0.96$ и $x > 0.96$, отвечающие двум различным сверхпроводящим фазам в семействе додекаборидов, причем в окрестности LuB_{12} замещение лутеция цирконием в количестве около 4 ат.% приводит к полному подавлению сверхпроводимости (рис.1, левая панель). Аналогично, со стороны ZrB_{12} с ростом $x(Lu)$ также наблюдается подавление сверхпроводимости, которое для кристаллов в отсутствие магнитных примесей [5] в интервале составов $x \leq 0.3$ происходит со скоростью $dT_c/dx \sim 0.1$ К/ат.% Lu, и далее, по-видимому, замедляется.

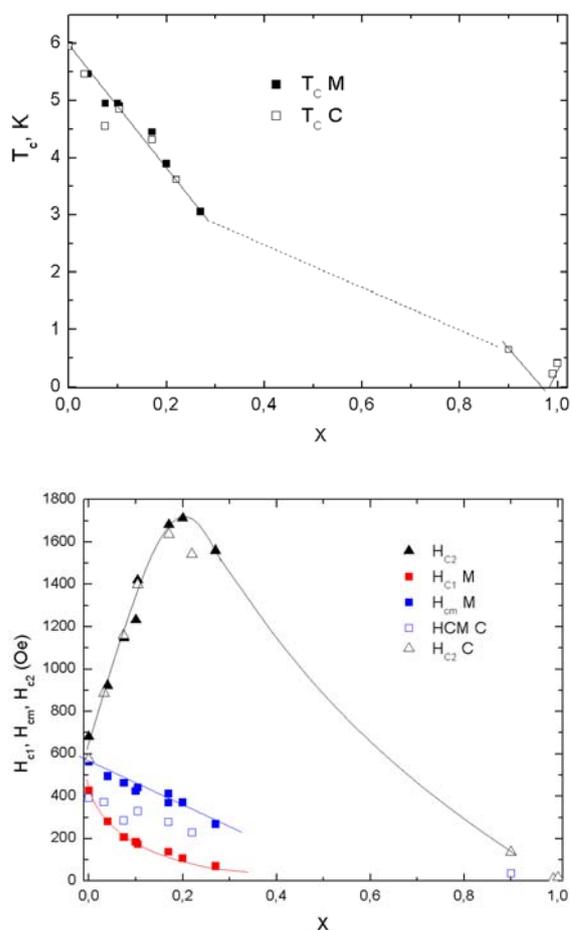


Рис. 1. Концентрационные зависимости температуры сверхпроводящего перехода T_c (верхняя панель) и критических полей H_{c1} , H_{cm} и H_{c2} (нижняя панель) твердых растворов замещения $Zr_{1-x}Lu_xB_{12}$.

Детальный анализ теплоемкости в нормальном и сверхпроводящем состояниях позволяет разделить и проанализировать электронный, дебаевский, эйнштейновский и вакансионный вклады в теплоемкость кристаллов $Zr_{1-x}Lu_xB_{12}$ ($0 \leq x \leq 1$) и сопоставить найденные параметры с изменением сверхпроводящих свойств исследуемых додекаборидов. В результате в работе установлено, что с ростом x в интервале $x \leq 0.3$ происходит монотонное уменьшение коэффициента γ электронной теплоемкости со скоростью, превышающей уменьшение плотности электронных состояний, ожидаемой благодаря неизовалентному ($Zr^{4+}-Lu^{3+}$) замещению. Результаты позволяют сделать вывод об ослаблении электрон-фононного взаимодействия, что, по-видимому, является причиной подавления сверхпроводимости в ряду $Zr_{1-x}Lu_xB_{12}$.

Обсуждаются полученные в работе результаты комплексных

детальных исследований характеристик сверхпроводящего и нормального состояния $Zr_{1-x}Lu_xB_{12}$, которые позволяют оценить константу электрон-фононного взаимодействия $\lambda_{e-ph}=0.3\div 0.6$, критические (нижнее H_{c1} и верхнее H_{c2}) и термодинамическое (H_{cm}) поля (правая панель на рис.1), длину когерентности $\xi(0)\sim 450-600$ Å, глубину проникновения $\lambda(0)\sim 500\div 4000$ Å и длину свободного пробега, параметры Гинзбурга-Ландау-Маки $\kappa_{1,2}(0)\sim 0.9\div 4.2$, величину щели $\Delta(0)$ и отношение $2\Delta(0)/k_B T_c$. Набор параметров свидетельствует в пользу реализации в кристаллах $Zr_{1-x}Lu_xB_{12}$ сверхпроводимости II-рода в грязном пределе $\xi \gg l$ с сильным электрон-фононным взаимодействием.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 15-02-02553а и программ РАН «Сильно коррелированные электроны в твердых телах и структурах» и «Электронный спиновый резонанс, спин-зависимые электронные эффекты и спиновые технологии».

Литература

1. J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka et.al., Nature **410**, 63 (2001)
2. Н. Е. Случанко, А. Н. Азаревич, А. В. Богач и др., ЖЭТФ 140, 536 (2011)
3. J. Teyssier et al., Phys. Rev. B, **78**, 134504 (2008)
4. N. Sluchanko, S. Gavrilkin, K. Mitsen et al., J. Supercond. Nov. Magn. **26**, 1663 (2013)
5. N. E. Sluchanko, A. N. Azarevich, M. A. Anisimov et.al., Phys. Rev. B **93**, 085130 (2016)

МИКРОСКОПИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ПЛАВЛЕНИЯ

Сон Л.Д., Тутынина О.И.

*Уральский государственный педагогический университет,
Уральский технический институт связи и информатики.
ldson@yandex.ru*

Теория КТНН [1,2], описывающая плавление двумерных систем в рамках статистики топологических дефектов, является общепризнанной. Для трехмерных систем такой подход не получил широкого распространения – видимо потому, что в трехмерной системе топологические дефекты являются не точками, как в двумерной, а линиями, что математически усложняет рассмотрение. «Усложняет» не значит «делает невозможным», и теория плавления, основанная на статистике топологических дефектов, все-таки существует [3-6]. В докладе обсуждаются ее результаты.

В [3] представлены физические основания и общие положения. В [4] предложено преобразование от статсуммы по конфигурациям линейных дефектов к функциональному интегралу по скалярным комплексным полям, что дает математическую основу теории и предсказывает переход, связанный с появлением конечной равновесной плотности дислокаций. В [5,6] поведение системы исследовано в приближениях среднего поля [5] и экранированного взаимодействия [6], вычислена температура перехода, получены возможные асимптотики тензора Грина среды с упомянутой конечной равновесной плотностью дислокаций. Асимптотик две – с экспоненциальным и степенным поведением на больших расстояниях. Первая соответствует жидкости, вторая – некоторой промежуточной фазе, возможность существования которой, также как и в двумерной теории, остается под вопросом.

При исследовании системы топологических дефектов удается получить [5] обоснование для простой, но плодотворной феноменологической теории [7-9]. В ней плавление рассматривается в рамках статистики ориентаций локально анизотропных кластеров, хорошо описываются как чистые вещества [7], так и бинарные системы, а также системы с полиморфизмом [8,9]. На основе этой теории решается вопрос о существовании промежуточной фазы для систем, в которых высокотемпературная фаза изотропна: для таких

систем имеется единственный фазовый переход первого рода кристалл – жидкость.

Литература

1. J.M.Kosterlitz, D.J.Thouless. Ordering, metastability and phase transition in two – dimensional systems. J. Phys. C., 6, N7, p.1181, 1973
2. B.I.Halperin, D.R.Nelson. Dislocation mediated melting in two dimensions. Phys. Rev. B., 19, 5,2457, 1979
3. D.R.Nelson, J.Toner. Continual theory of melting. Phys.Rev. B24, 363, 1981
4. С.П.Обухов. Дислокационный механизм плавления кристаллов. ЖЭТФ, 83,11, 1978, 1982
5. А.З.Паташинский, Б.И.Шумило. Теория конденсированного вещества, основанная на гипотезе локального кристаллического порядка. ЖЭТФ, 89, 1, 315, 1985
6. А.З.Паташинский, Л.Д.Сон. Жесткость конденсированного вещества при высоких температурах. ЖЭТФ, 103, 3, 1087, 1993
7. А.С.Митусь, А.З.Паташинский. Теория кристаллического упорядочения. ЖЭТФ, 80, 4, 1551, 1981
8. L.D.Son, G.M.Rusakov, A.Z.Patashinski, M.A.Ratner. Modeling melting in binary systems. Physica A, 248, 3-4, 305-322, 1998
9. L.Son, G.Rusakov, N.Katkov. Pressure – temperature phase diagrams of selenium and sulfur in terms of Patashinski model. Physica A, 324, 3-4, 334-344, 2003

ВЯЗКОСТЬ И ПРОЦЕССЫ ЗАТВЕРДЕВАНИЯ РАСПЛАВОВ (Fe_{0,75}B_{0,14}Si_{0,11})_{100-x}Ta_x (X=1-4)

Стерхова И.В., Камаева Л.В., Ладьянов В.И.

Физико-технический институт УрО РАН
irina.sterkhova@mail.ru

В последнее время большое внимание привлекают объемные аморфные сплавы (ОАС) на основе переходных металлов группы Fe, в частности ОАС на основе системы Fe-B-Si, полученные легированием Nb и Zr. Основой для этой группы ОАС являются сплавы Fe-B-Si вблизи эвтектики, для которых максимальная толщина аморфной фазы в условиях сверхбыстрой закалки не превышает 270 мкм. Отмечается, что оптимальные концентрации легирующих элементов Nb и Zr составляют 4 и 1 ат% соответственно. В этом случае толщина аморфной фазы при закалке со скоростями 10²-10³ К/с увеличивается до 1,5 мм. Можно полагать, что легирование Ta будет способствовать повышению стеклообразующей способности этой группы сплавов. Наряду с выбором состава перспективным способом повышения стеклообразующей способности является оптимизация параметров получения ОАС из расплава (температуры закалки расплава, время выдержки расплава при этой температуре). Кроме того показано, что анализ температурных зависимостей переохлаждения и кинематической вязкости можно использовать для определения температур закалки расплавов, обеспечивающих их наилучшую аморфизуемость. Поэтому большое значение для получения ОАС представляет детальное исследование структурно-чувствительных свойств их расплавов, а также влияния состояния жидкой фазы на процессы затвердевания. В связи с этим в работе было проведено исследование вязкости и процессов кристаллизации расплавов (Fe_{0,75}B_{0,14}Si_{0,11})_{100-x}Ta_x (x=1-4).

Измерения вязкости (ν) проводили методом затухающих крутильных колебаний тигля с расплавом в режиме ступенчатого нагрева от T_{пл} до 1680°C и последующего охлаждения. Эксперименты проводили в атмосфере очищенного гелия в тиглях из Al₂O₃ с двумя торцевыми поверхностями. Исследования процессов кристаллизации проводили методами дифференциального термического анализа (ДТА), рентгеноструктурного анализа и металлографии.

Исследование вязкости расплавов $(\text{Fe}_{0,75}\text{B}_{0,14}\text{Si}_{0,11})_{100-x}\text{Ta}_x$ ($x=1-4$) показало, что на изотермах ν наблюдается уменьшение значений вязкости вблизи 1 ат.%Ta и последующее увеличение до 2ат.%Ta. Однако наблюдаемые изменения лежат в пределах ошибки. Анализ энергии активации вязкого течения $E_{\text{ак}}$ и предэкспоненциального множителя A_{ν} при аппроксимации политерм ν уравнением Аррениуса показал, что на концентрационных зависимостях $E_{\text{ак}}$ и A_{ν} наблюдаются особенности вблизи 2ат.%Ta – максимум $E_{\text{ак}}$ и минимум A_{ν} . Согласно полученным результатам можно полагать, что наибольшее влияние на изменение ближнего упорядочения в расплавах Fe-B-Si оказывают атомы Ta при концентрациях до 2ат.%.

Исследование процессов плавления сплавов $(\text{Fe}_{0,75}\text{B}_{0,14}\text{Si}_{0,11})_{100-x}\text{Ta}_x$ ($x=1-4$) показало, что минимум на линии ликвидус в исследованном концентрационном интервале соответствует 1ат.% Ta, что позволяет предположить о близости этого состава к эвтектическому. Исследование процессов кристаллизации ($V_{\text{охл}}=100^{\circ}\text{C}/\text{мин}$) показало, что повышение концентрации Ta в сплаве более 2ат.% сопровождается изменением характера затвердевания. Кристаллизация сплавов с концентрацией Ta до 2 ат.% сопровождается двумя экзотермическими эффектами, тогда как сплавы с концентрацией более 2ат.% Ta кристаллизуются в три стадии. При этом повышение концентрации Ta в сплаве более 2ат.% также сопровождается увеличением величины двухфазной области, что не способствует их аморфизуемости. Кроме того, сплавы с концентрацией 1 и 2 ат.%Ta характеризуются более высокими значениями переохлаждения. При этом на температурных зависимостях величины переохлаждения наблюдается повышение переохлаждения при перегреве выше 1300°C . Согласно полученным результатам, наибольшую склонность к аморфизации должны проявлять сплавы с концентрацией до 2ат.%Ta при закалке от температур выше 1300°C .

Таким образом, проведенные исследования позволили определить оптимальные концентрационный и температурный интервалы наилучшей аморфизуемости расплавов системы $(\text{Fe}_{0,75}\text{B}_{0,14}\text{Si}_{0,11})_{100-x}\text{Ta}_x$ ($x=1-4$).

Работа выполнена по теме НИР №гос. регистрации АААА–А16–116021010084-2 и частичной поддержке проекта фундаментальных исследований УрО РАН № 15-6-2-40.

ЛОКАЛЬНАЯ ШУМОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

Тихонов Е. С.

*Институт Физики Твердого Тела РАН, г. Черноголовка
Московский Физико-Технический Институт, г. Долгопрудный
tikhonov@issp.ac.ru*

Спонтанные флуктуации электрического тока в неравновесном проводнике обусловлены дискретностью элементарного заряда (дробовой шум) [1]. Подобно термометрии Джонсона-Найквиста, измерение дробового шума может быть использовано для целей первичной, т.е. не требующей калибровки, шумовой термометрии в неравновесном случае. Фундаментальным препятствием на этом пути является условие ненакопления заряда [1], в результате чего в обычном двухтерминальном проводнике принципиально теряется локальная информация о неравновесности. Как, по-видимому, впервые показано в [2], измерение флуктуаций тока в многотерминальной геометрии позволяет снять это ограничение. Помимо локальной термометрии, таким образом можно, например, исследовать неравновесную локальную спиновую аккумуляцию [3,4] и спиновую релаксацию [5].

В докладе будут представлены наши первые результаты измерений локальной шумовой температуры в трехтерминальной геометрии с использованием полупроводникового нанопровода и туннельного контакта в качестве шумовых сенсоров [6]. Продемонстрировано измерение дробового шума в центре микрополоски диффузионного металла с макроскопическими резистивными терминалами, невозможное в двухтерминальном случае. Помимо неинвазивного измерения шумовой температуры, подход позволяет, например, измерить термоэлектрический отклик нанопровода, основываясь на первичном измерении эффективного градиента температуры [7].

Литература

1. Ya. M. Blanter and M. Buttiker, Phys. Rep. 336, 1 (2000)

2. T. Gramespacher and M. Buettiker, Phys. Rev. B 60, 2375 (1999)
3. J. Meair, P. Stano, and P. Jacquod, Phys. Rev. B 84, 073302 (2011)
4. T. Arakawa, J. Shiogai, M. Ciorga et al., Phys. Rev. Lett. 114, 016601 (2015)
5. V.S. Khrapai and K.E. Nagaev, Pis'ma v ZhETF, 105, 1, 21 (2017)
6. E.S. Tikhonov, D.V. Shovkun, D. Ercolani et al., Sci. Rep. 6, 30621 (2016)
7. E.S. Tikhonov, D.V. Shovkun, D. Ercolani et al., Semicond. Sci. Technol. 31, 104001 (2016)

THEORY OF SKYRMION HALL EFFECT IN MAGNET/HEAVY-METAL BILAYERS

Tretiakov O. A.

Institute for Materials Research, Tohoku University, Sendai, Japan

email: olegt@imr.tohoku.ac.jp

Manipulating by current small spin textures that can serve as bits of information is one of the main challenges in the field of spintronics [1]. Ferromagnetic skyrmions attracted a lot of attention because they are small in size, better than domain walls at avoiding pinning sites, and move very fast in ferromagnet/heavy-metal bilayers due to spin-orbit torques. I will formulate the microscopic theory of these torques with disorder and calculate the skyrmion Hall angle [2], which was recently revealed by X-ray microscopy [2]. We show that this angle depends on dynamical deformations of the skyrmion due to spin-orbit torques. This theory is rather general and can be extended to describe transport in antiferromagnet/heavy-metal, ferromagnet/topological-insulator, and other bilayers.

Meanwhile, the ferromagnetic skyrmions also have certain disadvantages to employ them in spintronic devices, such as the presence of stray fields and transverse to current dynamics. To avoid these unwanted effects, we propose a novel topological object: the antiferromagnetic skyrmion [3]. This topological texture has no stray fields and its dynamics are faster compared to its ferromagnetic analogue [3,4]. More importantly, I will show that due to unusual topology it experiences no skyrmion Hall effect, and thus is a better candidate for spintronic applications.

Литература

1. K. Litzius, I. Lemesh, B. Kruger, P. Bassirian, L. Caretta, K. Richter, F. Buttner, K. Sato, O. A. Tretiakov, J. Forster, R. M. Reeve, M. Weigand, I. Bykova, H. Stoll, G. Schutz, G. S. D. Beach, and M. Klaui, *Nature Physics* **13**, 170 **2017**.
2. I. Ado, O. A. Tretiakov, and M. Titov, *Phys. Rev. B* **95**, 094401 **2017**.
3. J. Barker and O.A. Tretiakov, *Phys. Rev. Lett.*, **116**, 147203 **2016**.
4. D. R. Rodrigues, K. Everschor-Sitte, O. A. Tretiakov, J. Sinova, and Ar. Abanov, *Phys. Rev. B* **95**, 174408 **2017**.

ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ АЛМАЗЫ И АЛМАЗОПОДОБНЫЕ АГРЕГАТЫ: АНАЛИЗ ПРИРОДНЫХ И СИНТЕЗИРОВАННЫХ ОБРАЗЦОВ

Филоненко В.П.

*Институт физики высоких давлений РАН, Москва, г. Троицк
filv@hppi.troitsk.ru*

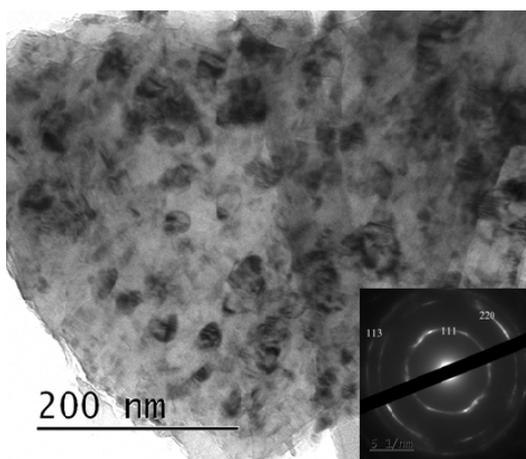
Природные поликристаллические алмазы можно разделить на две группы – мантийные и импактные. Согласно мантийно-магматической гипотезе поликристаллические алмазы формировались в сильно неравновесных условиях при внедрении магматических расплавов в земную кору. Больше всего таких алмазов (карбонадо) в Бразилии, где их количество на приисках достигает 70%. Для карбонадо характерно скрытокристаллическое строение с размером индивидов от нано до микроразмеров и высокой плотностью дислокаций. Из-за наличия в объеме карбонадо включений с графеновыми слоями они не прозрачны и имеют серый цвет.

Основными отличительными признаками алмазных агрегатов импактного генезиса является ультрамелкое зерно вследствие мартенситного превращения графита в алмаз, текстурированность и наличие в кубической алмазной решетке «структурного» лонсдейлита.

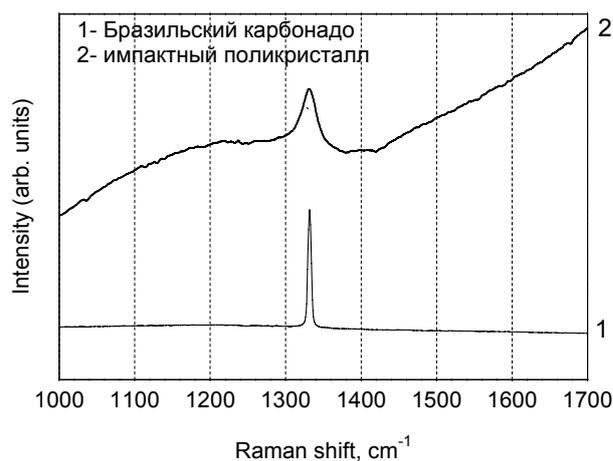
В работе анализируются структурные особенности бразильских карбонадо из провинции Минас Жерайс и импактные поликристаллы из Якутии (Рис. 1а, б).

Для синтеза поликристаллических алмазов или алмазоподобных агрегатов используется диапазон давлений от 5 до 20 ГПа. Основными способами синтеза являются спекание нано или микроразмерных порошков или трансформация решетки в объемных образцах с графитоподобной структурой. Для синтеза из графитовой заготовки при давлениях 7-9 ГПа алмазных поликристаллов типа карбонадо необходимо применение активаторов фазового перехода. Например, использование боридов кобальта позволяет получать образцы электропроводных поликристаллов, легированных бором.

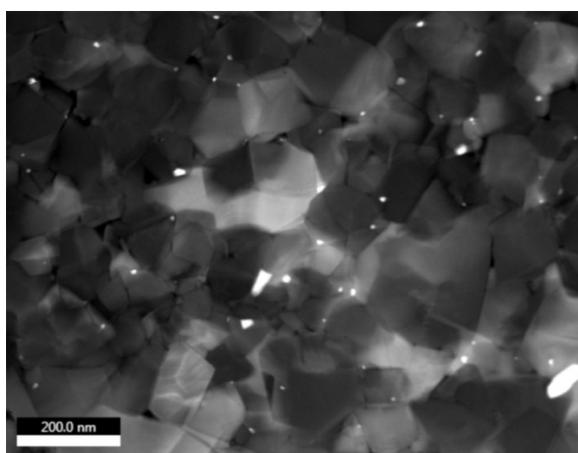
При получении алмазных поликристаллов спеканием высокодисперсных порошков необходимо создание термобарических и иных условий, обеспечивающих регулируемый рост частиц без обратного фазового перехода в структуры с графеновыми слоями и формирование между кристаллитами совершенных границ раздела (Рис. 1в, г).



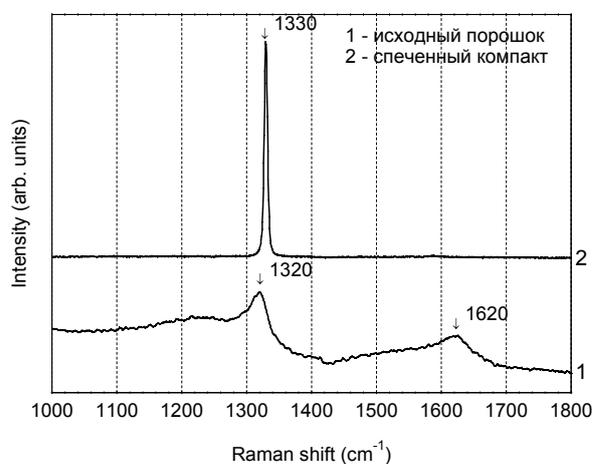
а



б



в



г

Рис. 1. Анализ структуры импактного (а, б) и спеченного из нанопорошков (в, г) алмазных поликристаллов:
а, в - ТЕМ имиджи; б, г – Рамановские спектры

Также рассмотрены особенности синтеза алмазоподобных порошков в системе В-С-N [1] и их последующего спекания в условиях высоких давлений и температур. Проведен сравнительный анализ данных поликристаллов с компактами, полученными прямой трансформацией решетки в объемных образцах из пиролитического нитрида бора.

При выполнении работы использована финансовая поддержка из грантов РФФИ 17-02-01285 и РНФ 17-12-01535.

Литература

1. V.P. Filonenko, V.A. Davydov, I.P. Zibrov, V.N. Agafonov, V.N. Khabashesku. *Diam. & Relat. Mater.*, 19, 541–544, 2010.

СУЩЕСТВУЮТ ЛИ В ЖИДКОСТЯХ ПОПЕРЕЧНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ?

Ю.Д. Фомин¹, Е.Н. Циок¹, В.Н. Рыжов¹, В.В. Бражкин¹ и К. Траченко²

¹*Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН
108840, г. Москва, г. Троицк, Калужское шоссе 14, ИФВД РАН*

²*School of Physics and Astronomy Queen Mary, University of London
327 Mile End Road, London, E1 4NS
fomin314@mail.ru*

До недавнего времени считалось, что одним из наиболее существенных отличий жидкости от твердого тела является отсутствие в жидкости поперечных возбуждений. Это утверждение, однако, противоречило ряду экспериментальных фактов. Так, было известно, что поперечные возмущения могут распространяться в вязких жидкостях. Более того, в работе [1] в рамках методов компьютерного моделирования было показано, что поперечные возмущения могут распространяться даже в жидкостях с малой вязкостью, таких как жидкие инертные газы.

В последние десятилетия улучшение экспериментальных методов привело к тому, что поперечные возбуждения были экспериментально обнаружены в ряде жидкостей с низкой вязкостью, в первую очередь, в жидких металлах [2-7]. Таким образом, сегодня возможность существования поперечных возбуждений в жидкостях уже можно считать доказанной. При этом остается не понятно, при каких условиях поперечные возбуждения могут наблюдаться, а при каких – нет.

Основываясь на идеях Я. Френкеля, нами была предложена концепция динамического кроссовера в жидкостях [9]. Согласно этой

концепции, жидкости при низких и высоких температурах характеризуются разной микроскопической динамикой частиц. Кроссовер от низкотемпературного режима к высокотемпературному происходит в узкой области температур. Линию этого кроссовера было предложено называть линией Френкеля.

В данной работе мы показываем, что поперечные возбуждения в жидкостях существуют в области температур, лежащих ниже линии Френкеля, и отсутствуют выше этой линии.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект №14-22-00093).

Литература

1. D. Levesque, L. Verlet, and Juhani Kärkijärvi, Phys. Rev. A, **7**, 1690, **1973**
2. S. Hosokawa, M. Inui, Y. Kajihara, S. Tsutsui and A. Q. R. Baron, J. Phys.: Cond. Matt., **27**, 194104, **2015**
3. S. Hosokawa et. al., Eur. Phys. J. Special Topics, **196**, 8593, **2011**
3. S. Hosokawa, M. Inui, K. Matsuda, D. Ishikawa, A. Q. R. Baron, Journal of Physics: Conference Series, **98**, 022004, **2008**
4. S. Hosokawa, W.-C. Pilgrim, F. Demmel, Journal of Non-Crystalline Solids, **353**, 31223128, **2007**
5. S. Hosokawa, M. Inui, K. Matsuda, D. Ishikawa and A. Q. R. Baron, Phys. Rev. B, **77**, 174203, **2008**
6. S. Hosokawa et. al., J. Phys.: Condens. Matter, **25**, 112101, **2013**
7. Я. И. Френкель «Кинетическая теория жидкостей». М.: Издательство АН СССР, **1945**. - 424 с.
8. В. В. Бражкин и др., УФН, **182**, 1137–1156. **2012**

СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ И МИКРОСКОПИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА ПЕРЕОХЛАЖДЕННОГО ТАНТАЛА

Хуснутдинов Р.М., Мокшин А.В.

*Казанский (Приволжский) федеральный университет,
Институт физики, Казань, Россия
khrm@mail.ru*

Выполнены крупномасштабные молекулярно-динамические исследования равновесного и переохлажденного тантала. Моделирование выполнено в рамках квантовомеханического метода Кара-Парринелло и классического метода атомарной/молекулярной динамики с ЕАМ-потенциалом [1]. Анализ структурных особенностей тантала выполнен на основе расчета статического структурного фактора, функции углового распределения и радиальной функции распределения двух и трех частиц [2]. На основе расчета параметра порядка Вендта-Абрахама-Равеше и парной конфигурационной энтропии определена критическая температура, характеризующая переход из области равновесной жидкости в область переохлажденного расплава. Определены температурные зависимости коэффициента самодиффузии, вязкости и теплопроводности, которые для области равновесного расплава хорошо воспроизводятся термоактивационным законом Аррениуса, а также удовлетворяют масштабным соотношениям Розенфельда [3]. Исследование атомарных коллективных возбуждений равновесного и переохлажденного расплава тантала выполнено на основе расчета спектральных плотностей временных корреляционных функций продольного и поперечного потоков. Определены законы дисперсий продольной и поперечной поляризаций для широкой области значений волновых чисел. Описание микроскопической коллективной динамики атомов расплава тантала выполнено в рамках микроскопической теоретической модели [4].

Крупномасштабные молекулярно-динамические расчеты были выполнены на вычислительном кластере Казанского федерального университета и суперкомпьютере Межведомственного Суперкомпьютерного Центра Российской Академии Наук. Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ МД-5792.2016.2.

Литература

1. L. Zhong, J. Wang, H. Sheng, Z. Zhang, S.X. Mao, *Nature*, 512, 177, 2014
1. B. N. Galimzyanov, A. V. Mokshin, *Physica A*, 478, 103, 2017
2. Y. Rosenfeld, *J. Phys.: Condens. Matter*, 11, 5415, 1999
3. R.M. Yulmetyev, A.V. Mokshin, P. Hänggi, *Phys. Rev. E*, 68, 051201, 2003

ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА И СЦЕНАРИЙ ПЛАВЛЕНИЯ СИСТЕМЫ ДИСКОВ ГЕРЦА С ПИННИНГОМ

Циок Е. Н., Фомин Ю. Д., Гайдук Е. А. и Рыжов В. Н.

*Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН
108840, г. Москва, г. Троицк, Калужское шоссе 14, ИФВД РАН
elena.tsiook@gmail.com*

Система сфер Герца имеет чисто отталкивательный потенциал, монотонно убывающий по степенному закону и не имеющий расходимости в нуле, то есть эти сферы могут полностью перекрываться. Хорошо известно, что система сфер Герца порождает богатую фазовую диаграмму с множеством структурных переходов с возвратным плавлением в широком диапазоне плотностей [1]. Коэффициент диффузии жидкости в области возвратного плавления демонстрирует аномальное поведение (возрастание с увеличением плотности или давления), подобно наблюдаемому в воде [1, 2]. Богатство фазовой диаграммы вместе с простотой функциональной формой потенциала делает модель Герца привлекательной для изучения динамики переохлажденной жидкости, а также может применяться для качественного описания некоторых коллоидных систем.

Методами компьютерного моделирования с использованием пакета программ LAMMPS была исследована фазовая диаграмма двумерной системы дисков Герца с показателем степени $5/2$, состоящая из 20000-22500 частиц, в области плавления треугольного и квадратного кристаллов. Мы использовали уравнения состояния (изотермы), поведение ориентационного и трансляционного параметров порядка, а также их корреляционные функции для расчета границ фазовых переходов между различными фазами, наблюдаемыми в системе. Исследовалась зависимость фазовой диаграммы и сценария плавления от случайного пиннинга. Концентрация пиннинговых частиц варьировалась от 0.1% до 0.4%. Было показано, что случайный пиннинг (0.1%) не повлиял на сценарий плавления треугольного кристалла в изотропную жидкость, а лишь расширил область гексатической фазы (характеризуется квазидальним ориентационным порядком) между ними [3] по сравнению с результатами работы [4].

Особое внимание в работе уделено влиянию случайного пиннинга на сценарий перехода между двумя кристаллическими фазами при низких температурах. В системе без пиннинга переход из треугольного в квадратный кристалл происходит путем классического перехода первого рода. На уравнениях состояния (изотермах) наблюдаются характерные для перехода первого рода петли Ван-дер-Ваальса, которые практически не изменяются при введении пиннинга. Впервые было показано, что случайный пиннинг (0.2%) может кардинально изменить этот сценарий за счет индуцирования в системе гексатической и тетрагической фаз. Мы предлагаем новый сценарий перехода между кристаллическими фазами посредством трех переходов: переход треугольный кристалл - гексатическая фаза происходит посредством непрерывного перехода типа Березинского-Костерлица-Таулеса (БКТ) [5,6], переход гексатическая фаза – тетрагическая фаза - посредством перехода первого рода и, наконец, непрерывный переход типа БКТ из тетрагической фазы в квадратный кристалл. Дальнейшее увеличение концентрации пиннинговых центров до 0.4% приводит к разрушению кристаллической фазы.

Для полноты картины нами было исследовано поведение диффузии в гексатической и тетрагической жидкостях и двухфазной области между ними при низкой температуре. Было показано, что коэффициент самодиффузии в таких жидкостях меньше, чем в двухфазной области, и является ненулевым по сравнению с кристаллическими фазами. Эти данные находятся в полном соответствии с фазовой диаграммой, полученной в соответствии с критериями теории плавления двумерных систем.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект №14-22-00093).

Литература

1. J. C. Pamies, A. Cacciuto, and D. Frenkel, *J.Chem.Phys.*, 131, 044514, 2009
2. Y. D. Fomin, V. N. Ryzhov and N. V. Gribova, *Phys. Rev. E*, 81, 061201, 2010
3. E. N. Tsiok, D. E. Dudalov, Y. D. Fomin, V. N. Ryzhov, *Phys. Rev. E*, 92, 032110, 2015
4. Zu Mengjie et al., *Phys. Rev. Lett.*, 117, 085702, 2016
5. В. Л. Березинский, *ЖЭТФ* 59, 907, 1970
6. J. M. Kosterlitz, D. J. Thouless, *J. Phys. C*, 6, 1181, 1973

СВЯЗЬ КРИТИЧЕСКИХ ФЛУКТУАЦИЙ И ПОЯВЛЕНИЯ А- ФАЗЫ В MnSi

Чубова Н.М.¹, Дядькин В.А.^{1,2}, Dewhurst Ch.³, Григорьев С.В.^{1,4}.

¹*Петербургский институт ядерной физики, Гатчина, Санкт-Петербург, Россия*

²*Swiss-Norwegian Beam Lines at ESRF, Гренобль, Франция*

³*Институт Лауэ-Ланжевена, Гренобль, Франция*

⁴*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия*
chubova@lns.pnpi.spb.ru

Методом малоугловой дифракции нейтронов детально изучена область (H - T) фазовой диаграммы вблизи критической температуры T_C кубического геликоидального магнетика MnSi [1]. Исследования проводились с приложением магнитного поля \mathbf{H} вдоль кристаллографической оси [111]. Геометрия эксперимента специально выбрана таким образом, где одновременно наблюдается три различных магнитных состояния системы: (а) критические флуктуации спиновой спирали со случайной ориентацией волнового вектора \mathbf{k}_f , (б) коническая структура с $\mathbf{k}_c \parallel \mathbf{H}$ и (в) гексагональная

скирмионная решетка с $\mathbf{k}_h \perp \mathbf{H}$. Покажем, что оба состояния

(коническая структура и скирмионная решетка) могут наблюдаться выше критической температуры $T_C = 29$ К на фоне критических флуктуаций спиновой спирали. Коническая решетка может быть прослежена вплоть до температур, где длина корреляции ξ составляет порядка периода спирали d_s . Скирмионная решетка локализована вблизи T_C и связана с флуктуациями спирали с корреляционной длиной ξ , $\approx 2d_s$, а вектор распространения перпендикулярен полю

$\mathbf{k}_h \perp \mathbf{H}$. Мы полагаем, что эти спиральные флуктуации можно

рассматривать как дефекты формирования и стабилизации скирмионной решетки.

Результаты были получены в рамках выполнения государственного задания Минобрнауки России, проект № 1.5596.2017/8.9

Литература

1. S. V. Grigoriev, N. M. Potapova et al., JETP Letter, **100**, 3, **2014**

ТОПОЛОГИЯ ФАЗОВЫХ ДИАГРАММ СИСТЕМ МЕТАЛЛ-ВОДОРОД

Шолин И. А.

*Институт физики твердого тела РАН
sholin@issp.ac..ru*

По мере развития техники сжатия молекулярного водорода до высоких давлений, все шире становится P-T диапазон экспериментального и теоретического исследования бинарных систем металл-водород, в которых водород взят в избытке, все чаще появляются сообщения о синтезе новых необычных гидридов, и все больше становится предсказаний существования еще более необычных гидридов. Нас заинтересовал вопрос, каким правилам должны подчиняться T-P диаграммы подобных бинарных систем. В литературе по этому поводу нам не удалось найти ничего. Вместе с тем, довольно простой анализ показал, что такие правила есть, и они довольно универсальны.

Во-первых, оказалось, что правило тройных стыков, недавно доказанное для двумерных фазовых диаграмм и двумерных сечений фазовых диаграмм более высокой размерности [1], может быть распространено на фазовые диаграммы бинарных систем металл-водород, состоящих из металла, погруженного в атмосферу газообразного водорода. Показано, что T-P диаграммы таких систем представляют собой сетки из тройных точек, связанных между собой линиями двухфазных равновесий, и для взаимного расположения этих линий вблизи каждой из точек ВСЕГДА выполняется правило тройных стыков. А именно: *Продолжение линии границы между двумя фазовыми областями за точку стыка с границами третьей области лежит внутри третьей области.* Или, что эквивалентно: *Углы между граничными линиями трех фазовых областей, смыкающихся в одной точке, всегда меньше 180°.*

Во-вторых, для любой линии двухфазного равновесия справедлив аналог уравнения Клапейрона-Клаузиуса: $dT/dP = \Delta V/\Delta S$, где ΔV и ΔS – скачки объема и энтропии всей системы «металл + молекулярный водород». Это уравнение может накладывать серьезные ограничения на наклон граничных линий, поскольку при умеренных давлениях до нескольких ГПа объем водорода в молекулярной фазе значительно больше, чем его

парциальный объем в металле. В частности, линия образования моногидрида металла из твердого раствора с малой концентрацией водорода не может проходить через минимум.

В-третьих, сумма скачков объема и сумма скачков энтропии, сопровождающих фазовые превращения при обходе вокруг тройной точки, равны нулю. В совокупности с аналогами уравнения Клапейрона-Клаузиуса для каждой из пересекаемых граничных линий это дает возможность рассмотреть асимптотическое поведение третьей линии, когда угол между двумя другими линиями стремится к нулю. Оказывается, тройная точка должна стать общей точкой касания всех трех граничных линий.

Рассмотрены также достаточные условия применимости правила тройных стыков [1] для проекций фазовых диаграмм на плоскость температура-концентрация.

Мы надеемся, что доказанные правила могут стать серьезным подспорьем для анализа допустимого вида экспериментальных и рассчитанных из первых принципов диаграмм фазовых равновесий в системах металл-водород при высоких давлениях и температурах. Например, использование в работе [2] аналога уравнения Клапейрона-Клаузиуса позволило нам без каких-либо дополнительных измерений или предположений установить недопустимость минимума у фазовой границы α/γ на T-P диаграмме системы Mo-H, построенной в работе [3].

Литература

1. В.Е. Антонов. Правило стыка трех граничных линий на фазовых диаграммах. УФН 183 (2013) 417–422
2. S.N. Abramov, V.E. Antonov, B.M. Bulychev, V.K. Fedotov, V.I. Kulakov, D.V. Matveev, I.A. Sholin, M. Tkacz. T-P phase diagram of the Mo–H system revisited. J. Alloys Compd. 672 (2016) 623–629
3. Y. Fukai, M. Mizutani. The phase diagram of Mo–H alloys under high hydrogen pressures. Mater. Trans. 44 (2003) 1359–62

ВЗАИМОВЛИЯНИЕ КУЛОНОВСКОЙ БЛОКАДЫ, ФЕРРОМАГНЕТИЗМА И ФЕРРОЭЛЕКТРИЧЕСТВА

Щелкачев Н. М.

МФТИ, Институтский пер. 9, Долгопрудный, 141700.

ИТФ им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка, 117940.

nms@itp.ac.ru

Существует несколько базовых принципов, на которых основана теория фазовых переходов. Один из них заключается в том, что критические индексы фазового перехода определяются только «симметрией» и, естественно, не могут зависеть от температуры.

Существует и другая парадигма, которая относится к фазовым переходам второго рода: в большинстве случаев, фаза, обладающая большей симметрией (т.е. включающая в себя все симметрии другой фазы), соответствует более высоким температурам. Это правило не столь строгое и из него существуют исключения. Например, в нижней точке Кюри сегнетовой соли, фаза, соответствующая меньшей температуре, обладает ромбической симметрией, в то время как фаза, соответствующая большей температуре, обладает моноклинной симметрией. В докладе будет представлен другой случай нарушения этого правила, связанный с взаимодействием кулоновской блокады, ферромагнетизма и сегнетоэлектричества.

Рассматривается система, гранулированный композитный мультиферроик, состоящая из ферромагнитных металлических наногранул, помещенных в ферроэлектрическую матрицу. Показано, что эффекты кулоновской блокады приводят к взаимодействию магнитных и ферроэлектрических степеней свободы [1-10]. В такой системе парамагнитная фаза может на фазовой диаграмме располагаться ниже по температуре, чем ферромагнитная фаза.

С помощью моделирования методом Монте-Карло показано, что магнито-дипольное взаимодействие не подавляет ферромагнитное состояние, вызванное взаимодействием сегнетоэлектрической матрицы и магнитной подсистемы. Тем не менее, наличие магнито-дипольного взаимодействия влияет на переход порядок-беспорядок: в зависимости от силы магнито-дипольного взаимодействия переход из ферромагнитного в суперпарамагнитное состояние сопровождается либо путем создания вихрей или доменов противоположной

намагниченности. Необычный цикл температурного гистерезиса происходит в композитных мультиферроиках из-за немонотонного поведения обменного взаимодействия в зависимости от температуры. Происхождение этого гистерезиса связано с наличием устойчивых магнитных доменов, которые устойчивы к тепловым флуктуациям [1-10].

Работа поддержана грантом РФФИ 16-02-00295.

Литература

1. A M Belemuk, O G Udalov, N M Chtchelkatchev and I S Beloborodov, J. Phys.: Condens. Matter 28, 126001 (2016).
2. O.G. Udalov, N.M. Chtchelkatchev, I.S. Beloborodov, J. Phys.: Condens. Matter 27, 186001 (2015);
3. O.G. Udalov, N.M. Chtchelkatchev, I.S. Beloborodov, Phys. Rev. B 92, 045406 (2015);
4. S.A. Fedorov, N.M. Chtchelkatchev, O.G. Udalov, I.S. Beloborodov, Phys. Rev. B 92, 115425 (2015); arXiv:1501.00261.
5. O.G. Udalov, N.M. Chtchelkatchev, S.A. Fedorov, I.S. Beloborodov, Phys. Rev. B 92, 205416 (2015).
6. O.G. Udalov, N.M. Chtchelkatchev, A. Glatz, I.S. Beloborodov, Phys. Rev. B 89, 054203 (2014);
7. S.A. Fedorov, A.E. Korolkov, N.M. Chtchelkatchev, O.G. Udalov, I.S. Beloborodov, Phys. Rev. B 89, 155410 (2014);
8. O.G. Udalov, N.M. Chtchelkatchev, I.S. Beloborodov, Phys. Rev. B 89, 174203 (2014);
9. O.G. Udalov, N.M. Chtchelkatchev, I.S. Beloborodov, Phys. Rev. B 90, 054201 (2014);
10. S.A. Fedorov, A.E. Korolkov, N.M. Chtchelkatchev, O.G. Udalov, I.S. Beloborodov, Phys. Rev. B 90, 195111 (2014);

РАМАНОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ИЗОТОПИЧЕСКИ ЧИСТЫХ ИЗОТОПОВ КРЕМНИЯ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ ПРИ НОРМАЛЬНОМ И ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ.

Энкович П. В.^{1*}, Бражкин В. В.¹, Ляпин С. Г.¹, Новиков А. П.¹, Гусев
А. В.², Гавва В.А.², Чурбанов М.Ф.² и Стишов С. М.¹

¹ *Институт физики высоких давлений РАН, 108840, Троицк, Москва,
Россия*

² *Институт химии высокочистых веществ РАН, 603950, Н.
Новгород, Россия*

**e-mail: enkovich@hppi.troitsk.ru*

Кремний является одним из самых распространённых в природе элементов и служит основой современной электроники. Постоянный процесс уменьшения размеров элементной базы приводит к необходимости учета квантовых свойств веществ. Квантовые эффекты непосредственно проявляются при сравнении свойств различных изотопов [1,2].

Одним из наиболее чувствительных методов исследования изотопических эффектов являются измерения рамановских спектров. Недавно нами были исследованы изотопические квантовые эффекты в алмазе при высоких давлениях [2]. Несмотря на то, что кристаллы кремния относятся к алмазоподобным полупроводникам и являются своего рода эталонным объектом для рамановских измерений, систематических исследований квантового изотопического эффекта именно методом рамановского рассеяния для изотопически чистых монокристаллов ранее не проводилось.

Цель настоящей работы состояла таким образом в сравнительном изучении рамановских спектров для изотопически чистых монокристаллов кремния ²⁸Si, ²⁹Si, ³⁰Si в широком температурном интервале от 8 К до 300 К, а также при высоких гидростатических давлениях до 12 ГПа.

Нами были проведены прецизионные исследования Рамановского рассеяния изотопически чистыми монокристаллами кремния ²⁸Si, ²⁹Si, ³⁰Si в диапазоне температур от 8 К до 300 К. Было обнаружено, что при комнатной температуре квантовые эффекты сравнимы с ошибкой измерения частот ($\pm 0.1 \text{ см}^{-1}$), в то время как при

низких температурах ($T \leq 100\text{K}$) расхождение нормированных частот двух крайних изотопов ^{28}Si и ^{30}Si на $\sim 0.4 \pm 0.1 \text{cm}^{-1}$ четко демонстрирует проявление квантовых эффектов. В области заметных квантовых эффектов при $T=80\text{K}$ были проведены исследования рамановского рассеяния в изотопах кремния под давлением до 12 ГПа в гидростатических условиях. В пределах точности измерения квантовые эффекты при сжатии не меняются.

Литература

1. С. М. Стишов, УФН **171**, 299–305 (2001)
2. P. V. Enkovich, V. V. Brazhkin, S. G. Lyapin, H. Kanda, A. P. Novikov, and S. M. Stishov, Phys. Rev. B **93**, 014308 (2016)

ДРОБОВОЙ ШУМ В p-n ПЕРЕХОДАХ И КВАЗИБАЛЛИСТИЧЕСКИХ КРАЯХ ДВУМЕРНЫХ ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ИЗОЛЯТОРОВ HgTe/CdHgTe

Петруша С. В.

ИФТТ РАН

petrushas@issp.ac.ru

Предлагаемая работа посвящена изучению рассеяния электронов в краевых каналах двумерных топологических изоляторов HgTe/CdHgTe. Теоретически для таких систем предсказан одноканальный баллистический транспорт с топологической защитой от рассеяния назад [1]. Однако для краевых каналов длиной уже в несколько микрометров сопротивление превышает значение кванта $R_0 = h/e^2$, наблюдаемое в работе [2] для краев длиной 1 мкм, и продолжает расти с увеличением длины края [3]. Для объяснения такого поведения привлекаются различные теории, как правило, не способные объяснить слабую температурную зависимость сопротивления краевого канала, см., например, [4].

В данной работе предпринимается попытка разрешить это противоречие с использованием экспериментального измерения флуктуаций электрического тока (дробового шума). В основе этого подхода лежит однозначная связь между сопротивлением и дробовым шумом в одноканальном когерентном проводнике [6]. В первом подобном исследовании [6] рассматривались исключительно образцы с большим сопротивлением $R \gg h/e^2$, и было показано что их шум такого проводника много меньше пуассоновского $F \ll 1$ (F - фактор Фано, показывающий отношение наблюдаемого шума к пуассоновскому пределу). Строго говоря такое наблюдение не противоречит одноканальной проводимости, в условиях сильного неупругого рассеяния [5]. Здесь мы исследуем более широкий спектр сопротивлений $h/e^2 \leq R < 10 h/e^2$. Кроме того, для квантовых ям шириной 14 нм изучались p-n переходы, формируемые на границе затвора при создании под затвором дырочной проводимости [7], для которых $R \approx h/2e^2$, что могло бы соответствовать двум почти баллистическим краевым каналам, включенным параллельно.

Существенный вклад в шум исследуемых образцов вносят контакты, перегретые вследствие пропускания тока. Из-за невозможности непосредственного измерения шума краевого канала, производилось сравнение наблюдаемого шума с моделированием в

двух случаях: баллистическом (как ожидается для топологически защищенных краевых состояний) и диффузионном. Для p-n переходов, больший шум, ожидаемый в диффузионном случае, для согласования с экспериментом требует нереалистично сильной дырочной фононной теплоотдачи. Для коротких краев непосредственно наблюдалось, что шум сильно подавлен относительно диффузионного предсказания.

Указанные измерения сопротивления и шума являются свидетельствами в пользу наличия в коротких краях квантовых ям HgTe/CdHgTe топологически защищенных краевых состояний.

Мы благодарны З.Д. Квону за предоставленные для измерений образцы.

Литература

1. Hasan M.Z., Kane C.L., Rev. Mod. Phys. Vol. 82, № 4. P. 3045–3067, 2010
2. Konig M. и др., Science, Vol. 318, № 5851, P. 766–770, 2007
3. Gusev G.M. и др., Phys. Rev. B, Vol. 84, № 12, P. 5, 2011
4. Väyrynen J.I. и др., Phys. Rev. B, Vol. 90, № 11, 2014
5. Aseev P.P., Nagaev K.E., Phys. Rev. B, Vol. 94, № 4. P. 45425, 2016
6. Tikhonov E.S. и др., JETP Lett, Vol. 101, № 10. P. 708–713, 2015
7. Min'kov G.M. и др., JETP Lett, Vol. 101, № 7. P. 469–473, 2015