XVII Всероссийская школа-конференция молодых ученых "Проблемы физики твердого тела и высоких давлений"

Сочи, пансионат "Буревестник
14 - 23 сентября 2018г.

ТЕЗИСЫ

Москва, ФИАН 2018

XVII Школа-конференция молодых ученых "Проблемы физики твердого тела и высоких давлений" 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.

ISBN 978-5-902622- 38-3 © Авторы докладов

Всероссийская школа-конференция "Проблемы физики твердого тела и высоких давлений" проводится Институтом физики высоких давлений РАН (первоначально Школа-семинар) каждые два года, начиная с 1989 г. На данный момент было организовано и проведено шестнадцать таких Конференций, все они проходили осенью на базе студенческого лагеря Московского Государственного Университета им. М.В. Ломоносова – пансионата «Буревестник».

С течением времени увеличивалось количество участников конференции, расширялась ее тематика, начиная с 2015 года конференция организуется ежегодно силами Института физики высоких давлений РАН и Физического института РАН. В этом году в состав организаторов вошел такжзе МГУ. Таким образом, проводимая ИФВД РАН в 2018 году Конференция будет 17-й в общем ряду конференций «Проблемы физики твердого тела и высоких давлений».

Целями конференции являются создание условий, способствующих изучению современных достижений в области физики конденсированных сред, в том числе, с применением высоких давлений; содействие развитию научных исследований в области физики конденсированных сред с применением высоких давлений; привлечение как можно большего количества молодых ученых и содействие развитию творческой научной активности молодых ученых. Тематика конференции включает многие научные исследования в рамках инициативных научных проектов, поддержанных РФФИ в 2018 году.

Особенностью Школы-конференции является обязательное устное выступление с оригинальными докладами всех молодых участников. Отобранные тезисы докладов публикуются в данном сборнике.

Презентации лекций и оригинальных докладов будут доступны на сайте XVII Конференции http://www.hppi.troitsk.ru/meetings/school/XVII-2018/xvii-sch.htm

ОРГАНИЗАТОРЫ

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

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

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ

- Председатель - В.В. Бражкин, академик РАН, д.ф.-м.н. (ИФВД РАН)
- Заместитель Председателя - П.И. Арсеев, чл.-корр. РАН, д.ф.-м.н. (ФИАН);
- 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)
- А.А. Федянин, д.ф.-м.н., проректор МГУ им.М.В. Ломоносова.

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

- Председатель - В.Н. Рыжов, д.ф.-м.н. (ИФВД РАН)
- заместитель Председателя - П.И. Арсеев, чл.-корр. РАН, д.ф.-м.н. (ФИАН)
- В.В. Бражкин, академик РАН, д.ф.-м.н. (ИФВД РАН)
- А.А. Федянин, д.ф.-м.н., профессор РАН, проректор (МГУ им.М.В. Ломоносова)
- В.Н.Манцевич, д.ф.-м.н. (МГУ им.М.В. Ломоносова)
- Е.Н. Циок, к.ф.-м.н. (ИФВД РАН);
- Н.В. Козюлина (ФИАН)

Мероприятие проводится при финансовой поддержке

Федерального агентства научных организаций России и Отделения Общей физики РАН

Российского фонда фундаментальных исследований,
Проект № 18-02-20104 Г

СОДЕРЖАНИЕ

ЛЕКЦИИ

Anisimov M.A. **18**
FLUID POLYAMORPHISM: INTERCONVERSION OF MOLECULAR OR SUPRAMOLECULAR POLYMORPHS

Антонов В. Е. **19**
НЕЙТРОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ ВОДОРОД-МЕТАЛЛ

Арсеев П.И. **21**
МЕХАНИЗМЫ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

Борисов А. Б., Рыбаков Ф. Н. **22**
ТРЕХМЕРНЫЕ СТРУКТУРЫ И ИХ СВОЙСТВА В ГЕЛИМАГНЕТИКАХ

Бражкин В.В. **24**
МОГУТ ЛИ ЛЕГКО СТЕКЛУЮЩИЕСЯ ЖИДКОСТИ БЫТЬ «ПРОСТЫМИ»?

Вальков В. В., Злотников А.О., Шустин М.С. **25**
МАЙОРАНОВСКИЕ ФЕРМИОНЫ В СИСТЕМАХ С КИРАЛЬНОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬЮ И НЕКОЛЛИНЕАРНЫМ СПИНОВЫМ УПОРЯДОЧЕНИЕМ

Глазов М.М. **27**
ЭКСИТОНЫ В ДВУМЕРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КРИСТАЛЛАХ

Глезер А.М. **28**
ФИЗИКА БОЛЬШИХ ПЛАСТИЧЕСКИХ ДЕФОРМАЦИЙ

Глушков В.В. **29**
АНОМАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ ХОЛЛА В МАГНЕТИКАХ С ФРУСТРИРОВАННЫМ ОБМЕННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ
Гордон Е.Б. **31**
ПРОЦЕССЫ ЭВОЛЮЦИИ МЕЖЗВЕЗДНОЙ ПЫЛИ

Григорьев П.Д. **33**
ПРИРОДА МАГНИТНЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ СЕМЕЙСТВА YBaCuO: ИХ МАЛАЯ ЧАСТОТА ДАЕТ ПЛОЩАДЬ КАРМАНОВ ПОВЕРХНОСТИ ФЕРМИ ИЛИ ВЕЛИЧИНУ МЕЖСЛОЕВОГО ПЕРЕСКОКА ЭЛЕКТРОНОВ?

Демишев С.В. **34**
СИЛЬНО КОРРЕЛИРОВАННЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ СИСТЕМЫ, КВАНТОВАЯ КРИТИЧНОСТЬ и ЭПР (1996-2018)

Дмитриев А. П., Алексеев П.С., Горный И.В., Поляков Д.Г. **36**
"ГИДРОДИНАМИКА" ДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЖИДКОСТИ

Капуткина Н.Е.[1], Алтайский М.В.[2] **38**
КВАНТОВЫЕ ТОЧКИ И КВАНТОВЫЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ

Кокорина Е.Е.[2],Игошев П.А.[1],Медведев М.В.[2], Некрасов И.А.[2] **40**
ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ДАВЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ КЮРИ В R_2Fe_{17} : AB-INITIO ВЫЧИСЛЕНИЯ
Кучинский Э.З. **42**
НЕУПОРЯДОЧЕННАЯ МОДЕЛЬ ХАББАРДА: DMFT+SIGMA ПРИБЛИЖЕНИЕ
Манцевич В.Н. **43**
ДИНАМИЧЕСКАЯ ИНЖЕКЦИЯ СПИНА В ГИБРИДНОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СИСТЕМЕ КВАНТОВАЯ ЯМА - ПРИМЕСНОЕ СОСТОЯНИЕ

Маслова Н. С. **44**
МОДЕЛЬ НЕЛИНЕЙНОГО ОСЦИЛЛЯТОРА В РЕЗОНАНСНОМ ПОЛЕ: ОТ КЛАССИЧЕСКОГО ПОДХОДА К КВАНТОВЫМ МЕТОДАМ

Мельников А.С. **47**
ЭЛЕКТРОДИНАМИКА ГИБРИДНЫХ СТРУКТУР СВЕРХПРОВОДНИК - ФЕРРОМАГНЕТИК

Михеенков А. В.[1,2,3*], Валиулин В. Э.[1,2,3], Щелкачев Н. М.[1,2,4,5], Барабанов А. Ф.[1] **49**
ФРУСТРАЦИЯ И НЕСТАНДАРТНЫЕ СПИНОВЫЕ ОСТОЯНИЯ

Мокшин А. В. **50**
ПОПЕРЕЧНАЯ КОЛЛЕКТИВНАЯ МИКРОСКОПИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА В ЖИДКОСТЯХ

Муртазаев А.К.[1,2], Рамазанов М.К.[1,3], Бадиев М.К.[1], МуртазаевК.Ш.[2] **51**
ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В СПИНОВЫХ МОДЕЛЯХ С ФРУСТРАЦИЯМИ

Норман Г.Э., Саитов И.М. **53**
ПЛАЗМЕННЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД (К 50-ЛЕТИЮ ПРЕДСКАЗАНИЯ)

Прошин Ю.Н., Авдеев М.В. **55**
СИНГЛЕТНЫЙ МЕХАНИЗМ ДАЛЬНОДЕЙСТВУЮЩЕГО ЭФФЕКТА БЛИЗОСТИ В ГИБРИДНЫХ ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ СИСТЕМАХ FSF

Прудников В.В., Прудников П.В., Маляренко П.Н. **57**
ВЛИЯНИЕ ДЕФЕКТОВ СТРУКТУРЫ НА НЕРАВНОВЕСНОЕ КРИТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ 3D И 2D МОДЕЛЕЙ ИЗИНГА

Прудников П.В. **59**
КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КРИТИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ СЛОЖНЫХ СПИНОВЫХ СИСТЕМ

Рубцов А.Н. **61**
ПРОБЛЕМА КОЛЛЕКТИВНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ В КОРРЕЛИРОВАННЫХ СИСТЕМАХ

Рыжов В. Н., Тареева Е. Е., Фомин Ю. Д., Циок Е. Н. **62**
ДВУМЕРНЫЙ КУЛОНОВСКИЙ ГАЗ - НЕПРЕРЫВНЫЙ ПЕРЕХОД ИЛИ ПЕРЕХОД ПЕРВОГО РОДА?

Садовский М.В. **64**
ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА ОДНОСЛОЙНЫХ FeSe СИСТЕМ: МЕЛКИЕ ЗОНЫ, КОРРЕЛЯЦИИ И СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ

Случанко Н.Е.[1,2,*], Хорошилов А.Л.[1,2], Краснорусский В.Н.[1], Богач А.В.[1], Глушков В.В.[1,2], Демишев С.В.[1,2], Красиков К.М.[2], Шицевалова Н.Ю.[3], Филиппов В.Б.[3], Габани С.[4], Флахбарт К.[4] **66**
МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ДИАГРАММЫ И ОСОБЕННОСТИ РАССЕЯНИЯ НОСИТЕЛЕЙ В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ $Ho_xLu_{1-x}B_{12}$ С ЗАРЯДОВЫМИ СТРАЙПАМИ

Суслов И. М. **68**
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОНДАКТАНСОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Фомин Ю.Д., Циок Е.Н. и Рыжов В.Н. **69**
ВЛИЯНИЕ ДАЛЬНОДЕЙСТВИЯ НА СТРУКТУРУ СИСТЕМЫ ВИХРЕЙ В ТОНКИХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНКАХ

Orendáč M.[1], Gabáni S.[1], Gažo E.[1], Pristáš G.[1], Shitsevalova N.[2], Siemensmeyer K.[3], Flachbart K.[1] **71**
MAGNETIC SYSTEMS WITH GEOMETRICAL FRUSTRATION OF SHASTRY-SUTHERLAND TYPE

Белемук А. М.1,2, Щелкачев Н. М. 1,2,3*, Михеенков А. В. 1,2, Кугель К. И. **73**
УПРАВЛЯЕМЫЕ МАГНИТНЫЕ СИЛЬНОКОРРЕЛИРОВАННЫЕ СИСТЕМЫ НА ХОЛОДНЫХ АТОМАХ (КВАНТОВЫЕ СИМУЛЯТОРЫ)

Яковлев Е.В., Комаров К.А., Овчаров П.В., Крючков Н.П., Юрченко С.О. **74**
РЕГУЛИРУЕМЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В КОЛЛОИДНЫХ СУСПЕНЗИЯХ ВО ВРАЩАЮЩИХСЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ: ИССЛЕДОВАНИЯ С КИНЕТИЧЕСКИМ РАЗРЕШЕНИЕМ

ДОКЛАДЫ

Авдеев М. В., Сираев Ф. М. **78**
НЕОДНОРОДНЫЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ СОСТОЯНИЯ В МАГНИТНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ С ГЕЛИКОИДАЛЬНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТЬЮ

Агзамова П.А.[1,2], Никифоров А.Е.[2] **79**
ВЛИЯНИЕ ОРБИТАЛЬНОГО УПОРЯДОЧЕНИЯ НА МАГНИТНЫЕ СВЕРХТОНКИЕ ПОЛЯ В ОКСИДАХ ВАНАДИЯ $R_2V_2O_7$ (R = Lu, Yb, Tm, Y) СО СТРУКТУРОЙ ПИРОХЛОРА: AB INITIO РАСЧЁТ

Азаревич А.Н.[1,2,*], Богач А.В.[1], Глушков В.В.[1,2], Демишев С.В.[1,2], Краснорусский В.Н.[1], Шицевалова Н.Ю.[3], Филиппов В.Б.[3], Случанко Н.Е.[1,2] **81**
АНИЗОТРОПИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ С ТЯЖЕЛЫМИ ФЕРМИОНАМИ $CE_XLA_{1-X}B_6$

Алтайский М. В. **83**
ВЕЙВЛЕТ-ПРЕОБРАЗОВАНИЕ В АНАЛИТИЧЕСКОМ ОПИСАНИИ РАЗВИТОЙ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Бельтюков А.Л., Меньшикова С.Г., Ладьянов В.И., Корепанов А.Ю., *Бельтюков И.А. **84**
ОСОБЕННОСТИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ И КОНЦЕНТРАЦИОННЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ВЯЗКОСТИ БИНАРНЫХ РАСПЛАВОВ Al-(Ni/Co/Fe/Cu) БОГАТЫХ АЛЮМИНИЕМ

Билинский Ю. М., Арсеев П. И. **86**
ОСОБЕННОСТИ НЕЛИНЕЙНОГО ОТКЛИКА ТВЕРДЫХ ТЕЛ НА ПОСТОЯННОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ

Богач А.В.[1,*], Азаревич А.Н.[1,2], Глушков В.В.[1,2], Демишев С.В.[1,2], Шицевалова Н.Ю.[3], Филиппов В.Б.[3], Габани С.[4], Флахбарт К.[4] , Кузнецов А.В.[5], Случанко Н.Е.[1,2] **88**
СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В $R_xY_{1-x}B_6$ (R-La, Sc, Zr)

Борисова О. Н., Туманов В. А., Прошин Ю. Н. **90**
УПРАВЛЯЕМЫЙ ДЖОЗЕФСОНОВСКИЙ 0-π КОНТАКТ В СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ СПИНОВОМ КЛАПАНЕ

Валиулин В.Э.[1,2*], Михеенков А.В.[1,2,3], Шварцберг А.В.[1], Барабанов А.Ф.[3] **93**
ИЗОТРОПНЫЕ СПИРАЛЬНЫЕ СОСТЯНИЯВ ДВУМЕРНОЙ J1-J2-J3 МОДЕЛИ ГЕЙЗЕНБЕРГА

Васин М. Г.[1,2], Винокур В. М.[3] **94**
ДУАЛЬНОСТЬ СВЕРХПРОВОДНИК-СВЕРХИЗОЛЯТОР В МАТРИЦЕ ДЖОСЕФСОНОВСКИХ КОНТАКТОВ

Волкова З. Н., Гермов А. Ю. **95**
ПРЯМАЯ РЕГИСТРАЦИЯ ФЕРРОМАГНИТНЫХ НАНООБЛАСТЕЙ В МАНГАНИТЕ $Sr_{0.98}La_{0.02}MnO_3$ МЕТОДОМ ЯДЕРНОГО МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

Gabáni S.[1], Orendáč M.[1], Gažo E.[1], Pristáš G.[1], Flachbart K.[1], Mori T.[2], Wang X.[3], Kamenev K.[3] **98**
PRESSURE EFFECT ON THE EINSTEIN PHONON MODE AND GINZBURG-LANDAU PARAMETER IN SUPERCONDUCTING YB_6

Гайдук Е. А., Рыжов В. Н., Фомин Ю. Д., Циок Е. Н. **100**
СЦЕНАРИЙ ПЛАВЛЕНИЯ ДВУМЕРНОЙ СИСТЕМЫ МЯГКИХ ДИСКОВ: ТОЧНОСТЬ КРИТЕРИЕВ ОЦЕНКИ ФАЗОВЫХ ГРАНИЦ

Галимзянов Б.Н., Яруллин Д.Т., Мокшин А.В. **103**
КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ УРОВНЯХ ПЕРЕОХЛАЖДЕНИЯ

Горбунов Е.А., Крючков Н.П., Яковлев Е.В., Юрченко С.О. **105**
ТЕРМОАКУСТИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В КОМПЛЕКСНОЙ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ

Гудин С. А.[*], Солин Н. И. **107**
РАЗДЕЛЕНИЕ ВКЛАДОВ В МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ МАНГАНИТОВ ОТ РАЗЛИЧНЫХ МЕХАНИЗМОВ ПРОВОДИМОСТИ

Гурьев В. М. **109**
РАСТВОРИМОСТЬ ДЕЙТЕРИЯ В ГЦК МОДИФИКАЦИИ ЖЕЛЕЗА

Данилов И.В.[1,2], Громницкая Е.Л.[1], Ляпин А.Г.[1,2], Бражкин В.В.[1,2] **111**
УЛЬТРАЗВУКОВОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТЕКОЛ 1-ПРОПАНОЛА ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ

Девизорова Ж.А.[1,2], Миронов С.В.[3], Буздин А.И.[4] **113**
НЕОДНОРОДНЫЕ МАГНИТНЫЕ СОСТОЯНИЯ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ С НИЗКОЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ КЮРИ

Дегтярева В. Ф. **114**
«АПЕРИОДИЧЕСКАЯ» ПЕРИОДИЧЕСКАЯ ТАБЛИЦА ЭЛЕМЕНТОВ ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ: РОЛЬ ЭЛЕКТРОННОГО ВКЛАДА

Долгушева Е. Б. **115**
ТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА ТИТАНОВЫХ И АЛЮМИНИЕВЫХ НАНОПЛЕНОК

Ефимченко В. С.[1], Хряпин К. И.[1,2] **118**
Т-Р ОБЛАСТЬ УСТОЙЧИВОСТИ ФАЯЛИТА ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ ВОДОРОДА

Захарова Е.В., Демишев С.В., Самарин А.Н. **120**
RESEARCHERID КАК ИНСТРУМЕНТ ДЛЯ УЧЕТА ПУБЛИКАЦИОННОЙ АКТИВНОСТИ УЧЕНЫХ, ПРОДВИЖЕНИЯ ПУБЛИКАЦИЙ, А ТАКЖЕ РЕКЛАМЫ НАУЧНЫХ УЧРЕЖДЕНИЙ

Зибров И.П. **122**
СИНТЕЗ, СТРУКТУРА И СВОЙСТВА МОДИФИКАЦИЙ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ Ta_2O_5

Камаева[1] Л.В., Галиеева[2] Д.С., Ладьянов[1] В.И. **124**
ОСОБЕННОСТИ ЗАРОЖДЕНИЯ И РОСТА i-ФАЗЫ В СПЛАВАХ Al-Cu-Fe

Комаров К.А., Юрченко С.О. **125**
ПАРНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В КОЛЛОИДАХ В КОНИЧЕСКИ-ВРАЩАЮЩИХСЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

Королева Е.[1,*], Алексеева О.[2], Ванина П.[2], Вахрушев С.[1], Липовский А.[3], Набережнов А.[1], Петруненкова С.[2], Таганцев Д.[2], Чернышов Д.[4] **128**
КИНЕТИКА КРИСТАЛЛИЗАЦИИ НИОБАТА НАТРИЯ В ЩЕЛОЧНО-НИОБИЕВО-СИЛИКАТНЫХ СТЕКЛАХ

Корсакова С.А., Яковлев Е.В., Овчаров П.В. и Юрченко С.О. **130**
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ДИСЛОКАЦИЙ В ДВУМЕРНЫХ КОЛЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛАХ С РЕГУЛИРУЕМЫМ МЕЖЧАСТИЧНЫМ ПРИТЯЖЕНИЕМ

Краснорусский В.Н.[1,*], Хорошилов А.Л.[1,2], Богач А.В.[1], Глушков В.В.[1,2], Демишев С.В.[1,2], Красиков К.М.[2], Шицевалова Н.Ю.[3], Филиппов В.Б.[3], Габани С.[4], Флахбарт К.[4], Случанко Н.Е.[1,2] **132**
АНИЗОТРОПИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ $Ho_xLu_{1-x}B_{12}$ ($X \geq 0.5$) СО СТРУКТУРОЙ КАРКАСНОГО СТЕКЛА

Крючков Н.П., Юрченко С.О. **134**
ДИССИПАТИВНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В СИСТЕМАХ С НАРУШЕННЫМ ТРЕТЬИМ ЗАКОНОМ НЬЮТОНА ДЛЯ ЭФФЕКТИВНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ МЕЖДУ ЧАСТИЦАМИ

Кузовников М. А.[1,2], Tkacz M.[3], Meng H.[3], Капустин Д. И.[2,4], Кулаков В.И.[2] **136**
ДИГИДРИД ТАНТАЛА

Лазарева В. С., Котомин И. А. **138**
ДИАГНОСТИКА ОПУХОЛЕЙ ГОЛОВНОГО МОЗГА МЕТОДОМ ПОЗИТРОННО-ЭМИССИОННОЙ ТОМОГРАФИИ С 11-С МЕТИОНИНОМ

Ларионов И.А. **140**
МОДЕЛИРОВАНИЕ КЛАСТЕРИЗАЦИИ ИОННЫХ КАНАЛОВ В ЛИПИДНЫХ МЕМБРАНАХ

Колесникова А.С., Мазепа М.М. **142**
МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОНЕЧНО-РАЗМЕРНОГО КОЛОННОГО ГРАФЕНА

Мелкова А.А. [1,2], Ефимченко В.С.[1] **144**
КИНЕТИКА РАСПАДА РАСТВОРА МОЛЕКУЛЯРНОГО ВОДОРОДА НА ОСНОВЕ АМОРФНОГО СИЛИКАТА МАГНИЯ $Mg_{0.88}SiO_{2.88}$

Меньшикова С. Г.[1], Бражкин В. В.[2] **146**
ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ СТЕКЛООБРАЗУЮЩИХ СПЛАВОВ Al-Y, ПОЛУЧЕННЫХ В УСЛОВИЯХ ОХЛАЖДЕНИЯ РАСПЛАВА ПОД ДАВЛЕНИЕМ

Миронов С. В.[1], Буздин А. И. [2] **147**
СПОНТАННЫЕ ТОКИ В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СИСТЕМАХ С СИЛЬНЫМ СПИН-ОРБИТАЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Мистрюкова Л.А.[1], Крючков Н.П.[1], Бражкин В.В.[2], Юрченко С.О.[1] **149**
ВЛИЯНИЕ МЯГКОСТИ МЕЖЧАСТИЧНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА КОЛЛЕКТИВНУЮ ДИНАМИКУ ДВУМЕРНЫХ КЛАССИЧЕСКИХ ЖИДКОСТЕЙ

Могилюк Т.И.[1], Кешарпу К.К.[2], Григорьев П.Д.[2, 3] **151**
АНИЗОТРОПНОЕ ВЛИЯНИЕ ЗАРОЖДАЮЩЕЙСЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ НА ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ В FeSe

Овчаров П. В., Крючков Н. П., Яковлев Е.В., Зайцев К. И., Юрченко С. О. **153**
МЕТОД ИДЕНТИФИКАЦИИ ФАЗ ПРИ СПИНОДАЛЬНОМ РАСПАДЕ В ДВУМЕРНЫХ КОЛЛОИДНЫХ СИСТЕМАХ

Олянина Н.В.[*], Бельтюков А.Л., Ладьянов В.И. **155**
ВЯЗКОСТЬ ЖИДКИХ СПЛАВОВ КОБАЛЬТА С БОРОМ И КРЕМНИЕМ

Орлов Н.С., Шолин И.А. **157**
ТЕРМИЧЕСКАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ SII КЛАТРАТА КРЕМНИЯ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ И ТЕМПЕРАТУРАХ

Павлов Н.С., Некрасов И.А. **159**
ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА СВЕРХПРОВОДНИКА $BaNi_2As_2$ LDA+DMFT И ARPES

Писарев В.В., Норман Г.Э. **161**
ДИНАМИКА ИЗМЕНЕНИЯ СВОЙСТВ РАСПЛАВА МЕТАЛЛА ПРИ БЫСТРОМ ОХЛАЖДЕНИИ

Прокошин А. В.[1,2], Ефимченко В. С.[1] **163**
ОБРАЗОВАНИЕ ВОДЫ ИЗ ФАЯЛИТА Fe_2SiO_4 ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ ВОДОРОДА

Куликова Т.В., Рыльцева А.А., Пикулина Е.В., Шуняев К.Ю **165**
КИНЕТИКА КРИСТАЛЛИЗАЦИИ БЫСТРОЗАКАЛЕННОГО АМОРФИЗУЮЩЕГОСЯ СПЛАВА $Cu_{48}Zr_{48}Al_4$

Рыльцев Р. Е [1,2], Щелкачев Н.М.[2] **166**
СТРУКТУРЫ ЗОЛОТОГО СЕЧЕНИЯ В СИСТЕМЕ С ДВУХ-МАСШТАБНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

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] **168**
АНОМАЛЬНЫЕ ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ВЕРХНЕГО КРИТИЧЕСКОГО ПОЛЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК ВТСП YBCO С КОНРОЛИРУЕМОЙ ДОЗОЙ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ

Сагоян Л.И. **170**
ДЕЯТЕЛЬНОСТЬ НАУЧНОГО СОВЕТА РАН ПО ФИЗИКЕ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД В РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

Норман Г.Э., Саитов И.М. **172**
ПЕРЕХОД ТВЕРДОГО ВОДОРОДА В ПРОВОДЯЩЕЕ СОСТОЯНИЕ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

Самарин А.Н., Гильманов М.И., Семено А.В., Демишев С.В. **174**
ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРИИ АБРАХАМСА-ВОЛЬФЛЕ К ОПИСАНИЮ ЭСР В ГЕКСАБОРИДЕ ЦЕРИЯ

Сон Л.Д. **176**
ДИСЛОКАЦИОННАЯ МОДЕЛЬ ПЛАВЛЕНИЯ В 3D: ВАЖНЫЕ СЛЕДСТВИЯ

Стерхова И.В., Камаева Л.В., Ладьянов В.И. **177**
ВЛИЧНИЕ ТА (ДО 4 АТ.%) НА ПРОЦЕССЫ ЗАТВЕРДЕВАНИЯ РАСПЛАВА FE75B14SI11

Сундеев Р.В.[1,2], Глезер А.М.[1,3], Шалимова А.В.[1] **179**
СТРУКТУРНЫЕ МЕХАНИЗМЫ АМОРФИЗАЦИИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ ПРИ КРУЧЕНИИ ПОД ВЫСОКИМ ДАВЛЕНИЕМ

Туманов В.А.[1] Горюнов Ю.В.[2] Прошин Ю.Н.[1] **181**
КРИТИЧЕСКАЯ ТЕМПЕРАТУРА ГЕТЕРОСТРУКТУР СВЕРХПРОВОДНИК/ФЕРРОМАГНЕТИК С МАГНИТНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ В ПЛОСКОСТИ ГРАНИЦЫ

И.И. Файрушин **184**
РАСЧЕТ ДИНАМИЧЕСКОГО СТРУКТУРНОГО ФАКТОРА СИЛЬНО НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ В РАМКАХ САМОСОГЛАСОВАННОГО ОПИСАНИЯ

Филоненко В.П.[1], Зибров И.П.[1], Анохин А.С.[1,2] **185**
РЕАКЦИОННЫЙ СИНТЕЗ СВЕРХТВЕРДЫХ КОМПОЗИТОВ В СИСТЕМЕ B-C-N

Хряпин К. И.[1,2], Мелетов К. П.[1] , Ефимченко В. С.[1] **187**
РАСПАД КОНЦЕНТРИРОВАННОГО РАСТВОРА ВОДОРОДА В КВАРЦЕВОМ СТЕКЛЕ

Циок Е. Н., Фомин Ю. Д., Гайдук Е. А., Рыжов В. Н. 189
ВЛИЯНИЕ ПИННИНГА НА ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ДВУМЕРНЫХ СФЕРАХ ГЕРЦА

Л Е К Ц И И

FLUID POLYAMORPHISM: INTERCONVERSION OF MOLECULAR OR SUPRAMOLECULAR POLYMORPHS

Anisimov M.A.
Department of Chemical & Biomolecular Engineering and Institute for Physical Science & Technology, University of Maryland, College Park, MD 20742,USA
E-mail: anisimov@umd.edu

For most pure materials (at a given temperature and pressure), molecules are arranged in a single noncrystalline or amorphous structure that is liquid, gas, or solid. Conventional theory adequately predicts the thermodynamic properties of such materials, which are well understood. In contrast to this simple picture, there is increasing evidence that many pure fluids exist in several alternative structures, resulting in the phenomenon known as "fluid polyamorphism." It has been hypothesized that even water may exhibit this behavior at very low temperatures. This work contributes to our understanding of this phenomenon by developing a unified theoretical framework that is capable of making robust predictions for the thermodynamic properties of different polyamorphic fluids.

We use the theory of phase transitions and the concept of two competing interconvertible amorphous structures to develop a generic phenomenological approach, which is independent of the underlying molecular origin of the phenomenon and provides new physical insights. It succeeds in unifying all, apparently unrelated, cases of fluid polyamorphism with and without phase separation, from the liquid-liquid transition in supercooled water and silicon to superfluid helium and polymerized sulfur. Our approach generically describes the phase behavior and thermodynamic anomalies typically observed in polyamorphic materials, including liquid-vapor and liquid-liquid transitions, as well as stretched metastable liquid states under negative pressures.

Our results mark a paradigm shift that significantly broadens fluid polyamorphism from its original narrow scope to a cross-disciplinary field that addresses a wide class of systems and phenomena with interconversion of alternative molecular or supramolecular states.

НЕЙТРОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ ВОДОРОД-МЕТАЛЛ

Антонов В. Е.
Институт физики твердого тела РАН
antonov@issp.ac.ru

Лекция рассказывает об экспериментах, указывающих на отсутствие стягивания полосы оптических колебаний водорода в узкий пик локальной моды по мере уменьшения концентрации водорода в твердых растворах металл–водород.

Основной метод исследования – неупругое рассеяние нейтронов (НРН) при атмосферном давлении и гелиевых температурах, необходимых для подавления многофононного рассеяния нейтронов, которое приводит к неоднородному и плохо учитываемому уширению пиков в НРН спектрах. Самая времязатратная и трудоемкая часть работы – определение условий образования и синтез массивных однофазных образцов твердых растворов (как разбавленных, так и концентрированных) при высоких давлениях водорода с последующей закалкой до азотной температуры для предотвращения потерь водорода из полученных образцов после снижения давления до атмосферного.

Наши НРН исследования ранее показали, что фундаментальная полоса оптических колебаний водорода в спектрах всех моногидридов d-металлов с плотноупакованными структурами (ГЦК, ГПУ и двойная ГПУ) выглядит одинаково и состоит из интенсивного пика с широким плечом в сторону высоких переданных энергий нейтронов (типичный спектр для ГПУ $MoH_{1.15}$ приведен на Рис. 1; энергия пика E_0 = 113 мэВ). Общепринятая интерпретация таких спектров заключается в том, что плечо обусловлено дисперсией колебаний, вызванной сильным H-H взаимодействием. Можно было предполагать, что в разбавленных растворах водорода фундаментальная полоса его оптических колебаний превратится в узкую линию для трехкратно вырожденных невзаимодействующих локальных осцилляторов. Несколько попыток проверить это предположение методом НРН для растворов PdH_x [см., например, J.J. Rush et al., *Z. Phys. B–Condens. Matter* 55 (1984) 283] дали противоречивые результаты из-за малой предельной концентрации x_{max} < 0.001 водорода в палладии при низких температурах, необходимых для таких измерений.

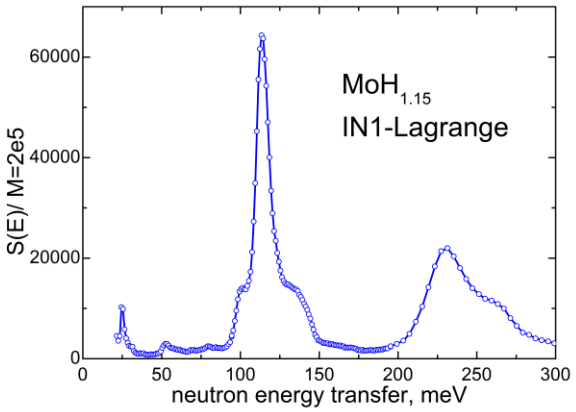


Рис. 1

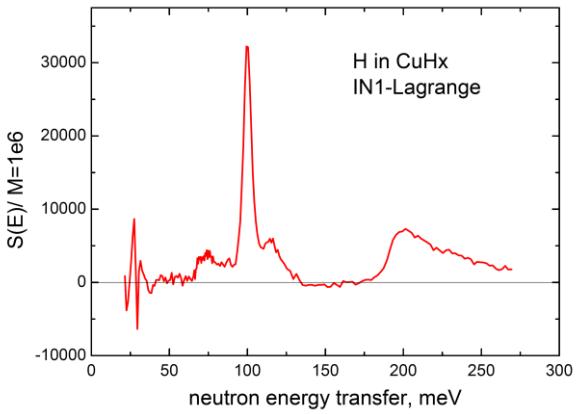


Рис. 2

Получить закаленные образцы ГЦК растворов с малой, но достаточной для НРН исследования концентрацией водорода 0.7 ат.% нам удалось только в одной бинарной системе, Cu-H. Как видно из Рис.2, у ГЦК раствора $CuH_{0.007}$ фундаментальный оптический пик с E_0 = 100 мэВ имеет плечо, сравнимое по ширине и относительной интенсивности с плечом у пика в спектре гидрида $MoH_{1.15}$.

Наши нейтронографические и мессбауэровские исследования показали, что в ГЦК сплавах $Pd_{0.8}Au_{0.2}$ и $Ni_{0.8}Fe_{0.2}$ водород при малых концентрациях занимает октаэдрические междоузлия, образованные только атомами Pd или Ni, хаотически разбросанными по объему сплава, что позволяет считать эти структуры аналогами твердых растворов водорода в чистых Pd и Ni. НРН исследование ГЦК растворов $Pd_{0.8}Au_{0.2}H_x$ и $Ni_{0.8}Fe_{0.2}H_x$ с x = 0.03 и 0.06 установило, что форма и ширина зоны оптических колебаний остается в них примерно той же, что и у концентрированных растворов (гидридов), и не стягивается в узкий пик локальной моды колебаний примеси H.

Аналогичные результаты были получены для зоны оптических колебаний водорода в ГПУ растворах CoH_x с x = 0.056, 0.10, 0.33 и 0.5. В ГПУ растворе $ReH_{0.09}$ оптическая зона вообще расщепилась на 2 пика при 100 и 130 мэВ, а в ГПУ растворе $RuH_{0.02}$ – на 2 пика при 115 и 127 мэВ. Отношение энергий этих пиков соответствует отношению параметров решетки c/a ~ 1.26 для $ReH_{0.09}$ и c/a ~ 1.48 для $RuH_{0.02}$, что намного ниже экспериментальных значений c/a = 1.609 и c/a = 1.582, соответственно.

Полученные экспериментальные результаты позволяют сделать вывод, что H-H взаимодействие в разбавленных растворах водорода в переходных металлах неправильно описывается существующими теориями на качественном уровне.

Основная часть исследований выполнена в рамках Программы РАН «Материя при высоких давлениях».

МЕХАНИЗМЫ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

Арсеев П.И.

Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН
ars@td.lpi.ru

Когда в 1957 году появилась микроскопическая теория сверхпроводимости Бардина-Купера-Шриффера (БКШ), она базировалась на том, что необходимое эффективное взаимодействие между электронами возникает за счет электрон-фононного взаимодействия в металле. В течение долгого времени все известные сверхпроводники хорошо описывались фононным механизмом. Хотя поиск других возможностей велся всегда (см., например,[1]), особенно активно альтернативные механизмы сверхпроводимости стали предлагаться и изучаться после открытия высокотемпературных сверхпроводников. С появлением купратного семейства, а затем и остальных ВТСП, впервые стали известны реальные системы, сверхпроводимость в которых вряд ли можно объяснить только фононным механизмом.

В своем докладе я напомню, какие условия нужны для появления сверхпроводимости в электронной системе, роль парных корреляций (появление куперовских пар) в создании особого состояния многочастичной электронной системы. Будет кратко объяснено, какие параметры определяют величину критической температуры Тс по классической модели БКШ. Эта модель, по-сути , универсальна, так как механизм возникновения эффективного притяжения между электронами может быть разный, но сверхпроводимость при этом описывается едиными общими формулами.

Исторически первый рассмотренный механизм притяжения – фононный. Мы начнем с качественного объяснения того, как из-за переизлучения фононов появляется эффективное взаимодействие между электронами, обсудим важность запаздывания и нелокальности этого взаимодействия. Полученная при развитии теории фононного механизма качественная формула для эффективной константы взаимодействия показывает, меняя какие параметры можно добиваться увеличения Тс.

В качестве одного из вариантов увеличения Тс будет рассмотрен экситонный механизм, предложенный Гинзбургом и Литлом (сэндвич Гинзбурга). Эта привлекательная идея при столкновении с

реальностью испытала, однако, большие сложности. Общее понимание того, что эффективное взаимодействие между электронами связано с обменом любым бозонным возбуждением, приводит естественным путем и к обсуждению магнонного механизма. Этот механизм довольно активно обсуждался для ВТСП.

Один из самых теоретически привлекательных механизмов основан на модели «отрицательных U-центров» (или локальных парных бозонах) [2]. В докладе будет рассказано о преимуществах этого механизма и возможности его реализации.

В конце будет обсужден также интересный вопрос о возможности появления сверхпроводимости в системе, в которой есть только отталкивание между электронами. Этот вопрос, видимо впервые всерьез, обсуждался в работе Кона и Латтинджера 1965 года [3]. После многолетнего перерыва, сейчас вновь пытаются найти системы, в которых механизм Кона-Латтинджера мог бы работать.

Литература

1. Проблема высокотемпературной сверхпроводимости. Ред. В.Л.Гинзбурга и Д.А.Киржница, М. Наука, **1977**
2. J.A.Wilson J. Phys.: Condens. Matter, **13**, R945, **2001**
3. W.Kohn, J.E.Luttinger Phys.Rev.Lett., **12**, 524, **1965**

ТРЕХМЕРНЫЕ СТРУКТУРЫ И ИХ СВОЙСТВА В ГЕЛИМАГНЕТИКАХ

Рыбаков Ф. Н., Борисов А. Б.

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

Bor1947@gmail.com

Различные спиновые текстуры в магнитных системах всегда были объектом интенсивных теоретических и экспериментальных исследований. В последние годы несомненный интерес вызывает изучение спиновых текстур в гелимагнетиках, где взаимодействие Дзялошинского-Мория стабилизирует двумерные и трехмерные структуры и основным состоянием является спиральная структура

- солитонная решетка [1]. Динамические одномерные солитоны в таких системах состоят из кинков и бризеров, движущихся на фоне спиральной структуры. Среди двумерных киральных структур особо выделяются термодинамически стабильные и метастабильные локализованные вихри - скирмионы. Предсказанные в 1989 г. [2-3], они в настоящее время являются объектами интенсивных теоретических и экспериментальных исследований. Фазовая диаграмма в пленках гелимагнетиках, как функция толщины пленки и приложенного магнитного поля [4], указывает на существование новых типов трехмерных спиновых текстур и солитонов. Такими являются "киральные поплавки" [5] - частицеподобные состояния, локализованные в трех измерениях вблизи свободной границы или интерфейса образца. В докладе обсуждаются экспериментальные методы их наблюдения [6]. В отличие от двумерных вихрей, взаимодействие скирмионов носит более сложный характер. В работе [7] впервые проведено экспериментальное наблюдение взаимодействия между индивидуальными скирмионами и вычислительными методами найдена зависимость равновесного расстояния между двумя взаимодействующими скирмионами от приложенного магнитного поля.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Квант», номер г. р. 01201463332).

Литература

1. И.Е. Дзялошинский, ЖЭТФ **47**, 992, **1964**
2. А.Н. Богданов, Д.А. Яблонский, ЖЭТФ **95**, 178, **1989**
3. B.A. Ivanov, V.A. Stephanovich, A.A. Zhmudskii, J. Magn.
1. Magn. Mater. **88**, 116, **1990**
4. F.N. Rybakov, A.B. Borisov, S. Blugel, N.S. Kiselev. New J. Phys. **18**, 045002, **2016**
5. F.N. Rybakov, A.B. Borisov, S. Blugel, N.S. Kiselev. Phys. Rev. Lett. **115**, 117201, **2015**
6. F. Zheng, F.N. Rybakov, A.B. Borisov at al., Nature NanoTechnology, 9 April, **2018**
7. H. Du, X. Zhao, F.N. Rybakov, A.B. Borisov at al. Phys. Rev. Lett. (публикуется)

МОГУТ ЛИ ЛЕГКО СТЕКЛУЮЩИЕСЯ ЖИДКОСТИ БЫТЬ «ПРОСТЫМИ»?

Бражкин В.В.

Институт физики высоких давлений Российской академии наук, 108840, Троицк, Москва, Россия
brazhkin@hppi.troitsk.ru

Обсуждается склонность различных типов жидкостей к стеклованию при умеренных скоростях охлаждения. Легко стеклуемые жидкости: ковалентные расплавы, полимерные и органические жидкости - имеют высокие значения вязкости 10^{-2}-10^{7} Па сек вблизи температуры плавления. Стекла, получаемые при охлаждении таких жидкостей, проявляют яркие эффекты неэргодичности. В то же время, многие стеклующиеся молекулярные жидкости принято рассматривать как «простые» системы, описываемые эффективным парным потенциалом межчастичного взаимодействия. В частности, скейлинг термодинамических и транспортных характеристик при изменении температуры и плотности, поведение под давлением температуры плавления и объемного модуля сжатия молекулярных жидкостей хорошо описываются параметрами простого парного потенциала. Показано, что абсолютные значения вязкости стеклующихся молекулярных жидкостей абсолютно не соответствуют параметрам эффективного потенциала (в отличие от вязкости действительно «простых» флюидов, таких как сжиженные инертные газы). Сложная структура молекул таких жидкостей приводит к сильной зависимости параметров эффективного потенциала от межчастичного расстояния. Таким образом, стеклующиеся молекулярные жидкости можно считать «простыми» лишь с точки зрения их термодинамических свойств, в то время как многоатомная структура их молекул приводит к «сложному» поведению транспортных характеристик и аномально высоким значениям вязкости.

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

МАЙОРАНОВСКИЕ ФЕРМИОНЫ В СИСТЕМАХ С КИРАЛЬНОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬЮ И НЕКОЛЛИНЕАРНЫМ СПИНОВЫМ УПОРЯДОЧЕНИЕМ

Вальков В. В., Злотников А.О., Шустин М.С.

Институт физики им. Л.В.Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН
vvv@iph.krasn.ru

Известно, что уравнение Дирака допускает решение, описывающее частицу, совпадающую со своей античастицей [1]. До настоящего времени в физике высоких энергий такая частица (майорановский фермион) не обнаружена, однако появились аргументы в пользу того, что в конденсированных средах возможна реализация элементарных возбуждений, свойства которых близки к свойствам майорановских фермионов. В качестве примера можно привести одномерные системы с наведенным за счет эффекта близости потенциалом сверхпроводящего спаривания p-типа [2], а также квантовые проволоки со спин-орбитальным взаимодействием и s-волновой сверхпроводимостью во внешнем магнитном поле [3].

Недавно было показано, что в киральном сверхпроводнике с треугольной решеткой возможна реализация топологически нетривиального состояния и квантового фазового перехода с изменением топологического индекса [4,5], происходящего при пересечении контуром Ферми системы нодальных точек спектра фермиевских возбуждений.

Новый подход к изучению возможности реализации майорановских мод в конденсированных средах был предложен в работе [6], где было показано, что эти моды могут возникать в киральных сверхпроводниках с треугольной решеткой при наличии неколлинеарного спинового упорядочения.

Нами было показано, что самосогласованное решение системы интегральных уравнений для фазы сосуществования киральной сверхпроводимости и неколлинеарного спинового упорядочения реализуется только в случае 120-ти градусной структуры. Построена фазовая диаграмма системы, определяющая области реализации топологически нетривиальных состояний. Показано, что в таких областях могут реализовываться майорановские моды.

Подробное изложение этих результатов предлагается провести посредством освещения следующих тем:

1. Особенности основного состояния систем, допускающих реализацию майорановских фермионов;
2. Понятия фермионной четности и топологического инварианта сверхпроводящего состояния в системах со спин-орбитальным взаимодействием;
3. Сверхпроводники с треугольной решеткой и киральным параметром порядка;
4. Топологический переход в киральном сверхпроводнике с треугольной решеткой при изменении концентрации носителей тока;
5. Фаза сосуществования киральной сверхпроводимости и неколлинеарного спинового упорядочения в системах с треугольной решеткой;
6. Структура фазовой диаграммы кирального сверхпроводника;
7. Условия реализации майорановских мод в киральных сверхпроводниках с неколлинеарным спиновым упорядочением;
8. Способы вычисления топологических инвариантов. Связь с фермионной четностью.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ, Правительства Красноярского края и Краевого фонда науки (проекты № 16-02-00073-а, 17-42-240441), а также в рамках гранта Президента РФ МК-3594.2018.2.

Литература

1. E. Majorana, Nuovo Cimento, **87**, 171, **1937**
2. A. Y. Kitaev, Phys. Usp., **44**, 131, **2001**
3. J. D. Sau, R. M. Lutchyn, S. Tewari, S. Das Sarma, Phys. Rev. Lett. **104**, 040502, **2010**
4. S. Zhou, Z. Wang, PRL, **100**, 217002, **2008**
5. V. V. Val'kov, T. A. Val'kova, V. A. Mitskan, JETP Letters, **102**, 361, **2015**
6. Y.-M. Lu, Z. Wang, PRL, **105**, 096403, **2013**

ЭКСИТОНЫ В ДВУМЕРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КРИСТАЛЛАХ

М.М. Глазов
ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург
glazov@coherent.ioffe.ru

Экситоны – связанные кулоновским взаимодействием комплексы электрона и дырки в полупроводниках – были обнаружены в кристаллах закиси меди более 60 лет назад [1]. С тех пор были детально исследованы их проявления в оптических свойствах полупроводников и полупроводниковых наносистем – квантовых ям, проволок и точек. Именно экситоны определяют оптические свойства большинства полупроводников.

В последние несколько лет сформировался устойчивый интерес к физике атомно-тонких материалов – графена, монослойного нитрида бора, монослойных кристаллов полупроводников типа GaSe. Особое внимание привлекают монослои дихалькогенидов переходных металлов, описываемые формулой MX_2, где M – металл (Mo, W), X – халькоген (S, Se, Te). Такие структуры являются полупроводниками с шириной запрещенной зоны около 2 эВ и характеризуются яркими экситонными эффектами.

В докладе будет дан краткий обзор основных экспериментальных и теоретических достижений в исследовании физики экситонов в атомно-тонких MX_2 [2,3]. Основное внимание будет уделено отклонениям серии экситонных состояний от водородоподобной, тонкой структуре экситонных состояний, обусловленной наличием как спиновых, так и долинных степеней свободы носителей заряда, а также проявлениям экситонов в нелинейных оптических явлений, включая двухфотонное поглощение и генерацию второй гармоники. Теоретические модели будут сопоставлены с экспериментальными данными.

Литература

1. Е. Ф. Гросс, Н. А. Каррыев, ДАН СССР **84**, 261, **1952**
2. G. Wang, A. Chernikov, M. M. Glazov, T. F. Heinz, X. Marie, T. Amand, B. Urbaszek, Rev. Mod. Phys. **90**, 021001, **2018**
3. М. В. Дурнев, М. М. Глазов, УФН, принята к печати, doi: 10.3367/UFNr.2017.07.038172

ФИЗИКА БОЛЬШИХ ПЛАСТИЧЕСКИХ ДЕФОРМАЦИЙ

Глезер А.М.

Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»,Москва, Россия;
Центральный научно-исследовательский институт черной металлургии
имени И.П. Бардина, Москва, Россия;
a.glezer@mail.ru

В лекции предпринята попытка сформулировать единый физический подход к явлениям, сопровождающим большие пластические деформации [1] в рамках изложенных ниже концептуальных представлений. Первый принцип - Большую (МЕГАпластическую) деформацию следует рассматривать как физически обусловленную и важную стадию пластической деформации, которая наступает вслед за МИКРОпластической и МАКРОпластической деформациями вне зависимости от характера и величины механических напряжений, приложенных к твердому телу. Второй принцип - Мегапластическую деформацию необходимо описывать в рамках неравновесной термодинамики в качестве открытой синергетической системы и существования в ней дополнительных каналов диссипации механической энергии [2]. Мегапластическая деформация характеризуется присущими исключительно ей семью отличительными особенностями [3]:

- Фрагментация. Образование высокоугловых границ зерен.
- Отсутствие деформационного упрочнения.
- Низкотемпературная динамическая рекристаллизация.
- Циклический характер структурно - фазовых превращений.
- Аномально высокая диффузионная подвижность атомов.
- Фазовые превращения, ведущие как к повышению, так и к понижению свободной энергии системы.
- Аморфизация.

За последние годы было обнаружен ряд новых «странных» явлений, присущих мегапластическим деформациям: 1) обратимость характера структурных и фазовых превращений при изменении температуры деформации [4], 2) восстановление дальнего атомного порядка по мере роста деформации [5], 3) заметный рост

намагниченности насыщения при деформациях ферромагнитных материалов [6]. В лекции дано объяснение этих явлений в рамках изложенных представлений.

Литература

1. 1.Бриджмен П.У. Исследования больших пластических деформаций и разрыва.-М.:ЛИБРОКОМ, 444, **2010**
2. 2.Метлов Л.С. Неравновесная эволюционная термодинамика и ее приложения.-Донецк: Ноуледж, 176, **2014**
3. 3.Козлов Э.В., Глезер А.М., Конева Н.А. и др. Основы пластической деформации наноструктурных материалов.-М.; Физматлит, 360, **2016**
4. 4.Sundeev R.V., Glezer A.M. et al, Mater. & Design **135,** 77, **2017**
5. 5.Glezer A.M., Timshin I.A. et al // J. Alloys & Comp. **744**, 791, **2018**
6. 6.Glezer A.M., Tomchuk A.A. et al // Bull. Russ. Acad. Sci. Physics. **80,** 1021**, 2016**

АНОМАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ ХОЛЛА В МАГНЕТИКАХ С ФРУСТРИРОВАННЫМ ОБМЕННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Глушков В. В.

Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН

glushkov@lt.gpi.ru

Несмотря на полуторавековую историю исследований природы аномального эффекта Холла (АЭХ) в магнитных металлах [1], эта тематика остается актуальной. В настоящее время принято различать собственный АЭХ, определяемый аномальной поперечной добавкой к скорости носителей заряда за счет фазы Берри, и примесный АЭХ, связанный с рассеянием электронов на магнитных примесях [1]. В первом случае нетривиальный вклад фазы Берри появляется в состоянии со спонтанной намагниченностью за счет спин-орбитального взаимодействия (СОВ) [1,2]. Собственный АЭХ может возникать и для киральных локальных спиновых конфигураций без формирования дальнего магнитного порядка. В частности, в

неколлинеарном магнетике скалярная киральность, определяемая смешанным произведением трех некомпланарных спинов $\boldsymbol{S}_i\cdot(\boldsymbol{S}_j\times\boldsymbol{S}_k)$, приводит к возникновению фиктивного магнитного поля даже в отсутствии СОВ [3,4]. При движении электрона в киральном магнетике возникает дополнительная фаза Берри в координатном пространстве, определяющая появление топологического эффекта Холла [5-7].

Основной вопрос в интерпретации экспериментальных данных связан с корректным разделением вкладов в аномальное холловское сопротивление ρ_{xy}^A [1]. Вклад фазы Берри в импульсном пространстве приводит к изменению АЭХ пропорционально квадрату удельного сопротивления $\rho_{xy}^A\sim\rho_{xx}^2$. Аналогичная зависимость предсказана и для примесного механизма рассеяния носителей заряда, определяемого боковым смещением их волновой функции (side jumping) [1]. Для асимметричного рассеяния электронов проводимости (skew scattering) угол рассеяния зависит от взаимной ориентации спина электрона и магнитного момента примеси и дает линейную зависимость $\rho_{xy}^A\sim\rho_{xx}$ [1]. Считается, что в случае $\rho_{xx}<1$ мкОм·см доминирует режим асимметричного рассеяния, в диапазоне 1 мкОм·см$<\rho_{xx}<$100 мкОм·см превалирует внутренний АЭХ за счет вклада фазы Берри, а для «грязного» предела ($\rho_{xx}>100$ мкОм·см) характерны промежуточные значения показателя степени n=1,6-1,8 в $\rho_{xy}^A\sim\rho_{xx}^n$ из-за перехода к режиму прыжковой проводимости по локализованным состояниям [1]. Однако приведенная классификация не описывает АЭХ в спиновых стеклах и фрустрированных магнетиках, для которых зарегистрированы аномально большие значения n~3-4 и заметный рост АЭХ за счет усиления ферромагнитных корреляций в парамагнитной фазе [8,9].

В докладе обсуждается поведение АЭХ в магнетиках без центра инверсии $Mn_{1-x}Fe_xSi$ ($0\le x\le 1$) [10-13]. В случае узкозонного полупроводника FeSi амплитуда АЭХ растет более чем в 10^5 раз при понижении температуры в интервале 1,8÷20K [10], что связано с переходом к когерентному режиму флуктуаций спиновой плотности в окрестности Fe-центров и формированием ферромагнитных областей (ферронов) при $T<T_C$=15 K [10-11]. Для системы $Mn_{1-x}Fe_xSi$ ($0\le x\le 0{,}3$) рост температуры инициирует переход от собственного АЭХ, определяемого вкладом фазы Берри в спин-поляризованном состоянии ($T<T_c$), к примесному режиму, связанному с асимметричным рассеянием носителей заряда при $T>T_c$ [12-13]. При

этом инверсия знака АЭХ с ростом концентрации железа связана со сменой режимов спиновых флуктуаций в режиме модуляции обменных интегралов в первой и второй координационных сферах ионов марганца при заполнении дырочных участков поверхности Ферми в $Mn_{1-x}Fe_xSi$ [13].

Работа поддержана проектом РФФИ 18-02-01152 и Программой Президиума РАН «Электронный спиновый резонанс, спин-зависящие электронные эффекты и спиновые технологии».

Литература

1. N. Nagaosa et al., Rev. Mod. Phys. 82**,** 1539, **2010**
2. А. Ф. Барабанов и др., УФН, 185, 479, **2015**
3. C. D. Batista et al., Rep. Prog. Phys., 79, 084504, **2016**
4. Y. Zhang et al., Phys. Rev. B, 95, 075128, **2017**
5. Y. Taguchi et al., Science, 291, 2573, **2001**

A. Neubauer et al., Phys. Rev. Lett., 102, 186602, **2009**

6. Z. H. Liu et al., Sci. Rep., 7, 515, **2017**
7. T.Kida et al., J. Phys.: Condens. Matter, 23, 112205, **2011**
8. Y.Machida et al., Nature, 463, 210, **2010**
9. В.В. Глушков и др., ЖЭТФ, 126, 444, **2004**
10. V.V. Glushkov et al., Phys. Rev. B, 84, 073108, **2011**
11. В.В. Глушков и др., Письма в ЖЭТФ, 101, 512, **2015**
12. V.V. Glushkov et al., Phys. Rev. Lett., 115, 256601, **2015**

ПРОЦЕССЫ ЭВОЛЮЦИИ МЕЖЗВЕЗДНОЙ ПЫЛИ

Гордон Е.Б.

Институт проблем химической физики РАН
Gordon.eb@gmail.com

Основная информация о происходящих в Космосе процессах поставляется приходящим от космических объектов электромагнитным излучением. Прежде чем попасть на Землю это излучение проходит по межзвездному пространству и существенно модифицируется поглощением и рассеянием на имеющейся там пыли. Эта пыль не может быть «памятью» о Большом Взрыве, произошедшем более 10^{10} лет назад, поскольку время жизни межзвездной пыли (МП) как считается не превышает 10^7 лет.

Другими словами, должны существовать процессы восстановления МП, протекающие при этом при низких температурах в условиях низких плотностей.

Процессы дезинтеграции МП известны - это разрушение в ударных волнах, возникающих при взрывах Сверхновых. Причем это не какие-нибудь процессы, характерные для физики высоких энергий, а обычные ударные волны, подобные волнам, возникающим при взрывах в газах малой плотности, а разрушения ими преград происходят, как обычно, не во фронте волны, а на стадии разгрузки. Если известны состав и морфология МП, то эти процессы доступны лабораторному моделированию.

Типичная МП - это наночастицы силикатов ряда металлов (попросту, кусочки стекла), покрытые «грязным льдом». Их спектры поглощения говорят о проплавленой, частично кристаллизованной структуре. При разрушении ударной волной пылинки рассыпаются на субнанометровые кластеры и даже на отдельные молекулы. Обратное восстановление МП должно происходить в бинарных столкновениях со стабилизацией радиационным путем. При этом может иметь место либо коагуляция – слипание двух нанокластеров близкого размера, которое в вакууме может приводить к плавлению продукта, либо аккреция – осаждение мелких частиц на более крупный центр, когда плавление невозможно энергетически. Характерная для реальной МП структура может быть исключительно следствием коагуляции.

Наши эксперименты по конденсации различных частиц в квантованных вихрях сверхтекучего гелия позволяют проводить их низкотемпературную коагуляцию в адиабатических условиях, что хорошо моделирует условия в Космосе.

Полученные в условиях быстрого радиационного охлаждения «стеклянные» пылинки представляют собой «батавские слезки», характеризующиеся высоким внутренним отрицательным давлением. Это приводит к их нестабильности при малейшем нарушении целостности поверхности, что может объяснить высокую чувствительность МП к воздействию на нее ударных волн.

Помимо формулировки проблем в лекции будут представлены первые результаты проведенных нами экспериментальных исследований.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда, проект № 18-19-00620.

ПРИРОДА МАГНИТНЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ СЕМЕЙСТВА YBaCuO: ИХ МАЛАЯ ЧАСТОТА ДАЕТ ПЛОЩАДЬ КАРМАНОВ ПОВЕРХНОСТИ ФЕРМИ ИЛИ ВЕЛИЧИНУ МЕЖСЛОЕВОГО ПЕРЕСКОКА ЭЛЕКТРОНОВ?

Григорьев П.Д.

Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН
Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»
Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
grigorev@itp.ac.ru

Наблюдаемые магнитных квантовые осцилляции (МКО) в высокотемпературных сверхпроводниках YBCO ($YBa_2Cu_3O_{6+x}$ и $YBa_2Cu_4O_8$) имеют довольно необычный состав гармоник. Преобразование Фурье этих МКО содержит три близких равноудаленных пика при достаточно низких частотах ~530T и 530±90T, что соответствует около 2% зоны Бриллюэна, причем центральный пик имеет амплитуду более чем в ~2 раза выше, чем два пика с каждой из сторон [1,2]. Общепринятое объяснение таких квантовых осцилляций предполагает перестройку исходной большой поверхности Ферми из-за флуктуирующей волны зарядовой плотности (ВЗП) [2]. Однако это объяснение имеет ряд существенных недостатков. Например, оно предполагает также набор других близких частот МКО, которые не наблюдаются экспериментально. Кроме этого, в этой модели наблюдаемые частоты МКО должны сильно зависеть от уровня допирования, что также не наблюдается в эксперименте. Мы предлагаем другую интерпретацию наблюдаемых магнитных осцилляций в YBCO [3,4], которая довольно естественным образом объясняет наблюдаемую картину без дополнительных подгоночных параметров. Эта предлагаемая модель МКО учитывает двухслойную кристаллическую структуру YBCO и включает соответствующее расщепление электронного спектра и дисперсию электронов перпендикулярно проводящим слоям. При этом основная наблюдаемая частота ~530T соответствует величине бислойного расщепления, а не малому карману поверхности Ферми (ПФ), вызванному ее перестройкой из-за ВЗП. Такие "медленные" магнитные осцилляции появляются даже без перестройки ПФ и почти

не зависят от уровня допирования. Кроме того, в отличие от обычных МКО, эти медленные осцилляции не подавляются длинноволновой пространственной неоднородностью образца, типичной для ВТСП кристаллов и приводящей к размытию уровня Ферми вдоль образца. Поэтому они легче наблюдаются в эксперименте. Предложенная интерпретация позволяет разрешить «противоречие» данных ARPES и МКО, а также объясняет некоторые другие особенности наблюдаемых МКО в YBCO, которые довольно сложно объяснить сценарием перестройки ПФ вызванной ВЗП.

Работа поддержана грантами РФФИ № 16-02-00522 и 18-02-00280, и РНФ 16-42-01100.

Литература

1. S.E. Sebastian et al., Phys. Rev. Lett., **108,** 196403, **2012**
2. S.E. Sebastian & C. Proust, Annu. Rev. Cond. Matter Phys., **6**, 411, **2015**
3. P.D. Grigoriev, T. Ziman, JETP Lett., **106**, 361, **2017**
4. P.D. Grigoriev, T. Ziman, Phys. Rev. B, **96**, 165110, **2017**

СИЛЬНО КОРРЕЛИРОВАННЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ СИСТЕМЫ, КВАНТОВАЯ КРИТИЧНОСТЬ и ЭПР (1996-2018)

Демишев С.В.

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

В докладе представлен обзор результатов исследования сильно коррелированных электронных систем и квантового критического режима методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), полученных в Институте общей физики им. А.М.Прохорова РАН в период с 1996 по 2018 гг.

Магнитный резонанс в квазидвумерных органических металлах. Открытие антиферромагнитного резонанса в квазидвумерных органических металлах $(BEDT\text{-}TTF)_2MHg(SCN)_4$ (M=K, Tl). Определение общей структуры резонансного поглощения

микроволнового излучения в квазидвумерных органических металлах.

1999-2002. Аномальные магнитные центры в фуллеренсодержащих органических комплексах. Экспериментальное обнаружение ЭПР-активных центров с аномальными значениями g-фактора (g~0.1) в органических комплексах $(BEDT\text{-}TTF)_2C_{60}$.

2001-2016. ЭПР в квазиодномерных квантовых спиновых цепочках. Первое экспериментальное наблюдение квантового критического режима, индуцированного беспорядком в легированных квазиодномерных спиновых цепочках. Исследование квантового критического режима индуцированного беспорядком в спин-пайерлсовском соединении $CuGeO_3$ с магнитными примесями Fe, Co и Mn. Открытие универсальной связи между g-фактором и шириной линии в квазиодномерных АФ S=1/2 квантовых спиновых цепочках, следующим из теории Ошикавы-Аффлека. Экспериментальная проверка теории ЭПР Ошикавы-Аффлека. Открытие и исследование магнитного резонанса нового типа с аномальными поляризационными характеристиками в купрате германия, легированном примесью кобальта. Обнаружение эффекта универсального подавления спин-пайерлсовского перехода в нанокристаллах купрата германия.

2008-2011. ЭПР-спектроскопия VO_x наноматериалов (нанотрубки, нанослои, наностержни). Обнаружение и исследование квантового критического режима в VO_x наноматериалах. Экспериментальное подтверждение существования АФ димеров в VO_x нанотрубках. Эффект возникновения АФ димеров в результате сворачивания VO_x слоев. Корректное разделение вкладов в магнитную восприимчивость и определение концентраций различных спиновых фрагментов.

2009-2015. Методика исследования электронного спинового резонанса в сильно коррелированных металлах. Разработка методики, позволяющей найти полный набор спектроскопических параметров (осциллирующая намагниченность, ширина линии и g-фактор) в ЭПР-исследованиях сильно коррелированных металлов.

2005-2017. Электронный спиновый резонанс в гексабориде церия. Открытие магнитного резонанса в гексабориде церия. Обнаружение ферромагнитных корреляций в сильно коррелированном металле CeB_6. Эффект расщепления моды ЭПР в сильном магнитном поле. Установление соответствия между данными ЭПР и нейтронного рассеяния. Исследование анизотропии

электронного спинового резонанса у CeB_6 и экспериментальная проверка теории Шлоттманна. Открытие эффекта электронного нематика в антиферроквадрупольной фазе гексаборида церия.

2011-2014. ЭПР и квантовая критичность в спиральных магнетиках. «Закрытие» зонного магнетизма и открытие локализованных магнитных моментов в моносилициде марганца. Обнаружение аномальной спиновой релаксации, возникающей в квантовых критических точках в системе твердых растворов моносилицид марганца – моносилицид железа.

1996-2018. ЭПР в сильно коррелированных топологических изоляторах. Открытие ЭПР в нелегированном сильно коррелированном топологическом изоляторе SmB_6. Критическое поведение сигнала ЭПР на топологически защищенной поверхности SmB_6.

Доклад подготовлен при поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Электронный спиновый резонанс, спин-зависящие электронные эффекты и спиновые технологии».

"ГИДРОДИНАМИКА" ДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЖИДКОСТИ

А. П. Дмитриев, П.С. Алексеев, И.В. Горный, Д.Г. Поляков

ФТИ им. А.Ф. Иоффе
apd1812@hotmail.com

Использование методов гидродинамики для описания явлений переноса в различных средах имеет давнюю историю, в физике же электронных процессов в твердых телах первым эти методы стал применять Р.Н. Гуржи [1].

В последние годы в связи с созданием двумерных структур с рекордно высокой подвижностью порядка 10^7 В/с·см^2, в которых доминирующим механизмом рассеяния являются межчастичные столкновения, появилось много теоретических работ, использующих эти методы для описания транспортных свойств электронной жидкости. Первоначально наибольший интерес вызывали проблемы, связанные с т.н. "парадоксом Стокса", возникающим при обтекании препятствия двумерной жидкостью и выражающимся в

логарифмическом возрастании скорости потока по мере удаления от препятствия. Было показано [2,3], что в случае электронной жидкости это приводит к эффективной перенормировке сечения рассеяния электронов на крупномасштабных рассеивателях и к появлению в проводимости вклада, логарифмически зависящего от концентрации рассеивателей.

В экспериментах разных авторов [например, 4] было обнаружено гигантское, до двух порядков, отрицательное магнетосопротивление, которое в [5] было связано с формированием в структуре вязкого течения и уменьшением коэффициента вязкости с ростом магнитного поля. Теория этого явления для простейшего случая плоского канала с шероховатыми границами была предложена в работе [6]. В это же время было сообщено [7], что в образцах с высокой подвижностью, демонстрирующих гигантское отрицательное магнетосопротивление, существуют "овальные дефекты", которые с хорошей точностью можно считать непроницаемыми дисками. В работе [8] была предложена теория электронного транспорта в такой системе, учитывающая как зависимость коэффициента вязкости от магнитного поля, так и перенормировку сечения рассеяния на дисках, связанную с парадоксом Стокса. При этом было показано, что двумерную заряженную жидкость нельзя считать несжимаемой, что принципиально отличает ее от трехмерной.

В работах [9] изучено магнетосопротивление двухкомпонентной (электрон-дырочной) чистой системы с учетом вязкости и рекомбинации носителей. Показано, что в зависимости от размеров системы и величины магнитного поля магнетосопротивление может быть как положительным, в частности, линейным, так и отрицательным. При этом, в случае достаточно быстрой рекомбинации, может возникнуть особое состояние, когда образец разбивается на домены, в которых ток направлен вдоль и против приложенного электрического поля.

В работе [10] было экспериментально обнаружено, что зависимость фотосопротивлениия наиболее чистых структур кроме известных осцилляций МИРО демонстрирует резкий пик в окрестности удвоенной циклотронной частоты. В [11] было показано, что высокочастотный коэффициент вязкости имеет резонанс на этой частоте и выдвинута гипотеза, что пик в полевой зависимости фотосопротивления связан с этим резонансом.

В [12] были выведены гидродинамические уравнения для случая графена, линейность энергетического спектра в котором делает обычную гидродинамику неприменимой.

Авторы выражают благодарность гранту РНФ 17-12-01182

Литература

1. R. N. Gurzhi, Sov. Phys. Uspekhi **94**, 657, **1968**
2. M. Hruska and B. Spivak, Phys. Rev. B **65**, 033315, **2002**
3. L. Levitov and G. Falkovich, Nature Physics **12**, 672, **2016**
4. Q. Shi, P. D. Martin, Q. A. Ebner, M. A. Zudov, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. B **89**, 201301, **2014**
5. P.S. Alekseev, M.I Dyakonov, http://www.quantware.ups-tlse.fr/ecoledeluchon/sessionw2/program.html
6. P. S. Alekseev, Phys. Rev. Lett. **117**, 166601, **2016**
7. R. Haug, http://www.quantware.ups-tlse.fr/ecoledeluchon/sessionw2/program.html
8. P. S. Alekseev, A.P. Dmitriev, I. V. Gornyi, D.G. Polyakov, готовится к печати
9. P. S. Alekseev, A.P. Dmitriev, I. V. Gornyi, V. Yu. Kachorovskii, B. N. Narozhny, and M. Titov Phys. Rev. B **97**, 085109, **2018**; продолжение готовится к печати
10. Y. Dai, R. R. Du, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **105**, 246802, **2010**
11. P. S. Alekseev, arXiv:1802.09179
12. B.N. Narozhny, I.V. Gornyi, A.D. Mirlin, and J. Schmalian, Annalen der Physik **529**, 1700043, **2017**, Review

КВАНТОВЫЕ ТОЧКИ И КВАНТОВЫЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ

Капуткина Н.Е.[1], Алтайский М.В.[2]

[1]*Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»”*

kaputkina@mail.ru

[2]*Институт космических исследований РАН*

altaisky@mx.iki.rssi.ru

Разработка квантовых вычислительных устройств идет в двух конкурирующих направлениях: создание универсального квантового

компьютера с системой кубитов, изолированной от окружения и создание адиабатического квантового компьютера для решения задач оптимизации в присутствии флуктуирующего окружения. В качестве элементной базы рассматриваются различные физические системы: ионы в ловушках, сверхпроводящие кубиты, фотонные кристаллы, квантовые точки и квантовые ямы и др. У каждой из систем свои преимущества и недостатки. Одни системы лучше масштабируются, другие легче контролировать, третьи лучше защищены от декогеренции. Достоинствами квантовых точек в роли кубитов являются миниатюрность, возможность контроля уровней энергии, заряда и формы, масштабируемость и возможность оптического приготовления/измерения состояний отдельных КТ.

Используя уравнение фон Неймана методом фейнмановского интеграла по траекториям мы анализируем динамику состояний массива КТ в качестве элементной базы адиабатического квантового компьютера, способного работать при комнатной температуре.

Представлены результаты моделирования динамики квантовых состояний массива из трех КТ, диполь-дипольно взаимодействующих друг с другом и линейно взаимодействующих с общим фононным термостатом подложки. Показано, что уже в простейшей системе из трех КТ с общим фононным термостатом может быть реализована операция NOT XOR. Результаты моделирования могут быть использованы при разработке различных квантовых симуляторов, квантовых гейтов, и квантовых нейронных сетей на основе массивов КТ.

Литература

1. M.Schuld, I.Sinayskiy, & F. Petruccione, Quantum Inf Process, **13**: 2567, **2014**
2. M.V.Altaisky, N.E. Kaputkina, & V.A.Krylov, Phys. Part. Nuclei, **45**: 1013, **2014**
3. M. V. Altaisky, N. N. Zolnikova, N. E. Kaputkina, V. A. Krylov, Yu. E. Lozovik, N. S. Dattani. Appl. Phys. Lett., **108**, 103108, **2016**
4. 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**

ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ДАВЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ КЮРИ В R_2Fe_{17} : AB-INITIO ВЫЧИСЛЕНИЯ

П.А.Игошев[1], Е.Е.Кокорина[2], М.В.Медведев[2], И.А.Некрасов[2]
[1] Институт физики металлов УрО РАН, 620108, Екатеринбург
[2] Институт электрофизики УрО РАН, 620016, Екатеринбург
kokorina@iep.uran.ru

Введение. Интерметаллические соединения R_2Fe_{17}, наиболее богатые железом среди всех интерметаллидов железа и редких земель, вызывают большой интерес как экспериментаторов, так и теоретиков. Цель настоящей работы состоит в том, чтобы промоделировать изменение кристаллической решетки Gd_2Fe_{17} при всестороннем сжатии и на примере ромбоэдрической фазы Gd_2Fe_{17} рассчитать, как гидростатическое давление влияет на магнитные моменты атомов и на величины обменных взаимодействий между ближайшими атомами Fe и, соответственно, на величину точки Кюри T_C.

Влияние давления на магнитные моменты Gd_2Fe_{17}. Ромбоэдрическая фаза Gd_2Fe_{17} при нулевом давлении P=0 характеризуется параметрами решетки a_0=8.538Å и c_0=12.431Å. В одной элементарной ячейке ромбоэдрической фазы типа Th_2Fe_{17} атомы Fe находятся в четырех неэквивалентных кристаллографических позициях: Fe1(6c), Fe2(9d), Fe3(18f) и Fe4(18h). Электронная структура Gd_2Fe_{17} рассчитывается методами LSDA+U [1] в рамках приближения TB-LMTO-ASA [2]. Использовалось предположение a(P)/c(P)=const для ромбоэдрического Gd_2Fe_{17} при гидростатическом давлении.

Показано, что при уменьшении параметров решетки (т.е. при увеличении давления) результирующий магнитный момент элементарной ячейки ромбоэдрического Gd_2Fe_{17} падает, что почти полностью связано с уменьшением магнитных моментов атомов железа, тогда как изменение магнитных моментов гадолиния под давлением на порядок слабее.

Влияние давления на параметры обменных взаимодействий и температуру Кюри. На основе гейзенберговской модели с обменными взаимодействиями между спинами, являющимися классическими векторами и имеющими в общем случае нецелочисленную величину, в работе [3] была реализована схема расчета температуры Кюри для ферромагнитных подрешеток железа

интерметаллида Gd_2Fe_{17} при нулевом давлении P=0. При этом параметры обмена находились методом численного расчета параметров прямого обмена между узлами решетки для гамильтониана Гейзенберга с классическими спиновыми векторами, разработанном в работе [4].

На основе этой схемы получилось, что в интервале умеренных давлений P≤ 7ГПа все обменные взаимодействия ближайших атомов железа Fe в элементарной ячейке ромбоэдрического Gd_2Fe_{17} являются ферромагнитными (за исключением антиферромагнитного обмена $J_{33}<0$ между ближайшими атомами Fe3 при P=0). В то же время характер изменения параметров обмена у разных пар атомов Fe при сжатии в общем неоднозначен и порой немонотонен - у большинства пар атомов параметр обмена уменьшается. Тем не менее, если в системе уравнений для определения температуры Кюри T_C собрать все изменения обменных параметров и изменения величин классических спиновых векторов, то результат вычислений для T_C дает относительно монотонную картину. Оказывается, что температура Кюри T_C ромбоэдрического Gd_2Fe_{17} падает при сжатии решетки, что соответствует известному экспериментальному тренду. Показано, что скорость изменения наклона зависимости критической температуры от давления положительная, что соответствует экспериментальным данным для ромбоэдрических фаз R_2Fe_{17}.

Можно сделать вывод, что, из факторов влияющих на изменение величины обменной энергии $J_{ab}S_aS_b$ при изменении параметров решетки, вклад от изменения степени перекрытия волновых функций в общее изменение обменной энергии пары незначителен и что основной эффект изменения связан с изменением положения ветвей энергетического спектра друг относительно друга и относительно уровня Ферми.

Работа выполнена в рамках темы 0389-2015-0024 и при частичной поддержке проекта РФФИ №18-02-00281.

Литература

1. V.I.Anisimov , F.Aryasentiawan and A.I.Lichtenstein. J. Phys. Condens. Matter **9**, 767, **1997**.
2. Andersen O.K. Phys. Rev. B **12**, 3060, **1975**.
3. A.V. Lukoyanov, E.E. Kokorina, M.V. Medvedev, I.A. Nekrasov. Phys. Rev. B **80**, 104409, **2009**.
4. A.I.Lichtenstein, M.I.Katsnelson, V.P.Antropov, V.A.Gubanov. J.Magn.Magn.Mater., v. **67**, p.65, **1987**.

НЕУПОРЯДОЧЕННАЯ МОДЕЛЬ ХАББАРДА: DMFT+SIGMA ПРИБЛИЖЕНИЕ

Кучинский Э.З.

Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург
kuchinsk@iep.uran.ru

Проведено сравнение результатов обобщенного DMFT+Sigma подхода в применении к неупорядоченной модели Хаббарда как с отталкиванием, так и с притяжением. Рассмотрена общая проблема перехода металл – диэлектрик и фазовая диаграмма модели Хаббарда с отталкиванием, а также область БКШ - Бозе кроссовера в модели с притяжением. Для обеих моделей получена определенная универсальность поведения одночастичных свойств при разупорядочении. Сравнивается поведение плотности состояний и динамической проводимости, обсуждается обобщенная теорема Андерсона для температуры сверхпроводящего перехода в случае модели с притяжением. Исследуется влияние беспорядка, в том числе и сильного, на поведение коэффициентов разложения Гинзбурга – Ландау и физические свойства сверхпроводников вблизи Тс в области БКШ - Бозе кроссовера. Рассматривается влияние беспорядка на температурную зависимость орбитального верхнего критического поля и парамагнитного критического магнитного поля в области БКШ - Бозе кроссовера.

- Основные модели переходов металл-диэлектрик
- Самосогласованная теория локализации
- Неупорядоченная модель Хаббарда с отталкиванием (модель Андерсона-Хаббарда)
- Основы DMFT+Sigma подхода
- Эволюция плотности состояний и проводимости, мотт-андерсоновский переход металл-диэлектрик
- Фазовая диаграмма
- БКШ - БЭК кроссовер
- Неупорядоченная модель Хаббарда с притяжением
- Основные свойства нормальной фазы
- Расчет Тс в DMFT и метод Нозьера - Шмитт-Ринк

- Тс в неупорядоченной модели Хаббарда с притяжением и обобщенная теорема Андерсона
- Разложение Гинзбурга – Ландау и физические свойства сверхпроводников вблизи Тс в области БКШ - БЭК кроссовера
- Температурная зависимость орбитального верхнего критического и парамагнитного критического магнитных полей

ДИНАМИЧЕСКАЯ ИНЖЕКЦИЯ СПИНА В ГИБРИДНОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СИСТЕМЕ КВАНТОВАЯ ЯМА - ПРИМЕСНОЕ СОСТОЯНИЕ

В.Н. Манцевич

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

Идея управления спиновой поляризацией в полупроводниковых структурах малых размеров получила значительное развитие после того, как технологические возможности позволили формировать гибридные низкоразмерные системы на основе квантовых ям, отделенных промежуточной буферной областью от магнитного слоя [1,2]. Такие системы позволяют сохранять транспортные и оптические свойства квантовых ям, а также управлять спиновой поляризацией в яме за счет присутствия магнитного слоя, приводящего к эффектам спин зависимого туннелирования между ямой и слоем. Ярким экспериментальным подтверждением влияния магнитного слоя на состояние носителей в квантовой яме является наблюдение циркулярной поляризации фотолюминесценции из квантовой ямы в магнитном поле [3].

Физическое явление, которое обсуждается в данной лекции, заключается в возникновении спиновой поляризации носителей заряда в квантовой яме за счет спин-зависимого ухода носителей через туннельный канал между квантовой ямой и магнитным слоем. Такие процессы без учета кулоновских корреляций в магнитном слое были подробно рассмотрены авторами работы [4]. Однако, для полноценного описания процессов динамической генерации спиновой поляризации в гибридных системах требуется учет роли кулоновских корреляций, которые могут приводить к увеличению расщепления между спиновыми уровнями примесного состояния, что вызывает

возрастание спиновой поляризации носителей заряда, остающихся в квантовой яме. Кроме того, наличие кулоновских корреляций приводит к увеличению характерных времен релаксации носителей заряда в квантовой яме, поскольку напрямую влияет на процессы туннелирования между квантовоцй ямой и магнитным слоем [5].

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант №18-72-10002) и РФФИ (грант 18-02-00052).

Литература

1. H. Ohno, A. Shen, F. Matsukura, A. Oiwa, A. Endo, S. Katsumoto, Y. Iye. Appl. Phys. Lett., **69**, 3, 363, **1996**
2. T. Dietl, H. Ohno. Rev. Mod. Phys., **86**, 187, **2014**
3. B.A. Aronzon, M.A. Pankov, V.V. Rylkov, E.Z. Meilikhov, A.S. Lagutin, E.M. Pashaev, M. A. Chuev, V.V. Kvardakov, I.A. Likhachev, O.V. Vihrova, A.V. Lashkul, E. Lahderanta, ¨ A.S. Vedeneev, P. Kervalishvili. J. Appl. Phys., **107**, 2, 023905, **2010**
4. I.V. Rozhansky, K.S. Denisov, N.S. Averkiev, I.A. Akimov, E. Lahderanta. Phys. Rev. B, **92**, 125428, **2015**
5. N.S. Maslova, I.V. Rozhansky, V.N. Mantsevich, P.I. Arseyev, N.S. Averkiev, E. Lahderanta, arXiv:1802.06352v1, **2018**

МОДЕЛЬ НЕЛИНЕЙНОГО ОСЦИЛЛЯТОРА В РЕЗОНАНСНОМ ПОЛЕ: ОТ КЛАССИЧЕСКОГО ПОДХОДА К КВАНТОВЫМ МЕТОДАМ

Маслова Н. С.

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

Нелинейный осциллятор в резонансном внешнем поле является минимальной моделью для изучения бистабильности в различных нелинейных динамических системах, которые имеют несколько стабильных состояний. Множество нелинейных оптических объектов демонстрирует бистабильный отклик на внешнее поле. Современные технологии создания оптических устройств позволяют их сделать

столь малыми, что квантовые эффекты становятся особенно важными. Поэтому необходимо исследовать бистабильное поведение нелинейных систем даже в простейшей модели осциллятора под действием внешней силы, учитывая квантовые эффекты и отслеживать соответствие между классическим и квантовым случаем.

В простейшей модели нелинейного осциллятора во внешнем поле существуют два стабильных стационарных состояния и переходы между ними возможны в присутствии случайной силы. Вероятность нахождения осциллятора в состоянии с высокой амплитудой колебаний в стационарном состоянии возрастает экспоненциально с увеличением внешнего поля, в то время, как вероятность нахождения в состоянии с малой амплитудой колебаний экспоненциально падает. Это означает, что существует узкая область интенсивности внешнего поля, при которой система может находиться с равной вероятностью в обоих состояниях. В противном случае исследуемая нелинейная система основное время проводит в одном из устойчивых состояний, совершая редкие и короткие флуктуационные прыжки из одного состояния в другое.

Эти эффекты могут наблюдаться в зависимости от скорости сканирования интенсивности внешнего поля, и это определяет возможность гистерезиса. Время флуктуационных переходов зависит от времени корреляции случайного шума. Эти исследования были сделаны в статьях [1], [2], [3], [4]. Цветной шум с конечным временем корреляции приводит к флуктуационным переходам между низкоэнергетическими устойчивыми состояниями осциллятора. Это было исследовано с помощью квазиклассических кинетических уравнений типа нелинейного уравнения Фоккера-Планка. Было показано, что для цветного шума время флуктуационных переходов контролируется взаимодействием двух механизмов: индуцированными шумом переходами и адиабатическим регулярным сдвигом стационарного состояния нелинейного осциллятора в сторону нестабильной седловой точки. Кроссовер между этими механизмами происходит в определённой области интенсивностей внешнего поля и зависит от соотношения между затуханием осциллятора и шириной спектра шума. Зависимость скорости флуктуационных переходов от характерного времени корреляции шума проанализирована в широком диапазоне времён корреляции. Мы также проанализировали зависимость функции распределения осциллятора в стационарном состоянии как от обычных чисел

заполнения, так и от точных квазиэнергетических состояний при различных параметрах системы.

Мы также проанализировали флуктуационные переходы между стабильными состояниями в квантовом режиме, используя формализм матрицы плотности или корреляционных функций при наличии взаимодействия с резервуаром. Обнаружены две стадии релаксации матрицы плотности. На первом этапе происходит быстрая релаксация к двугорбому распределению (которое по-прежнему может быть нестационарным). После этого система медленно эволюционирует к стационарному распределению, и именно это соответствует классическим флуктуационным переходам между стабильными состояниями. Скорость этой медленной релаксации может определена из минимального ненулевого собственного значения эволюционного оператора. Мы вычислили скорость релаксации для различных параметров системы и проанализировали её зависимость от этих параметров. В частности, мы отследили переход от квазиклассического режима к чисто квантовому.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ (проект №18-72-10002).

Литература

1. Maslova N. S. Relaxation of a driven nonlinear oscillator // Journal of Experimental and Theoretical Physics. — **1986**. — Vol. **91**, no. 3. — P. 913–920.
2. Maslova N. S., Johne R., Gippius N. A. Role of fluctuations in nonlinear dynamics of a driven polariton system in semiconductor microcavities // Solid State Communications. — **2007**. — Vol. **86**, no. 2. — P. 126–131.
3. Johne R., Maslova N. S., Gippius N. A. Fluctuation-induced transitions of a bistable driven polariton system in the presence of damping // Solid State Communications. — **2009**. — Vol. **149**, no. 11-12. — P. 496–500.
4. Maslova N. S., Johne R., Gippius N. A. Coloured noise controlled dynamics of nonlinear polaritons in semiconductor microcavity // JETP Letters. — **2009**. — Vol. **89**, no. 12. — P. 614–620.

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА ГИБРИДНЫХ СТРУКТУР СВЕРХПРОВОДНИК - ФЕРРОМАГНЕТИК

Мельников А.С.
Институт Физики микроструктур РАН
melnikov@ipm.sci-nnov.ru

Лекция будет посвящена активно развивающейся в последнее десятилетие тематике – физике сверхпроводящих гибридных систем на основе сверхпроводников и ферромагнетиков. Основное внимание будет уделено особенностям электродинамического отклика данных систем. Лекция состоит из нескольких разделов, содержание которых кратко изложено в представленных ниже тезисах.

1. Введение и общие методы расчета отклика электродинамического сверхпроводящих систем. Предполагается обсудить феноменологические и микроскопические модели для описания отклика сверхпроводника на приложенное магнитное поле, а также импеданса сверхпроводника в микроволновом диапазоне частот. Будут обсуждены случай как чистых, так и грязных сверхпроводников, проанализировано температурное поведение длины экранировки магнитного поля.

2. Электродинамический отклик структур сверхпроводник – нормальный металл в условиях эффекта близости. Будет представлен краткий обзор особенностей экранировки магнитного поля структурами, содержащими слои сверхпроводника и нормального металла в различных моделях.

3. Парамагнитный отклик структур сверхпроводник – ферромагнетик в условиях эффекта близости. Будут проанализированы вклады синглетной и триплетной компонент аномальной функции Грина (триплетная компонента появляется в присутствии обменного поля ферромагнитного слоя) в общее выражение для отклика сверхпроводящей структуры. Будет показана возможность возникновения локального парамагнитного отклика в таких системах и обсуждена современная экспериментальная ситуация по измерению отклика структур сверхпроводник - ферромагнетик.

4. Электродинамический эффект близости. Будет показано, что обычный эффект близости, вызванный проникновением куперовских пар из сверхпроводника в ферромагнетик, может приводить к существенному увеличению магнитных полей рассеяния. Спонтанные

токи в сверхпроводнике возникают при этом даже при условии специального выбора направления магнитного момента и геометрии магнитной подсистемы, соответствующего полному отсутствию полей рассеяния вне ферромагнетика. Будет обсуждена роль этих спонтанных токов и магнитных полей в экспериментах по измерению так называемого обратного эффекта близости, рассмотрены различные частные случаи.

5. Продольные состояния Фульде-Феррелла-Ларкина-Овчинникова (ФФЛО). Экспериментальное наблюдение неоднородных состояний ФФЛО – одна из наиболее интересных и сложных задач современной физики сверхпроводников. Требования к физическим системам, где могут реализовываться такие состояния, оказываются настолько строгими, что к настоящему моменту убедительные данные о формировании фазы ФФЛО имеются только для узкого класса слоистых органических сверхпроводников. В лекции будет обсуждена альтернативная возможность реализации модулированных состояний в плоскости слоев многослойных систем сверхпроводник – ферромагнетик. Будет обсуждена теория формирования таких продольных состояний ФФЛО при температурах, существенно ниже критической. Оценки показывают, что для экспериментального наблюдения оптимальными являются структуры сверхпроводник – ферромагнетик – нормальный металл с большим отношением проводимостей нормального металла и сверхпроводника. Будут обсуждены особенности немонотонных зависимостей линейного и нелинейного откликов данных систем от температуры, которые являются предвестниками возникновения ФФЛО неустойчивости.

Работа выполнялась при финансовой поддержке проекта РНФ № 15-12-10020.

ФРУСТРАЦИЯ
И НЕСТАНДАРТНЫЕ СПИНОВЫЕ СОСТОЯНИЯ

Михеенков А. В.[1,2,3*], Валиулин В. Э.[1,2,3], Щелкачев Н. М.[1,2,4,5], Барабанов А. Ф.[1]

[1]*Институт физики высоких давлений РАН*
[2]*Московский физико-технический институт*
[3]*НИЦ «Курчатовский институт»*
[4]*Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН*
[5]*Институт металлургии УРО РАН*
[*]*mikheen@bk.ru*

Изотропная модель Гейзенберга на простых трехмерных решетках приводит к двум «стандартным» упорядочениям локализованных магнитных моментов – ферромагнитному и антиферромагнитному. Эти состояния давно известны и хорошо изучены. Существуют, однако, фрустрирующие факторы, которые приводят к более сложным – назовем из «нестандартными» – спиновым состояниям. К числу таких факторов относятся, в частности, низкая размерность, некоторые виды геометрии решетки, более сложные межузельные взаимодействия (диполь-дипольное, взаимодействие Дзялошинского-Мории, заближайшие обменные взаимодействия, взаимодействие с неспиновыми степенями свободы).

Первая часть доклада носит обзорный характер. Рассматриваются различные причины появления «нестандартных» спиновых состояний, таких как полосатая фаза, спиновые спирали (в частности, киральные), синглетные спиновые состояния, стодвадцатиградусное упорядочение и других. Качественно в большинстве случаев это можно сделать уже в простейших моделях – в модели Изинга или в классическом пределе модели Гейзенберга. Приводятся примеры обусловленных разнообразием фаз переходов, в том числе квантовых. Обсуждается также вопрос о том, что перечисленные выше факторы требуют более осторожного отношения к интерпретации нейтронных экспериментов. Так, например, уже для модели Гейзенберга с двумя обменами (ближайшим и вторым ближайшим) положение магнитного брэгговского пика в зоне Бриллюэна не позволяет однозначно восстановить соотношение обменных параметров.

Во второй части доклада более детально представлен конкретный пример – исследование квантовой $S=1/2$ J_1-J_2-J_3 модели Гейзенберга

на квадратной решетке. В этом случае в силу двумерности при ненулевой температуре можно говорить не о спиновом упорядочении, а лишь о структуре ближнего порядка. «Нестандартный» спиновый ближний порядок – полосатый – возникает уже при учете второго обмена J_2. А при ненулевом третьем обмене J_3 появляется также несколько видов спиралей. В отличие от классического предела, в квантовом случае такие спирали могут быть изотропными, с локальным минимумом спектра вдоль окружности в зоне Бриллюэна. Причем их характер представляет собой «закрученный» как ферромагнитный, так и антиферромагнитный квантовый спиновый порядок. Обсуждается также влияние «нестандартных» состояний на термодинамические свойства, проводится сравнение результатов с экспериментом.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 16-02-00304-а и 17-52-53014 ГФЕН-а).

Литература

1. A.V. Mikheyenkov, A.V. Shvartsberg, V.E. Valiulin, A.F. Barabanov, JMMM, **419**, 131, **2016**.
2. Михеенков А.В., Валиулин В.Э., Шварцбург А.В., Барабанов А.Ф, ЖЭТФ, **153**, 483, **2018**.
3. V.E. Valiulin, A.V. Mikheyenkov, N.M. Chtchelkatchev, A.F. Barabanov, Gyrate quantum states in frustrated magnetism: continuous transitions on the J_1-J_2-J_3 globe, in press.

ПОПЕРЕЧНАЯ КОЛЛЕКТИВНАЯ МИКРОСКОПИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА В ЖИДКОСТЯХ

Мокшин А. В.

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

Одним из ключевых типичных "жидкостных" свойств является отсутствие у жидкостей сдвиговой жесткости. Тем не менее, эффекты, связанные со сдвиговой жесткостью (упругостью), проявляются практически во всех плотных жидкостях и характеризуются пространственными масштабами с характерными размерами, определяемыми радиусом действия межчастичного потенциала. В

настоящей работе будет представлено "текущее положение дел" по данному вопросу, что включает в себя имеющиеся экспериментальные сведения и их интерпретацию, результаты молекулярной динамики и существующие теоретические подходы.

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В СПИНОВЫХ МОДЕЛЯХ С ФРУСТРАЦИЯМИ

А.К. Муртазаев[1,2], М.К. Рамазанов[1,3], М.К. Бадиев[1], К.Ш. Муртазаев[2]

[1]*Институт физики ДНЦ РАН, Махачкала, Россия*
[2]*Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия*
[3]*Отдел математики и информатики ДНЦ РАН, Махачкала, Россия;*
akai2005@mail.ru

Проблема исследования фазовых переходов (ФП) и критических свойств в спиновых системах с фрустрациями является одной из центральных в современной физике конденсированного состояния [1-3]. Спиновые системы с фрустрациями во многом проявляют свойства, отличные от соответствующих нефрустрированных систем. Это отличие выражается в богатом разнообразии фаз и ФП, что обусловлено сильным вырождением основного состояния [4].

В данной работе, нами предпринята попытка исследовать ФП и критическое поведение антиферромагнитной модели Гейзенберга на кубической решетке с учетом взаимодействий вторых ближайших соседей внутри слоев. Интерес к этой модели обусловлен тем что, при учете антиферромагнитных взаимодействий вторых ближайших соседей внутри слоев данная модель становится фрустрированной.

Антиферромагнитная модель Гейзенберга на кубической решетке с учетом взаимодействий следующих ближайших соседей описывается следующим гамильтонианом:

$$\mathrm{H} = -J_1 \sum_{\langle i,j \rangle} (\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j) - J_2 \sum_{\langle i,l \rangle} (\vec{S}_i \cdot \vec{S}_l), \qquad (1)$$

где $\vec{S}_i$ – трехкомпонентный единичный вектор $\vec{S}_i = \left(S_i^x, S_i^y, S_i^z\right)$. Решетка состоит из двумерных квадратных слоев, сложенных по ортогональной оси. Первый член в формуле (1) характеризует антиферромагнитное взаимодействие всех ближайших соседей, которое берется одинаковым как внутри слоев, так и между слоями ($J_1 < 0$). Второй член характеризует антиферромагнитное взаимодействие следующих ближайших соседей, находящихся в том же слое ($J_2 < 0$). $r=J_2/J_1$ – величина взаимодействия вторых ближайших соседей.

В данном исследовании нами использован репличный обменный алгоритм метода Монте-Карло [5,6]. Этот метод является одним из наиболее эффективных при исследовании такого рода систем.

Для определения типа ФП нами был использован метод кумулянтов Биндера U_L четвертого порядка и гистограммный метод анализа данных.

Для расчета статических критических индексов теплоемкости α, восприимчивости γ, параметра порядка β и радиуса корреляции ν использовались соотношения теории конечно-размерного скейлинга [7]. В ходе выполнения работы установлено наличие в данной модели ФП второго рода. Рассчитаны значения всех основных статических критических индексов.

Обнаружено, что полученные нами значения критических индексов отличаются от соответствующих значений критических индексов для нефрустрированной трехмерной модели Гейзенберга [8]. Анализ наших данных свидетельствует о принадлежности исследуемой модели к тому же классу универсальности критического поведения, что и антиферромагнитная модель Гейзенберга на слоистой треугольной решетке [9-11].

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-02-00214-а.

Литература

1. В. С. Доценко, УФН, **165**, 481, **1995**
2. С. Е. Коршунов, УФН, **176**, 233, **2006**

3. С. С. Сосин, Л. А. Прозорова, А. И. Смирнов, УФН, **175**, 92, **2005**
4. A.Malakis, P. Kalozoumis, and N. Tyraskis, Eur. Phys. J. B, 50, 63, **2006**
5. М. К. Рамазанов, А. К. Муртазаев, Письма в ЖЭТФ, **101**, 793, **2015**
6. М. К. Рамазанов, А. К. Муртазаев, Письма в ЖЭТФ, **103**, 522, **2016**
7. P. Peczak, A. M. Ferrenberg, and D. P. Landau, Phys. Rev. B, **43**, 6087, **1991**
8. M. Campostrini, M. Hasenbusch, A. Pelissetto et al., Phys. Rev. B, **65**, 144520, **2002**
9. А. К. Муртазаев, М. К. Рамазанов, М. К. Бадиев, ФТТ, **52**, 1157, **2010**
10. P. Calabrese, P. Parruccini, A. Pelissetto et al., Phys. Rev. B, **70**, 174439-1, **2004**
11. G. Zumbac, Nucl. Phys. B, **413**, 771, **1994**

ПЛАЗМЕННЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД (К 50-ЛЕТИЮ ПРЕДСКАЗАНИЯ)

Норман Г.Э., Саитов И.М.

НИУ ВШЭ, МФТИ(ГУ), ОИВТ РАН
genri.norman@gmail.com

Плазменный фазовый переход предсказан в 1968 г. по аналогии с уравнением Ван дер Ваальса [1]. Для изотерм зависимостей давления P от плотности предсказаны [2] сильные перекрытия по плотности равновесной ветви одной фазы с метастабильной ветвью другой фазы в отличие от уравнения Ван дер Ваальса. Третьим предсказанием [3] была тройная точка на кривой плавления [4].

Оценки [1-3] делались в рамках химической модели, в которой использовалось уравнение ионизационного равновесия с поправкой на неидеальность системы свободных зарядов в рамках известных тогда приближений. В течение последующих десятилетий этот подход развивался: с одной стороны, в химическую модель включались новые компоненты, помимо электронов и ионов, с учётом

взаимодействий между всеми компонентами, с другой стороны, уточнялся характер учёта этих взаимодействий. См. краткие обзоры, например, в [5,6]. Последняя версия химической модели представлена в [7]. Предсказания [1-3] остались в силе.

Первые экспериментальные результаты, которые можно было бы интерпретировать как экспериментальное обнаружение плазменного фазового перехода, появились только в последнее десятилетие (см. ссылки в [6]). Измерения проводились на разогретом плотном водороде как в ударных волнах, так и алмазных наковальнях. К этому же времени в теории стали применяться методы, основанные на теории функционала плотности.

Свойства разогретого плотного водорода исследовались методами *ab initio* молекулярной динамики и квантового моделирования с использованием теории функционала плотности и квантового Монте-Карло. Фазовый переход первого рода был обнаружен, кривая сосуществования оказалась близкой к измеренной. Относительно природы перехода мнения расходятся [8]: под влиянием работы Вигнера и Хантингтона 1935 года пытаются связать с металлизацией водорода, альтернативой является диссоциация давлением $H_2 \rightarrow 2H$, упомянут и плазменный фазовый переход.

В [6] вводится идея, что при фазовом переходе флюид-флюид в разогретом плотном водороде/дейтерии происходит ионизация молекул H_2 с образованием молекулярных ионов H_2^+ и H_3^+. Таким образом, происходит плазменный фазовый переход с частичной ионизацией молекул H_2 и образованием ионов H_2^+. Ионы H_3^+ образуются в результате реакции ионов H_2^+ с молекулами H_2. Природа перехода сочетает ионизацию со структурными изменениями. Сильная ионизация при фазовом переходе флюид-флюид в разогретом плотном водороде сближает этот переход с предсказанием плазменного фазового перехода.

Как в теории, так и в экспериментах наблюдавшийся скачок плотности был достаточно мал, что, возможно, затрудняло его обнаружение в некоторых работах. Поэтому требуются дополнительные методы диагностики, в частности, по метастабильным состояниям, существование которых может служить критерием того, что этот фазовый переход именно первого рода. Был разработан и применен метод получения метастабильных состояний. Полученный размер метастабильных областей по плотностям для температур 700 и 1000 К оказался в несколько раз больше самого

скачка плотности при фазовом переходе. Обсуждается существование критической и тройной точек.

Предсказания [1-3] выполнены. В докладе рассмотрен новый уровень результатов. Доклад подготовлен в ходе проведения работы в рамках Программы фундаментальных исследований Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики» (НИУ ВШЭ) и с использованием средств субсидии в рамках государственной поддержки ведущих университетов Российской Федерации "5-100".

Литература

1. Г. Э. Норман, А. Н. Старостин, ТВТ. **6**, №3. 410, **1968**
2. Л. М. Биберман, Г. Э. Норман, ТВТ **7**, № 5, 822, **1969**
3. Г. Э. Норман, А. Н. Старостин, ТВТ, **8**, №2, 413, **1970**
4. В.В. Бражкин и др., Письма ЖЭТФ **50**, 92, **1989**
5. W. Ebeling, G. Norman, J. Stat. Phys., **110**, 3, 861, **2003**
6. G. E. Norman, I. M. Saitov. Contrib. Plasma Phys., **58**, 122, **2018**
7. А. Н. Старостин и др., Письма в ЖЭТФ, **107**, 23, **2018**
8. J. M. McMahon et al, Rev. Mod. Phys., **84**, 1607, **2012**

СИНГЛЕТНЫЙ МЕХАНИЗМ ДАЛЬНОДЕЙСТВУЮЩЕГО ЭФФЕКТА БЛИЗОСТИ В ГИБРИДНЫХ ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ СИСТЕМАХ FSF

Прошин Ю.Н., Авдеев М.В.

Институт физики, Казанский федеральный университет, Казань, Россия
yurii.proshin@kpfu.ru

Хорошо известно [1-3], что в джозефсоновских системах сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник (SFS) спин-синглетный сверхток протекает через ферромагнетик, быстро затухая на расстоянии нескольких нанометров, поскольку обменное поле в ферромагнетике стремится разрушить синглетные сверхпроводящие пары.

За перенос сверхпроводящих корреляций внутрь ферромагнетика на достаточно далекие расстояния могут отвечать пары, сформированные по триплетному механизму из электронов с одинаковым направлением спинов и поэтому не чувствительные к обменному полю. Такой спин-триплетный канал эффекта близости возникает в том случае, если в многослойной системе FS имеются магнитные неоднородности (см., например, [3-6], и ссылки в них).

В этой связи, экспериментальное наблюдение дальнодействующего эффекта Джозефсона для чистой системы SFS без магнитных неоднородностей [7] стало очень неожиданным. Протяженность слабой связи двух вольфрамовых берегов через длинную однодоменную монокристаллическую кобальтовую нанопроволоку на два порядка превосходила оценки синглетного механизма эффекта близости.

Как показано в работах [8,9], этот эффект может быть обязан существованию спин-орбитального взаимодействия в F-прослойке: в баллистическом режиме при условии, что расстояния между последовательными отражениями квазичастиц от поверхности нанопроволоки должны быть одинаковы, это может привести к дальнодействующему вкладу в сверхток.

Мы предлагаем другую теоретическую модель дальнодействующего синглетного транспорта Джозефсона [10].

Учет различия между эффективными массами электронов мажоритарных и миноритарных спиновых подзон [10] и анизотропии поверхности Ферми ферромагнетика может привести к «эффективному» перенормированному обменному взаимодействию, зависящему от направления импульса квазичастицы. На основе уравнений Эйленбергера мы показываем, что при определенных условиях это взаимодействие может быть полностью скомпенсировано и в системе SFS возникнет дальнодействующий сверхток.

Таким образом, дальнодействующий синглетный эффект близости, наблюдаемый в монокристаллической нанопроволоке Co [7], может быть объяснен в рамках предлагаемого теоретического подхода.

Работа частично поддержана субсидией Министерства образования и науки РФ (№ 3.2166.2017), выделенной Казанскому федеральному университету для выполнения проектной части государственного задания в области научной деятельности. МВА также благодарен гранту РФФИ (№ 16-02-01016).

Литература

1. Ю.А. Изюмов, Ю.Н. Прошин, М.Г. Хусаинов, УФН, 172, 113, **2002**
2. A. Buzdin, Rev. Mod. Phys., **77**, 935, **2005**
3. F.S. Bergeret, A.F. Volkov, K.B. Efetov, Rev. Mod. Phys., **77**, 1321, **2005**
4. M. Eschrig, Rep. Prog. Phys., **78**, 104501, **2015**
5. J. Linder, J.W.A. Robinson, Nature Phys., **11**, 307, **2015**
6. M. Alidoust, K. Halterman, Phys. Rev. B, **97**, 064517, **2018**
7. J. Wang, et al., Nature Phys., **6**, 389, **2010**
8. A.S. Mel'nikov, et al., Phys. Rev. Lett., **109**, 237006, **2012**
9. А.В. Самохвалов, А.С. Мельников, А.И. Буздин, УФН, **186**, 640, **2016**
10. M.V. Avdeev, Yu.N. Proshin, Phys. Rev. B, **97**, 100502(R), **2018**

ВЛИЯНИЕ ДЕФЕКТОВ СТРУКТУРЫ НА НЕРАВНОВЕСНОЕ КРИТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ 3D И 2D МОДЕЛЕЙ ИЗИНГА

Прудников В.В., Прудников П.В., Маляренко П.Н.

Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского
prudnikv@univer.omsk.su

Системы, демонстрирующие фазовые переходы второго рода, относятся к системам с медленной динамикой из-за аномально больших времен релаксации вблизи критической температуры. В результате, их неравновесное поведение демонстрируют такие особенности как свойства старения, нарушение флуктуационно-диссипативной теоремы (ФДТ), зависимость от типа начальных состояний [1].

Мы представляем результаты численного Монте-Карло описания особенностей неравновесного поведения в трехмерной и двумерной моделях Изинга, обусловленных присутствием в них структурного замороженного беспорядка. Показано, что значения предельного флуктуационно-диссипативного отношения (ФДО),

характеризующего степень неравновесности системы и нарушения ФДТ, $X^{\infty} < 1$ и зависят от принадлежности к двум классам универсальности неравновесного критического поведения, соответствующим высокотемпературному и низкотемпературному начальным состояниям системы. Введено понятие порогового значения начальной намагниченности, разделяющего эти два класса универсальности [2].

Показано, что с ростом концентрации дефектов происходит усиление эффектов старения, проявляющееся в замедлении эффектов корреляции и релаксации с ростом времени ожидания t_w, по сравнению с "чистыми" системами. Неравновесные начальные состояния начинают оказывать более сильное влияние на особенности эволюции системы и ее характеристики. Так в случае эволюции из высокотемпературного начального состояния с намагниченностью $m_0 << 1$ влияние дефектов проявляется в количественном изменении универсальных характеристик неравновесного критического поведения - критических индексов и предельного ФДО $X^{\infty}(p)$. Для 3D модели Изинга значения данных характеристик отражают принадлежность к классам слабо и сильно неупорядоченных систем, а для 2D модели зависят непрерывно от концентрации дефектов из-за влияния кроссоверных эффектов перколяционного поведения.

Для случая эволюции из низкотемпературного начального состояния с $m_0 = 1$ выявлено, что вследствие пиннинга доменных стенок на дефектах структуры спадание автокорреляционной функции в долговременном режиме осуществляется по степенному закону критической релаксации намагниченности, а предельные значения ФДО становятся равными нулю. Показано, что двухвременная скейлинговая зависимость автокорреляционной функции подчиняется соотношениям теории "сверхстарения" с усилением влияния времени начала измерения t_w, определяемого степенной зависимостью $(t_w)^{\mu}$ с показателем $\mu > 1$. Вычислены значения показателя "сверхстарения" μ для систем с различными спиновыми концентрациями.

Работа выполнена при поддержке грантами РФФИ № 17-02-00279 и Президента РФ № МД-6868.2018.2.

Литература

1. В.В. Прудников, П.В. Прудников, М.В. Мамонова, УФН, **187**, 817, **2017**

2. В.В. Прудников, П.В. Прудников, П.Н. Маляренко, ЖЭТФ, **152**, 1293, **2017**

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КРИТИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ СЛОЖНЫХ СПИНОВЫХ СИСТЕМ

Прудников П.В.

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

Мультислойное сочетание магнитных пленок наномасштабной толщины, разделенных слоем немагнитного металла, характеризуется эффектами гигантского магнитосопротивления. Открытие этого эффекта обусловило толчок для создания направления наноконструирования магнитных структур [1]. Причина интенсивных исследований ультратонких магнитных пленок и магнитных сверхструктур на их основе во многом определяется возможностями их применения в устройствах спинтроники [2]. Использование мультислойных магнитных структур с эффективным антиферромагнитным межслоевым взаимодействием в магниторезистивной памяти (MRAM) позволило уменьшить величину записывающих токов [3] и время записи [4].

Наномасштабная периодичность создает в магнитных мультислойных структурах мезоскопические эффекты пространственной спиновой корреляции с медленной релаксационной динамикой намагниченности при замораживании системы в неравновесном состоянии. По сравнению с объемными магнитными системами, в которых медленная динамика и эффекты старения проявляются вблизи критической точки, магнитные сверхструктуры с наномасштабной периодичностью дают возможность увеличить время релаксации за счет эффектов, связанных с увеличенной в этих структурах характеристической корреляционной длиной спин-спиновых корреляций. Неравновесные «спин-стекольные» эффекты [5] могут наблюдаться в низкоразмерных магнетиках [6, 7] и мультислойных структурах [8] в более широком температурном интервале по сравнению с объемными магнитными системами. Как было показано в работе [9], учет эффектов старения необходим для

корректного объяснения эксперимента по динамике спинового стекла [10].

В данной работе методами Монте-Карло осуществлено исследование неравновесного критического поведения мультислойных магнитных структур, описываемых анизотропной моделью Гейзенберга, и фрустрированных неупорядоченных магнетиков.

Исследования поддержаны грантами Президента РФ МД.6868.2018.2 и РФФИ 17-02-00279. Для проведения расчетов были использованы ресурсы вычислительной лаборатории кафедры теоретической физики ОмГУ, суперкомпьютерного комплекса МГУ им. М.В. Ломоносова, межведомственного суперкомпьютерного центра РАН и ЦКП «Центр данных ДВО РАН», г. Хабаровск.

Литература

1. R.A. Duine, K.-J. Lee, S.S.P. Parkin, M.D. Stiles, arXiv.org:1705.10526
2. G. Scheunert, O. Heinonen, et al., Appl. Phys. Rev. **3**, 011301, **2016**
3. J. Hayakawa, S. Ikeda, et al., Jpn. J. Appl. Phys. **45**, L1057, **2006**
4. A. Bergman, B. Skubic, J. Hellsvik, et al., Phys. Rev. B **83**, 224429, **2011**
5. В.В. Прудников, П.В. Прудников, М.В. Мамонова, УФН **187** 817 **2017**
6. I. Popov, P. Prudnikov, A. Katanin, et al. Phys. Rev. B **95**, 134437, **2017**
7. В.В. Прудников, П.В. Прудников и др. Письма в ЖЭТФ **107**, **2018**
8. В.В. Прудников, П.В. Прудников и др. Письма в ЖЭТФ **104** 797 **2016**
9. M. Baity-Jesi, E. Calore, A. Cruz, et al., arXiv:1803.02264
10. Q. Zhai, D.C. Harrison, D. Tennant, et al. Phys. Rev. B **95**, 054304, **2017**

ПРОБЛЕМА КОЛЛЕКТИВНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ В КОРРЕЛИРОВАННЫХ СИСТЕМАХ

Рубцов А.Н.

Russian Quantum Center, Москва, Россия
ar@rqc.ru

Системы с сильными электронными корреляциями находятся в фокусе внимания теоретиков прежде всего ввиду не решенной до настоящего времени проблемы количественного описания сложной совокупности многочастичных явлений, реализующихся при низких температурах. Модель Хабаарда, являющаяся базовой в данной области, вблизи полузаполнения показывает фазу моттовского изолятора с развитым анитиферромагнетизмом. Если пренебречь антиферромагнетными флуктуациями, такая картина может быть описана в рамках локального приближения – динамической теории среднего поля (DMFT). Однако, для двумерных и слоистых систем такой подход заведомо является переупрощенным. В частности, учет магнонных флуктуаций, по-видимому, является принципиальным для описания d-волновой сверхпроводимости в купратах.

В докладе, мы рассмотрим современный прогресс в области описания нелокальных флуктуаций в коррелированных системах. Будут введены методы дуальных фермионов и бозонов – техники, позволяющие построить диаграммные ряды, стартующие с DMFT как с нулевого приближения – и дан обзор полученных результатов. В частности, будут представлены недавние результаты, свидетельствующие о формировании в допированной модели Хаббарда развитых магнонных мод малой, но конечной частоты. Подобные моды наблюдаются в эксперименте и могут служить медиаторами межэлектронного взаимодействия. Наконец, мы представим метод флуктуирующего локального поля, пригодный для описания систем с развитыми флуктуациями, для которых основанные на диаграммном разложении DMFT методы не применимы.

Работа поддержана грантом РНФ 16-42-01057.

ДВУМЕРНЫЙ КУЛОНОВСКИЙ ГАЗ - НЕПРЕРЫВНЫЙ ПЕРЕХОД ИЛИ ПЕРЕХОД ПЕРВОГО РОДА?

В. Н. Рыжов, Е. Е. Тареева, Ю. Д. Фомин, Е. Н. Циок
Институт физики высоких давлений РАН, 108840 г. Москва, г. Троицк, Калужское шоссе 14
ryzhov@hppi.troitsk.ru

Разработанная более 45 лет назад теория Березинского-Костерлица-Таулеса (БКТ) за прошедшее время превратилась из довольно необычного на тот момент подхода к описанию фазовых переходов в системах, в которых, с точки зрения стандартной теории, никаких фазовых переходов и быть не должно, в мощный метод, широко применяемый при исследовании не только плоских магнетиков и пленок сверхтекучего ^{4}He, которым в первую очередь были посвящены пионерские работы [1-3], но и к широкому спектру самых различных низкоразмерных систем. Механизм перехода БКТ [1-5] представляет собой диссоциацию разреженного газа вихревых пар, эквивалентного двухкомпонентному двумерному Кулоновскому газу. Диссоциация происходит при температуре, при которой диэлектрическая проницаемость двумерного Кулоновского газа расходится.

Отдельно следует упомянуть получившие в результате этих работ мощное развитие теории двумерного плавления, прежде всего теорию Березинского-Костерлица-Таулеса-Хальперина-Нельсона-Янга (BKTHNY) [5-7], в которой был предложен сценарий плавления двумерных кристаллов посредством двух непрерывных переходов типа БКТ с промежуточной гексатической фазой. Вместе с тем ситуация с описанием двумерного плавления остается достаточно противоречивой. Кроме упомянутого выше сценария, плавление может происходить как посредством стандартного перехода первого рода, так и в соответствии с недавно предложенным сценарием, согласно которому переход из кристалла в гексатическую фазу является непрерывным переходом типа БКТ, в то время, как гексатическая фаза переходит в изотропную жидкость в результате перехода первого рода [5,8-11]. В настоящее время отсутствуют четкие теоретические критерии, позволяющие однозначно определить, исходя из вида потенциала, по какому сценарию пойдет плавление двумерной системы. Более того, теория для перехода первого рода гексатик-изотропная жидкость отсутствует, и, принимая

во внимание симметрию соответствующего параметра порядка, пока не ясно, как ее можно построить.

В докладе представлен обзор статистических свойств двумерного Кулоновского газа, обсуждается переход БКТ, определяемый диссоциацией зарядовых пар, и связь с теорией синус-Гордон. Кроме того, в рамках кольцевого приближения рассматривается поведение системы вихрей в тонкой сверхпроводящей пленке, в которой имеет место экспериментально наблюдаемый БКТ переход [5], однако взаимодействие между вихрями на больших расстояниях отличается от двумерного Кулона. В этом случае можно получить аналитические выражения для плотности свободных вихрей. Оказалось, что при больших энергиях ядра вихря плотность свободных вихрей не равна нулю при всех $T>0$, однако можно говорить о переходе типа БКТ в том смысле, что плотность очень быстро изменяется в окрестности температуры $T_{ВКТ}$. При малых энергиях ядра диссоциация пар вихрь-антивихрь происходит посредством перехода первого рода с температурой перехода, зависящей от энергии ядра [5,12-14]. Именно этот механизм, по-видимому, может объяснить переход первого рода из гексатической фазы в изотропную жидкость.

Работа поддержана грантом РНФ 14-22-00093.

Литература

1. В. Л. Березинский, ЖЭТФ, **59**, 907, **1970**
2. В. Л. Березинский, ЖЭТФ, **61**, 1144, **1971**
3. J. M. Kosterlitz, D. J. Thouless, J. Phys. C, **6**, 1181, **1973**
4. J. M. Kosterlitz, Rep. Prog. Phys., **79**, 026001, **2016**
5. В. Н. Рыжов, Е. Е. Тареева, Ю. Д. Фомин, Е. Н. Циок, УФН, **187**, 921, **2017**
6. B. I. Halperin, D. R. Nelson, Phys. Rev. B, **19**, 2457, **1979**
7. A. P. Young, Phys. Rev. B, **19**, 1855, **1979**
8. S. C. Kapfer, W. Krauth, Phys. Rev. Lett., **114**, 035702, **2015**
9. E. N. Tsiok, D. E. Dudalov, Yu. D. Fomin, and V. N. Ryzhov, Phys. Rev. E, **92**, 032110, **2015**
10. E. N. Tsiok, Y. D. Fomin, V. N. Ryzhov, Physica A, **490**, 819, **2018**.
11. N. P. Kryuchkov, S. O. Yurchenko, Y. D. Fomin, E. N. Tsiok and V. N. Ryzhov, Soft Matter, **14**, 2152, **2018**
12. V. N. Ryzhov, E. E. Tareyeva, Phys. Rev. B, **48**, 12907, **1993**
13. V. N. Ryzhov, E. E. Tareyeva, Phys. Rev. B, **49**, 6162, **1994**
14. D. Y. Irz, V. N. Ryzhov, E. E. Tareyeva, Phys. Rev. B, **54**, 3051, **1996**

ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА ОДНОСЛОЙНЫХ FeSe СИСТЕМ: МЕЛКИЕ ЗОНЫ, КОРРЕЛЯЦИИ И СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ

Садовский М.В.

Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург
Институт физики металлов УрО РАН им. М.Н. Михеева, Екатеринбург
sadovski@iep.uran.ru

Электронные спектры однослойных сверхпроводников на основе FeSe, таких как интрекалированные соединения типа $K_XFe_{2-y}Se_2$ и монослойные пленки FeSe на подложке $SrTiO_3$ (FeSe/STO), полученные из рентгеновской фотоэмиссии с угловым разрешением (ARPES), требует ответа на ряд вопросов: какова причина возникновения «мелких» с аномально малой энергией Ферми, а также называемых «реплик» зон вблизи точки M зоны Бриллюэна в FeSe/STO.

LDA+DMFT расчеты показывают, что явный учет электрон-электронных корреляционных эффектов для Fe - 3d состояний приводит к практически количественному воспроизведению довольно сложной зонной структуры, которая наблюдается в ARPES экспериментах, в непосредственной близости от уровня Ферми в $K_XFe_{2-y}Se_2$ и FeSe/STO. В частности, хорошо воспроизводятся довольно необычные «мелкие» электронные зоны вблизи M - точки зоны Бриллюэна. Показано, что в FeSe/STO перенормированная электронными DMFT корреляциями LDA зона Fe - $3d_{xy}$ состояний, сводится к квазичастичной зоне, практически в той же области энергий, что и экспериментально наблюдаемая «реплика» зоны в окрестности точки M. Однако, учет корреляционных эффектов оказывается недостаточным для подавления дырочных поверхностей Ферми вокруг $\pi\pi$ - точки, которые не наблюдаются в большинстве ARPES экспериментов на FeSe/STO. Эти поверхности Ферми сохраняются даже при увеличении силы кулоновского прямого и/или обменного (хундовского) взаимодействий, в то время как общее согласие с ARPES данными ухудшается. Электронное легирование также не приводит к исчезновению этой поверхности Ферми и при этом значительно ухудшает согласие LDA+DMFT результатов с данными ARPES [1,2].

В плане обсуждения механизма высокотемпературной сверхпроводимости в FeSe/STO мы приводим некоторые простые оценки величины взаимодействия электронов с оптическими фононами на интерфейсе FeSe/STO, приводящего к рассеянию «вперед», которые показывает, что этого взаимодействия, по-видимому, недостаточно для формирования, «реплик» зон в этой системе и значительного увеличения температуры сверхпроводящего перехода T_c [2].

Обсуждается аргументация Завадского и Ли указывающая на то, что наблюдаемые «реплики» зон в являются артефактом, связанным с энергетическими потерями фотоэлектронов в ARPES экспериментах на интерфейсе FeSe/STO.

Данная работа выполнена в рамках госконтракта (ФАНО) No. 0389-2014-0001 и частично поддержана грантом РФФИ 17-02-00015 и программой Президиума РАН «Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости».

Литература

1. И. А. Некрасов, Н. С. Павлов, М. В. Садовский, Письма ЖЭТФ **105,** 354, **2017**
2. И. А. Некрасов, Н. С. Павлов, М. В. Садовский, ЖЭТФ **153,** 590, **2018**
3. Fengmiao Li, George A. Sawatzky/ ArXiv:1710.10795

МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ДИАГРАММЫ И ОСОБЕННОСТИ РАССЕЯНИЯ НОСИТЕЛЕЙ В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ $Ho_xLu_{1-x}B_{12}$ С ЗАРЯДОВЫМИ СТРАЙПАМИ

Случанко Н.Е.[1,2,*], Хорошилов А.Л.[1,2], Краснорусский В.Н.[1], Богач А.В.[1], Глушков В.В.[1,2], Демишев С.В.[1,2], Красиков К.М.[2], Шицевалова Н.Ю.[3], Филиппов В.Б.[3], Габани С.[4], Флахбарт К.[4]

[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*
**nes@lt.gpi.ru*

При низких температурах 2-10К выполнены исследования поперечного магнитосопротивления, теплоемкости и намагниченности додекаборидов $Ho_xLu_{1-x}B_{12}$ со структурой каркасного стекла [1]. Показано, что в парамагнитной (P) фазе в широкой окрестности температуры Нееля T_N≈5.7 K в этих антиферромагнетиках с решеточной/электронной неустойчивостью [2] доминирующим вкладом является изотропное отрицательное магнитосопротивление, связанное с рассеянием носителей на наноразмерных кластерах ионов Ho^{3+}, которое масштабируется в координатах $\rho=f(\mu_{eff}^2H^2/T^2)$ [3]. Обнаружено, что анизотропия магнитосопротивления выше T_N, составляющая около 15% в поле 80 кЭ (см., например, рис. 1а) обусловлена квадратичным положительным вкладом, который достигает максимальных значений в окрестности направления ***H***//[001], отвечающего расположению динамических зарядовых страйпов в немагнитном додекабориде LuB_{12} [2].

Напротив, в антиферромагнитных (AF) фазах $Ho_xLu_{1-x}B_{12}$ доминирующим становится анизотропное положительное магнитосопротивление (ПМС) с близкой к линейной зависимостью от магнитного поля, причем скейлинг этой ПМС компоненты приобретает вид $\Delta\rho/\rho=f(H/T)$. Вместе с разделением вкладов в магнитосопротивление в работе приводится анализ компонент в намагниченности и теплоемкости, а также построены магнитные фазовые H-T диаграммы и диаграммы рассеяния носителей заряда в P

и AF-фазах (см., например, рис.1 для $Ho_{0.8}Lu_{0.2}B_{12}$). Предложена интерпретация анизотропии рассеяния носителей заряда в P-фазе в терминах динамического кооперативного эффекта Яна-Теллера на кластерах B_{12} [2-3]. Показано, что для объяснения как магнитного рассеяния, так и ориентационных магнитных переходов в AF-фазах $Ho_xLu_{1-x}B_{12}$ необходимо учитывать, кроме *4f*-составляющей от локализованных магнитных моментов, также *5d*-компоненту магнитной структуры, связанную с формированием волны спиновой плотности электронов проводимости.

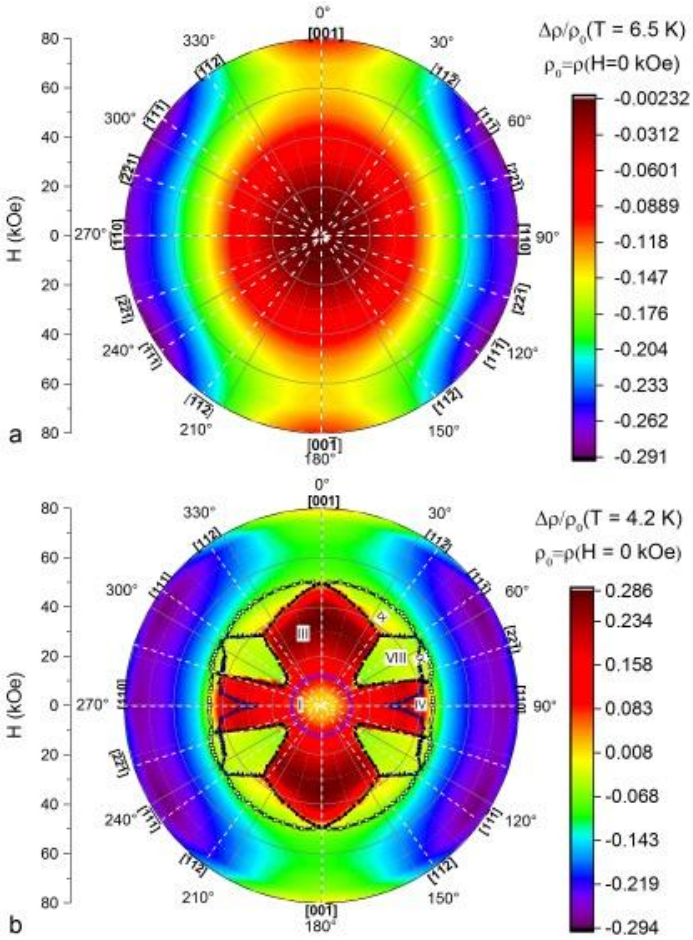


Рис. 1. Анизотропия поперечного магнитосопротивления в P и AF-фазах $Ho_{0.8}Lu_{0.2}B_{12}$ в полярных координатах $\Delta\rho/\rho(\varphi,H,T_0)$. Символами и римскими цифрами на панели (b) показаны, соответственно, фазовые границы и AF-фазы.

.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект №17-12-01426).

Литература

1. N. E. Sluchanko, A. N. Azarevich, A. V. Bogach, I. I. Vlasov, V. V. Glushkov, S.V. Demishev, A. A. Maksimov, I. I. Tartakovskii, E. V. Filatov, K. Flachbart, S. Gabani, V. B. Filippov, N. Yu.Shitsevalova, and V. V. Moshchalkov, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **140**, 536, **2011**

2. N. Sluchanko, A. Bogach, N. Bolotina, V. Glushkov, S. Demishev, A. Dudka, V. Krasnorussky, O. Khrykina, K. Krasikov, V. Mironov, V. Filipov, N. Shitsevalova, Phys. Rev. B **97**, 035150, **2018**
3. N. E. Sluchanko, A. L. Khoroshilov, A. V. Bogach, V. V. Voronov, V.V. Glushkov, S. V. Demishev, V. N. Krasnorussky, K. M. Krasikov, N.Yu. Shitsevalova, V. B. Filipov, JETP Letters **107**, 30, **2018**

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОНДАКТАНСОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Суслов И. М.

Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН, 119334, Москва, Россия
suslov@kapitza.ras.ru

Используя модификацию скейлингового подхода Шапиро, рассматривается распределение кондактансов в магнитном поле. Показано, что оно описывается теми же уравнениями, что и при отсутствии поля.

Изменение магнитного поля не приводит к качественным эффектам в распределении кондактансов, но влияет на его количественные характеристики, изменяя положение системы в пространстве трех параметров. В отличие от исходной схемы Шапиро, описание квазиодномерных систем производится на основе обобщенного уравнения Дорохова-Мелло-Перейра-Кумара, а не из простой аналогии с одномерными системами. Это сделало весь используемый подход существенно более строгим.

ВЛИЯНИЕ ДАЛЬНОДЕЙСТВИЯ НА СТРУКТУРУ СИСТЕМЫ ВИХРЕЙ В ТОНКИХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНКАХ

Фомин Ю.Д., Циок Е.Н. и Рыжов В.Н.

Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН
fomin314@mail.ru

Поведение системы вихрей в значительной степени определяют свойства сверхпроводящих пленок. В большинстве случаев предполагается, что вихри образуют треугольную решетку, однако в последнее время появились работы, в которых было показано, что система вихрей в сверхпроводящих пленках может формировать большое количество фаз с нетривиальной симметрией. При этом можно ставить вопрос о механизме плавления квазидвумерного вихревого кристалла. После появления теории Березинского-Костерлица-Таулеса (БКТ) была разработана теория двумерного плавления, согласно которой в двух измерениях решетка может плавиться посредством двух непрерывных переходов типа БКТ с промежуточной гексатической фазой [1-6]. Как было показано позднее, эта теория хорошо описывает плавление систем с дальнодействующими потенциалами [4]. Вскоре после появления этой теории она была применена к описанию плавления системы вихрей в тонких сверхпроводящих пленках (см. обзор в [4]), что в значительной степени обусловлено дальнодействующим взаимодействием между вихрями. Система вихрей активно изучалась также экспериментально и методами компьютерного моделирования [4]. Дополнительный интерес к физике вихревых структур в тонких сверхпроводящих пленках возник в связи с предложением использовать возникающую магнитную структуру для локализации ультрахолодных атомов, что позволяет использовать получившуюся систему для моделирования поведения сильно коррелированных систем, описываемых моделью Хаббарда [7]. В то время, как вихревая решетка в пленке имеет треугольную симметрию, в недавних работах [8-10] было показано, что в гибридных системах, состоящих из нескольких слоев сверхпроводников первого и второго рода, а также многозонных сверхпроводниках могут существовать нетривиальные структуры типа квадратных и кагоме решеток, сотовидные структуры, кластерные фазы и т.д. Подобного рода структуры открывают

простор для моделирования поведения систем типа модели Хаббарда на решетках различной симметрии.

Как было показано в наших работах, подобное поведение возможно в системах с потенциалами с несколькими характерными длинами [11-12]. Оказалось, что взаимодействие между вихрями в сверхпроводящих гибридных структурах может быть описано подобными потенциалами [13-15].

В докладе на основе компьютерного моделирования методом молекулярной динамики рассмотрены структуры, возникающие в системах вихрей в гибридных структурах, их устойчивость и возможные фазовые переходы. Рассмотрение ведется на основе потенциала с несколькими характерными длинами, введенного в работах [8-10]. Проанализирована зависимость фазовой диаграммы от вида потенциала. Особое внимание уделено роли дальнодействия при формировании различных вихревых структур. Показано, что учет дальнодействия существенным образом изменяет фазовую диаграмму системы, изменяя как набор фаз, так и пределы их устойчивости по температуре и плотности.

Работа поддержана грантом РНФ 14-22-00093 и выполнена с использованием оборудования центра коллективного пользования «Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса» НИЦ «Курчатовский институт», http://ckp.nrcki.ru/.

Литература

1. В. Л. Березинский, ЖЭТФ, **59**, 907, **1970**
2. J. M. Kosterlitz, D. J. Thouless, J. Phys. C, **6**, 1181, **1973**
3. J. M. Kosterlitz, Rep. Prog. Phys., **79**, 026001, **2016**
4. В. Н. Рыжов, Е. Е. Тареева, Ю. Д. Фомин, Е. Н. Циок, УФН, **187**, 921, **2017**
5. B. I. Halperin, D. R. Nelson, Phys. Rev. B, **19**, 2457, **1979**
6. A. P. Young, Phys. Rev. B, **19**, 1855, **1979**
7. O. Romero-Isart et al., Phys. Rev. Lett., **111**, 145304, **2013**
8. C. N. Varney, K. A. H. Sellin, Q.-Ze Wang, H. Fangohr and E. Babaev, J. Phys.: Condens. Matter, **25,** 415702, **2013**
9. Q. Meng, C. N. Varney, H. Fangohr and E. Babaev, Phys. Rev. B, **90**, 020509(R), **2014**
10. Q. Meng, C. N. Varney, H. Fangohr and E. Babaev, J. Phys.: Condens. Matter, **29,** 035602, **2017**

11. E. N. Tsiok, D. E. Dudalov, Yu. D. Fomin, and V. N. Ryzhov, Phys. Rev. E, **92**, 032110, **2015**
12. N. P. Kryuchkov, S. O. Yurchenko, Y. D. Fomin, E. N. Tsiok and V. N. Ryzhov, Soft Matter, **14**, 2152, **2018**
13. J. Carlstr¨om, E. Babaev, and M. Speight, Phys. Rev. B **83**, 174509, **2011**
14. J. Carlstr¨om, J. Garaud, and E. Babaev, Phys. Rev. B **84**, 134515, **2011**
15. J. A. Drocco, C. J. Olson Reichhardt, C. Reichhardt and A. R. Bishop, J. Phys.: Condens. Matter **25,** 345703, **2013**

MAGNETIC SYSTEMS WITH GEOMETRICAL FRUSTRATION OF SHASTRY-SUTHERLAND TYPE

Orendáč M.[1], Gabáni S.[1], Gažo E.[1], Pristáš G.[1], Shitsevalova N.[2], Siemensmeyer K.[3], Flachbart K.[1]

[1]Inst. of Experimental Physics, SAS, Košice, Slovakia, [2]Inst. for Problems of Materials Science, Kiev, Ukraine, [3]Helmholz Zentrum Berlin, Germany
e-mail: flachb@saske.sk

Frustrated magnetic systems (FMS) belong to interesting and actively studied subjects. This is related with the fact, that due to the specific crystal structure and competitive exchange interactions act on the magnetic moments forces which cannot be simultaneously satisfied. This prevents magnetic ordering and leads to degeneration of the ground state. FMS may be found in two and three dimensional structures, and among major achievements of FMS studies belong e.g. observations of new magnetic structures or states, such as e.g. spin ice, quantum spin liquid, magnetic monopole analogy, etc. Considerable attention attracted also the observation of fractional magnetization plateaus in so-called two-dimensional frustrated Shastry-Sutherland lattice (SSL) structures which are based on by edge connected pairs of frustrated equilateral triangles.

Nevertheless, it should be noted that up to now the study of FMS, the theoretical as well as the experimental, was concentrated mainly on dielectric systems in which the interaction among localized magnetic moments is relatively well defined and can be easier described. On the other hand, in metallic frustrated magnetic systems (M-FMS) - i.e. in systems with itinerant electrons, the exchange interaction among magnetic

moments cannot be reduced only to the interaction between closest neighbours. In M-FMS namely, an important role plays also the long-range indirect exchange interaction between magnetic ions mediated by conduction electrons (the RKKY interaction). This can lead to destabilization of frustration (i.e. to an "escape" from the frustrated state), but also to creation of new and unique magnetic structures.

To the relatively small number of studied M-FMS belong rare-earth borides having a *fcc* (e.g. HoB_{12}, ErB_{12}) or SSL frustrated structure (e.g. TmB_4, HoB_4). As regards the SSL, particularly in TmB_4 below $T_N = 11.7$ K a rather complex magnetic phase diagram was observed [1, 2]. The magnetization in the ordered state (in field along *c* - axis) reaches its saturation value M_S at about 40 kOe, but in lower fields, magnetization plateaus with values of $M/M_S \approx 1/9, 1/7, 1/6, ...$ and a main plateau with $M/M_S \approx 1/2$ can be observed. These dependencies, being theoretically explained in various ways [3, 4], exhibit strip domain structures and non-equilibrium magnetization dynamics.

Moreover, very recently it was shown that TmB_4 exhibits a very strong anisotropy not only in the ordered, but also in the paramagnetic phase. Based on this and on detailed temperature dependencies of heat capacity in various magnetic fields B (for orientations $B \parallel c$ and $B \perp c$) the rotating magnetocaloric effect (R-MCE) of TmB_4 was determined. The received R-MCE results exhibit a significant cooling effect above T_N and an intricate behaviour below T_N. In addition, angle-dependent magnetization measurements above and below T_N have shown that the magnetic moments in TmB_4 are oriented only in parallel with the *c* - axis. On this basis it can be assumed that sample rotation in magnetic field manifests itself as a change along the *c* - direction, which accounts subsequently for the observed angular dependencies of R-MCE in the ordered phase. These results point to interesting relationships between the magnetic and thermal properties in this anisotropic frustrated system.

The work was supported by projects VEGA 2-0032-16, APVV 14-0605 and DAAD - SVK.

References

1. K. Siemensmeyer et al., *Phys. Rev. Lett.* **101**, 177201, **2008**
2. S.S. Sunku et al., *Phys. Rev.* **B 93**, 174408, **2016**
3. Yu.I. Dublenych, *Phys. Rev.* **E 90**, 052123, **2014**
4. J. Shin et al., *Phys. Rev.* **B 95**, 205140, **2017**

УПРАВЛЯЕМЫЕ МАГНИТНЫЕ СИЛЬНОКОРРЕЛИРОВАННЫЕ СИСТЕМЫ НА ХОЛОДНЫХ АТОМАХ (КВАНТОВЫЕ СИМУЛЯТОРЫ)

Белемук А. М.[1,2], Щелкачев Н. М. [1,2,3*], Михеенков А. В. [1,2], Кугель К. И.[4]

[1] *Московский физико-технический институт, Институтский пер. 9, Долгопрудный, 141700.*

[2] *Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН, Москва, 108840.*

[3] *Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка, 117940.*

[4] *Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Москва, 125412.*

**nms@itp.ac.ru*

Когерентная манипуляция квантовыми системами, такими как атомы в оптических решетках, в настоящее время является быстро развивающейся областью физики [1]. Параметры взаимодействия таких квантовых симуляторов могут меняться в процессе эксперимента. Поэтому с помощью квантового симулятора можно моделировать и исследовать множество сложных многочастичных систем, в частности магнитных, и проверять соответствующие теоретические модели, еще не изученные или которые едва ли (или даже вообще не могут быть) исследованы непосредственно в рамках физики конденсированного состояния. В частности, квантовые симуляторы дают дополнительный импульс проблеме бозонного магнетизма.

Здесь рассматривается квантовый симулятор с сильно взаимодействующими Бозе и Ферми степенями свободы. Возможная реализация связана с моделью Бозе-Хаббарда для двух видов векторных бозонов в оптических решетках. Итак, имеется два вида взаимодействующих векторных бозонов на решетке [2], что эффективно приводит к появлению эффективной фермионной степени свободы, псевдоспину 1/2. Получается, что в итоге мы имеем как бы систему взаимодействующих Бозе и Ферми степеней свободы. Наивно можно было бы ожидать, что в пределе сильной корреляции, исходная модель сводится к некоторой смеси ферро- и антиферромагнитных взаимодействующих спинов и псевдоспинов (p-спинов). Тем не менее,

ситуация более сложная. Показано, что система может быть описана в терминах сильно анизотропной спин-псевдоспиновой модели Кугеля-Хомского (КХ) [3] со спином 1 и псевдоспином 1/2. Такой тип модели ранее не рассматривался в контексте оптических решеток [1,2]. Помимо очевидного случая оптических решеток, данная модель может иметь физическую реализацию в физике конденсированного состояния (3d соединения металлов). Показано, что взаимодействие спиновых и псевдоспиновых степеней свободы приводит к довольно нетривиальной магнитной фазовой диаграмме, включающей спин-нематическую конфигурацию.

Литература

1. O. Dutta, M. Gajda, P. Hauke, et al, Rep. Prog. Phys., **78**, 066001, **2015**.
2. A.M. Belemuk, N.M. Chtchelkatchev, A.V. Mikheyenkov, and K.I. Kugel, Phys. Rev. B, **96**, 094435, **2017**
3. K.I. Kugel, D.I. Khomskii, Sov. Phys. – Uspekhi, **25**, 231, **1982**

РЕГУЛИРУЕМЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В КОЛЛОИДНЫХ СУСПЕНЗИЯХ ВО ВРАЩАЮЩИХСЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ: ИССЛЕДОВАНИЯ С КИНЕТИЧЕСКИМ РАЗРЕШЕНИЕМ

Яковлев Е.В., Комаров К.А., Овчаров П.В., Крючков Н.П., Юрченко С.О.

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия
st.yurchenko@mail.ru

Перестраиваемые межчастичные взаимодействия в коллоидных суспензиях представляют большой интерес из-за их фундаментального и практического значения. В лекции будут представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований двумерных коллоидных систем, в которых (притягивающие) межчастичные взаимодействия индуцируются и контролируются внешними вращающимися электрическими полями [1-2]. Самосборка в суспензиях микро- и наночастиц широко распространены в природе, и ее можно использовать для создания

новых материалов в фотонике и катализе. Помимо практического интереса, коллоидные системы имеют большое значение для фундаментальных исследований, поскольку они имитируют молекулярное поведение и могут быть использованы в исследованиях фундаментальных явлений в конденсированных средах с разрешением отдельных частиц. Помещая двумерные коллоидные системы во внешнее электрическом поле, быстро вращающееся в плоскости системы, мы можем эффективно индуцировать притяжение между частицами, которое является дальним, перестраиваемым и непарным. Величина взаимодействия контролируется электрическим полем, эволюция системы может быть визуализирована с использованием видеомикроскопии, что открывает путь для исследований разрешенных частиц таких фундаментальных явлений, как самосборка, конденсация и испарение, плавление и кристаллизация, спинодальный распад, динамика дислокаций, нуклеация и коалесценция, поверхностные явления и т. д.

В рамках лекции мы рассмотрим (i) новую экспериментальную технологию для исследований разрешенных коллоидных суспензий в вращающемся электрическом поле, (ii) оптимальные экспериментальные режимы; (iii) результаты анализа парного взаимодействия; (iv) новый метод последующей обработки экспериментальных данных; (v) фазовую диаграмму монодисперсной системы во внешних полях.

Полученные результаты открывают новые перспективы в фундаментальных и прикладных исследованиях многочастичных систем с перестраиваемым взаимодействием и, следовательно, будут интересны широкому кругу исследователей в области физики мягкой материи, физической химии, химической физики, фотоники и материаловедения.

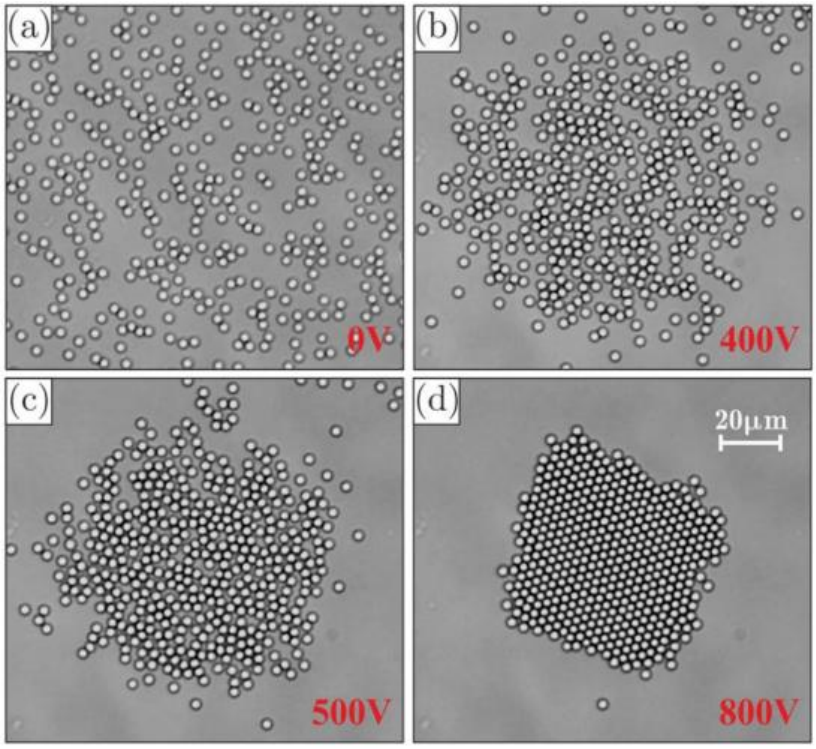


Рис.1 Газ (a), жидкость (b, c) и кристалл (d) в коллоидной системе с регулируемым взаимодействием между частицами [6]

Работа выполнена при поддержке гранта Российского Научного Фонда (РНФ) 17-19-01691.

Литература

1. E.V. Yakovlev, K.A. Komarov, K.I. Zaytsev, N.P. Kryuchkov, K.I. Koshelev, A.K. Zotov, D.A. Shelestov, V.L. Tolstoguzov, V.N. Kurlov, A.V. Ivlev & S.O. Yurchenko. Sci. Rep. **7**, 13727, **2017**

2. P.V. Ovcharov, N.P. Kryuchkov, K.I. Zaytsev, S.O. Yurchenko. J. Phys.

Д О К Л А Д Ы

НЕОДНОРОДНЫЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ СОСТОЯНИЯ В МАГНИТНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ С ГЕЛИКОИДАЛЬНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТЬЮ

Авдеев М. В., Сираев Ф. М.

Казанский Федеральный Университет
avdeyev_mv@mail.ru

Сосуществование сверхпроводящей фазы на фоне магнитного упорядочения представляет в настоящее время не только теоретический, но и практический интерес в области спинтроники и сверхпроводящей электроники [1,2]. Хорошо известно, что ферромагнитный порядок стремится подавить сверхпроводимость, и область, где их сосуществование возможно, ограничивается значениями обменного поля ферромагнетика порядка нескольких градусов Кельвина. По этой причине в реальных ферромагнетиках не наблюдается переход в сверхпроводящее состояние. Однако за счёт эффекта близости [3], сверхпроводящий параметр порядка может быть индуцирован в поверхностном слое магнитного материала, находящегося в контакте со сверхпроводником [1,2]. Интересной особенностью при этом является то, что из-за конкуренции сверхпроводимости и ферромагнетизма куперовские пары в ферромагнитной области имеют отличный от нуля суммарный импульс, что приводит к неоднородному сверхпроводящему состоянию с осциллирующим в пространстве параметром порядка. Такое неоднородное (LOFF) состояние впервые было предсказано в работах Ларкина, Овчинникова [4] и Фульде, Феррела [5] для магнитного сверхпроводника.

В настоящей работе мы рассматриваем возможность сосуществования неоднородной сверхпроводимости по LOFF механизму на фоне геликоидального магнитного упорядочения. Ранее эта проблема исследовалась для соединения $ErRh_4B_4$ Булаевским и Русиновым [6]. Однако авторы работы [6] рассматривали случай только однородного сверхпроводящего состояния. Мы показали, что в общем случае, возникают области на фазовой диаграмме, где наблюдается как однородные, так и неоднородное сверхпроводящее состояние на фоне с геликоидальной намагниченность. При чём переход между ними представляет собой так называемую трикритическую точку.

Работа частично поддержана субсидией Министерства образования и науки РФ (№ 3.2166.2017), выделенной Казанскому федеральному университету для выполнения проектной части государственного задания в области научной деятельности. МВА также благодарен гранту РФФИ (№ 16-02-01016).

Литература

1. Ю.А. Изюмов, Ю.Н. Прошин, М.Г. Хусаинов**,** УФН, **172,** 113, 2002
2. A. Buzdin, Rev. Mod. Phys., **77**, 935, 2005
3. P. G. de Gennes, Rev. Mod. Phys. **36**, 225 1964
4. A. Larkin, Y. Ovchinnikov, JETP **47**, 1136 1964
5. P. Fulde, R. Ferrell, Phys. Rev. **135**, A550 1964
6. L. N. Bulaevskii, A. I. Rusinov, J. Low Temp. Phys. **39**, 3 1980

ВЛИЯНИЕ ОРБИТАЛЬНОГО УПОРЯДОЧЕНИЯ НА МАГНИТНЫЕ СВЕРХТОНКИЕ ПОЛЯ В ОКСИДАХ ВАНАДИЯ $R_2V_2O_7$ (R = Lu, Yb, Tm, Y) СО СТРУКТУРОЙ ПИРОХЛОРА: AB INITIO РАСЧЁТ

Агзамова П.А.[1,2], Никифоров А.Е.[2]

1 Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН
2 Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина
polly@imp.uran.ru

Ванадаты $R_2V_2O_7$ (R = Lu, Yb, Tm, Y) являются весьма интересными объектами, с точки зрения исследования орбитальной степени свободы в магнитных оксидах со структурой пирохлора (за магнетизм здесь отвечают ионы V^{4+}, в то время как редкоземельные ионы и ион Y3+ являются немагнитными).

В данных соединениях ион V^{4+} обладает одним t_{2g}-электроном на внешней 3*d*-оболочке, и при этом замещение *R*-ионов может влиять на расщепление t_{2g}-уровня иона ванадия. В таком сценарии мы вправе ожидать изменения орбитального упорядочения в ряду $R_2V_2O_7$. В свою очередь, изменение окружения ионов V^{4+} в решётке может

спровоцировать изменение спиновой плотности, как на ядре, так и вокруг ядра магнитного иона, что является результатом взаимодействия между орбитальным 3*d*-состоянием и искажением локального окружения и может сказаться на величине и знаке параметров сверхтонкого взаимодействия.

В настоящей работе мы исследовали влияние орбитального упорядочения на магнитные сверхтонкие поля в оксидах $R_2V_2O_7$ (R = Lu, Yb, Tm, Y) со структурой пирохлора первопринципными методами. Расчёты были выполнены в программном пакет CRYSTAL [1] неограниченным методом Хартри-Фока и методами теории функционала плотности с привлечением гибридных функционалов. Мы показали, что орбитальное упорядочение влияет на величину анизотропного сверхтонкого взаимодействия на ядре ^{51}V, которая для данного ряда соединений сравнима с величиной изотропного сверхтонкого взаимодействия. Наши результаты для $Lu_2V_2O_7$ находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными [2].

Работа была выполнена с использованием суперкомпьютера «Уран» Института математики и механики УрО РАН в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Диагностика», № АААА-А18-118020690196-3) и частично поддержана РФФИ (проект № 18-32-00690)

Литература

1. http://www.crystal.unito.it/index.php
2. T. Kiyama, T. Shiraoka, M. Itoh, et al, PRB 184422, **2006**

АНИЗОТРОПИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ С ТЯЖЕЛЫМИ ФЕРМИОНАМИ $CE_XLA_{1-X}B_6$

Азаревич А.Н.[1,2,*], Богач А.В.[1], Глушков В.В.[1,2], Демишев С.В.[1,2], Краснорусский В.Н.[1], Шицевалова Н.Ю.[3], Филиппов В.Б.[3], Случанко Н.Е.[1,2]

[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*

**azarevich@lt.gpi.ru*

В последнее десятилетие исследование спонтанно возникающей пространственной анизотропии в трансляционно-инвариантной металлической фазе (т.н. электронного нематического эффекта (ЭНЭ)) выявило целый ряд вопросов, обращенных как к экспериментаторам, так и к теоретикам [1-4]. Было показано, что многочисленные экспериментальные объекты, такие как ультрачистые системы с квантовым эффектом Холла, рутенаты, высокотемпературные сверхпроводники [1] и сверхпроводники на основе железа [2-4] демонстрируют неожиданную анизотропию электронных свойств, которая исходно противоречит высокой симметрии исследуемых систем. Несмотря на то, что представляется удивительным, как точечные электроны могут вести себя аналогично жидким кристаллам, в которых вытянутые молекулы являются естественными блоками при образовании нематической фазы [5], было предложено несколько теоретических механизмов для объяснения ЭНЭ [1,2,4]. Наиболее популярные из предложенных подходов используют неустойчивость Померанчука Ферми-жидкости, или плавление структуры страйпов [1]. Другой возможностью реализации электронной нематической фазы является система с орбитальным упорядочением, поскольку как орбитально упорядоченное состояние, так и электронные нематические фазы могут рассматриваться, как системы с нарушенной пространственной симметрией [1,4].

Выполненные недавно детальные исследования электронного спинового резонанса (ЭПР) [6] и угловых зависимостей магнетосопротивления в антиферроквадрупольной (АФК) фазе CeB_6

[7] позволили обнаружить ЭНЭ в этой системе с тяжелыми фермионами в магнитном поле, превышающем 0,3-0,5 Тл.

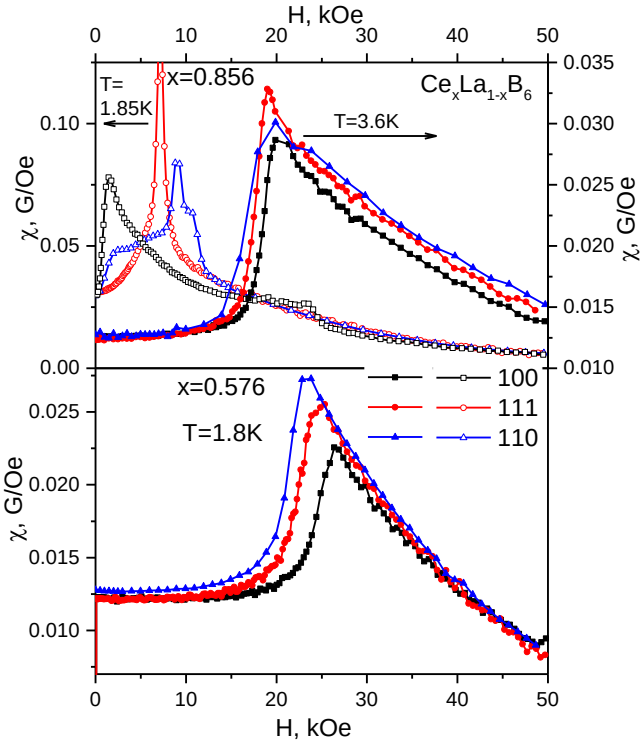


Рис. 1. Примеры температурных зависимостей восприимчивости гексаборидов $Ce_xLa_{1-x}B_6$ в окрестности магнитных фазовых переходов.

С целью изучения природы ЭНЭ в АФК фазе CeB_6 в работе выполнены прецизионные измерения намагниченности монокристаллических образцов твердых растворов $Ce_xLa_{1-x}B_6$ в парамагнитном и магнитоупорядоченном состоянии (см., например, рис.1). Показано, что как анизотропия намагниченности и фазовых границ АФК фазы, так и ЭНЭ, могут быть объяснены в рамках подхода, учитывающего кооперативный динамический эффект Яна-Теллера в борной подрешетке, который приводит к структурной и электронной (зарядовые страйпы) неустойчивости в этой сильно коррелированной электронной системе.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект №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., Phys. Rev.B, **81**, 184508 **2010**
4. R.M.Fernandes et al., Nature Physics, **10**, 97, **2014**
5. L.M. Blinov, Structure and properties of liquid crystals, Springer Dordrecht, Heidelberg, London, New York, **2011**
6. A.V. Semeno et. al., Scientific Reports, **6**, 39196, **2016**.
7. S.V. Demishev et. al., Scientific Reports, **7**, 17430, **2017**

ВЕЙВЛЕТ-ПРЕОБРАЗОВАНИЕ В АНАЛИТИЧЕСКОМ ОПИСАНИИ РАЗВИТОЙ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Алтайский М. В.

Институт космических исследований РАН, г. Москва
altaisky@rssi.ru

Непрерывное вейвлет-преобразование давно используется при анализе турбулентных течений с целью выявления сингулярного поведения поля скорости в различных точках и определения скейлинговых индексов (показателей Липшица-Гёльдера) [1]. В данной работе мы даем обзор применения непрерывного вейвлет преобразования для аналитических расчетов корреляционных функций турбулентного поля скорости методами квантовой теории поля. Отличие от обычных квантовополевых расчетов [2] состоит в предположении, что случайная сила, возбуждающая турбулентность в несжимаемой вязкой жидкости, действует непосредственно в пространстве масштабных компонент турбулентного поля скорости $u_a(b)$, и сконцентрирована вблизи масштаба $a \sim L$, где L — размер области, занимаемой турбулентностью [3,4].

Корреляционные функции поля скорости вычисляются непосредственно для масштабных компонент $u_a(b)$, и конечны по построению. Перенормировка вязкости, входящей в уравнение Навье-Стокса, определяет зависимость турбулентной вязкости от отношения масштаба наблюдения к масштабу возбуждения турбулентности [4]. Турбулентность предполагается однородной и изотропной.

Литература

1. П. Г. Фрик, Турбулентность: модели и подходы, РХД, **2010**
2. Л.Ц.Аджемян,Н.В.Антонов,А.Н.Васильев, УФН,**166**,1257, **1996**
3. М. В. Алтайский, Доклады РАН, **410,** 326, **2006**
4. M. Altaisky, M.Hnatich, N.Kaputkina, arXiv.org:1801.04980, **2018**

ОСОБЕННОСТИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ И КОНЦЕНТРАЦИОННЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ВЯЗКОСТИ БИНАРНЫХ РАСПЛАВОВ Al-(Ni/Co/Fe/Cu) БОГАТЫХ АЛЮМИНИЕМ

Бельтюков А.Л., Меньшикова С.Г., Ладьянов В.И., Корепанов А.Ю., *Бельтюков И.А.
Удмуртский федеральный исследовательский центр УрО РАН
**Уральский федеральный университет*
albeltyukov@mail.ru

Вязкость является одним из наиболее структурно чувствительных свойств расплава и измерения её температурных и концентрационных зависимостей часто используются в качестве косвенного метода при изучении особенностей строения жидких сплавов и при анализе межчастичного взаимодействия в них.

В настоящей работе проведены исследования температурных (политерм) и концентрационных (изотерм) зависимостей вязкости расплавов систем Al-Ni, Al-Co, Al-Fe и Al-Cu с содержанием второго элемента до 10 ат.%. Эти системы характеризуются сильным взаимодействием между атомами разного сорта и в области богатой алюминием образуют эвтектики. При этом в системах Al-Co и Al-Fe эвтектические концентрации соответствуют малому содержанию легирующего элемента – 0.68 ат.% Co (эвтектика Al + Al_9Co_2) и 0.9 ат.% Fe (эвтектика Al + Al_3Fe). В системе Al-Ni образуется эвтектика Al + Al_3Ni с эвтектической концентрацией 2.5-3.06 ат.% Ni. В системе Al-Cu эвтектическая концентрация соответствует относительно высокому содержанию меди ~ 18 ат.% (эвтектика Al-Al_2Cu). Между тем вопрос о структуре расплавов в системах с эвтектической фазовой диаграммой остается дискуссионным и актуальным.

Для жидкого алюминия и расплавов систем Al-Ni, Al-Co, Al-Fe с малым содержанием легирующего элемента (до 1.0 ат.% Ni и до 1.4 ат.% Co и Fe) обнаружено отклонение политерм вязкости от аррениусовской зависимости. Эти политермы можно разделить на два температурных интервала, в каждом из которых зависимость описывается уравнением Аррениуса. Аппроксимирующие уравнения пересекаются, образуя излом в интервале 900-940°C. При увеличении содержания легирующего элемента эффект излома уменьшается. Для системы Al-Cu отклонение политерм вязкости от аррениусовской зависимости наблюдается во всем исследованном интервале

концентраций. Отклонение температурных зависимостей вязкости от уравнения Аррениуса, по-видимому, обусловлено структурным превращением в жидком алюминии, на возможность которого указывают данные рентгеноструктурного анализа [1].

Для расплавов бинарных систем Al-Ni и Al-Cu концентрационные зависимости вязкости имеют немонотонный характер. На изотерме вязкости расплавов Al-Ni наблюдается максимумом вблизи 1.5 % Ni и минимум в интервале 2-2.7 % Ni. Подобная особенность наблюдается и на изотерме вязкости расплавов Al-Cu в области концентраций 5-7 ат.% Cu.

Для объяснения влияния малых добавок легирующего элемента на вязкость алюминия воспользуемся схемой изменения структуры расплава, предложенной в [2]. При малых концентрациях легирующего элемента (ЛЭ) в расплаве образуются кластеры, состоящие из атома ЛЭ и окружающих его атомов Al (кластер Al(ЛЭ)). При увеличении содержания легирующего элемента происходит увеличение количества кластеров Al(ЛЭ) и уменьшение объемной доли расплава с ближним упорядочением характерным собственно для жидкого алюминия. Уменьшением объемной доли расплава с ближним упорядочением характерным для чистого жидкого алюминия можно объяснить постепенное уменьшение эффекта отклонения политерм вязкости от уравнения Аррениуса.

При дальнейшем легировании в расплаве образуются более крупные кластеры с ближним упорядочением близким к интерметаллическому соединению. В системе Al-Ni это может быть интерметаллид Al_3Ni (кластер Al_3Ni-типа). В соответствии с концентрационной зависимостью вязкости образование кластеров Al_3Ni-типа, по-видимому, начинается при содержании никеля 1.5 – 2.0 ат.% и сопровождается снижением значений вязкости. Последнее можно объяснить тем, что возникающие кластеры Al_3Ni-типа в отличие от кластеров Al(Ni) имеют прочные внутренние связи и слабо взаимодействуют с окружающими их частицами.

Работа выполнена при частичной поддержке проекта фундаментальных исследований УрО РАН № 18-10-2-41.

Литература

1. Э.А. Пастухов и др. Дифракционные исследования строения высокотемпературных расплавов. Екатеринбург, **2003**. 353 с.
2. A.L. Beltyukov et al., J. Non-Cryst. Sol. **410**, 1, **2015**

ОСОБЕННОСТИ НЕЛИНЕЙНОГО ОТКЛИКА ТВЕРДЫХ ТЕЛ НА ПОСТОЯННОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ

Билинский Ю. М., Арсеев П. И.

Московский Физико-технический институт,
Физический институт имени П. Н. Лебедева
yu.bilinsky@yandex.ru

Известно, что в квантовополевых системах, описываемых уравнением Дирака, в постоянном электрическом поле наблюдается слабое неравновесное туннелирование электронов из моря Дирака в электронную зону, что физически соответствует рождению электрон-позитронных пар (см. [1], [2]). Подобный эффект следует ожидать от любой системы, имеющей полностью заполненную и пустую зоны, разделенные щелью. Частным примером подобной системы является полупроводник при нулевой температуре [3].

Целью данной работы является последовательное описание полупроводника (или полуметалла) в постоянном электрическом поле с помощью общих методов теории неравновесных процессов сформулированной для стандартного описания кристалла в подходе блоховских функций и в подходе сильно связанных электронов [4]. Для этого рассматривается предельный переход описания с помощью функций Ванье при локализации функций на размерах одного атома и замене их атомными волновыми функциями. В итоге получаем, что для идеального кристалла вероятность перехода атома с заданным импульсом примерно описывается уравнением вращения волчка

$$\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{S}(\boldsymbol{k},t)=[\boldsymbol{e}(t)\times\boldsymbol{S}(\boldsymbol{k},t)],$$

где вектор $\boldsymbol{S}(\boldsymbol{k},t)$–единичный и в начальный момент времени направлен по оси z. Вектор $\boldsymbol{e}(t)$ связан со спектром системы $\varepsilon(\boldsymbol{k})$ и величиной поля $\boldsymbol{E}$ выражением

$$\boldsymbol{e}^i(t)=\mathbf{Tr}\left[\sigma^i\left(\varepsilon\left(\boldsymbol{k}\right)+e\boldsymbol{E}\boldsymbol{v}\left(\boldsymbol{k}\right)t\right)\right].$$

Здесь σ^i – матрицы Паули, а $\boldsymbol{v}(\boldsymbol{k})$ – тензор скорости в системе, который определяется через волновые функции электрона с заданным значением квазиимпульса и номером зоны выражением $\boldsymbol{v}^{\alpha\beta}(\boldsymbol{k})=\frac{1}{m}\int d\boldsymbol{r}\,\psi_{\boldsymbol{k}}^{\alpha*}(\boldsymbol{r})(-i\nabla)\psi_{\boldsymbol{k}}^{\beta}(\boldsymbol{r})$. Вероятность перехода электрона из заполненной зоны в пустую примерно связана с компонентой этого

вектора выражением $N_{\boldsymbol{k}}(t) = 1 - \frac{1}{2} S_z(\boldsymbol{k}, t)$. Для приближенного описания кристалла в рамках однозонного приближения данный метод приводит к линейному росту квазиимпульса электрона со временем, то есть к блоховским осцилляциям.

Одним из вопросов, на которые должна ответить теория, задачи является вопрос о стационарном распределении электронов в постоянном электрическом поле по зонным состояниям при наличии диссипации в системе. На данный момент развит метод описания диссипационной задачи при наличии дополнительной системы термостатов, которые обеспечивают отток энергии из системы при сохранении трансляционной инвариантности в направлении поля.

Исследование поддержано грантом РФФИ 17-02-00394.

Литература

1. J. Schwinger, Phys. Rev. 82, 664 , **1951**
2. Thomas D. Cohen and David A. McGady. The Schwinger mechanism revisited. Phys.Rev.D78:036008, **2008**
3. L. V. Keldysh. Behavior of non-metallic crystals in strong electric fields. Sov. Phys. JETP, vol. 6(33), num. 4, **1958**
4. А.И. Ансельм. Введение в теорию полупроводников. М.Наука, 1**978**, 615с.

СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В $R_xY_{1-x}B_6$ (R-La, Sc, Zr)

Богач А.В.[1,*], Азаревич А.Н.[1,2], Глушков В.В.[1,2], Демишев С.В.[1,2], Шицевалова Н.Ю.[3], Филиппов В.Б.[3], Габани С.[4], Флахбарт К.[4] , Кузнецов А.В.[5], Случанко Н.Е.[1,2]

[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*
[5]*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия*
*alex@lt.gpi.ru

Изучение сверхпроводимости в окрестности электронной и решеточной неустойчивости представляется наиболее перспективным подходом для выяснения механизмов ВТСП [1]. Недавно в [2] были выполнены детальные исследования характеристик сверхпроводящего и нормального состояния монокристаллических образцов модельного сверхпроводника YB_6 с температурой перехода T_c=4÷7.5K. Было установлено, что в YB_6 реализуется сверхпроводимость II-рода в «грязном пределе», с сильным электрон-фононным взаимодействием и s-типом спаривания носителей. Исследования зарядового транспорта и термодинамических характеристик в нормальном состоянии YB_6 позволили обнаружить переход в состояние каркасного стекла при T*~50K и выделить два основных фактора, приводящих к значительной дисперсии T_c: (*i*) причиной стабилизации сверхпроводимости с высокими T_c в этом модельном неравновесном сверхпроводнике является значительное число вакансий (до 5%) в узлах подрешеток иттрия и бора; (*ii*) подавление T_c оказывается обусловленным развитием решеточной неустойчивости в образцах с наименьшим отклонением от стехиометрического состава, что приводит к искажениям *оцк* структуры и возникновению скоплений дефектов в матрице YB_6.

В связи с этим представляет интерес изучить влияние примесей La, Sc и Zr на сверхпроводимость гексаборида иттрия. В работе показано, что замещение иттрия на La в количестве до 20 ат.% практически не меняет параметров сверхпроводящего состояния

(T_c=7.0÷7.1К, верхнее критическое поле $H_{c2}(0)$=2.9÷2.95 кЭ, длина когерентности ξ≈ 330÷340 Å). Эффект стабилизации сверхпроводимости с наибольшими T_c достигается при допировании скандием в соединении $Y_{0.95}Sc_{0.05}B_6$ (см. рис.1), в котором T_c ≈ 7.5К при наименьших значениях параметра Гинзбурга-Ландау-Маки κ≈3.5 и глубины проникновения λ(0)≈1170Å. Предложена интерпретация подавления сверхпроводимости при легировании YB_6 лантаном и усиления T_c при замещении иттрия на Sc и Zr за счет достижения оптимальных параметров кристаллической, электронной структуры и электрон-фононного взаимодействия при легировании наименьшими по размеру ионами переходных металлов.

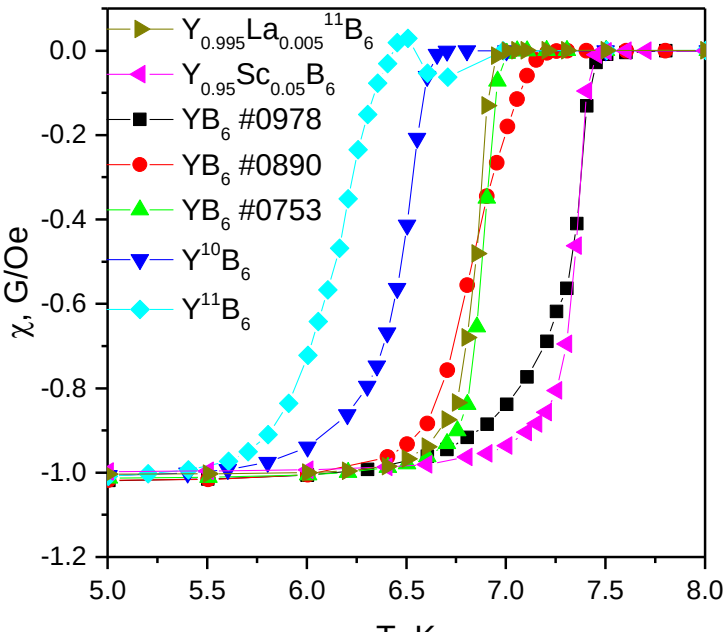


Рис. 1. Примеры температурных зависимостей магнитной восприимчивости гексаборидов $R_xY_{1-x}B_6$ (R-La, Sc, Zr) в окрестности сверхпроводящего перехода.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы «Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости».

Литература

1. M. Vojta, Advances in Physics **58**, 699, **2009**
2. N. Sluchanko, V. Glushkov, S. Demishev, A. Azarevich, M. Anisimov, A. Bogach, V. Voronov, S. Gavrilkin, K. Mitsen, A. Kuznetsov, I. Sannikov, N. Shitsevalova, V. Filipov, M. Kondrin, S. Gabáni, K. Flachbart, Phys. Rev. B **96**, 144501, **2017**

УПРАВЛЯЕМЫЙ ДЖОЗЕФСОНОВСКИЙ 0-π КОНТАКТ В СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ СПИНОВОМ КЛАПАНЕ

Борисова О. Н., Туманов В. А., Прошин Ю. Н.

Казанский федеральный университет, Казань, Россия
E-mail: borisova.olya1997@gmail.com

Управляемые джозефсоновские контакты имеют широкие перспективы применения в сверхпроводящей электронике. Такие контакты в случае ферромагнитной прослойки могут находиться в разных состояниях, определяемых разностью фаз $\Delta\varphi$ параметров порядка в сверхпроводящих металлах контакта. В связи с этим возникают понятия 0-контакта и -контакта, соответственно значениям разности фаз $\Delta\varphi = 0$ и $\Delta\varphi = \pi$.

В данной работе предлагается способ реализации управления джозефсоновским контактом, основанный на эффекте спинового клапана для четырехслойной системы $S_1/F_1/S_2/F_2$ [1] (см. Рис.1), где S_1, S_2 – слои из сверхпроводящих металлов, F_1, F_2 – из ферромагнитных. Подобные тонкослойные системы в целом представляют интерес, так как предполагают сложную конкуренцию и подстройку двух дальнодействующих явлений сверхпроводимости и ферромагнетизма [2,3].

Для системы $S/F_1/N/F_2/S$ в работе [4] была экспериментально доказана возможность перехода от 0-контакта к -контакту посредством изменения взаимной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоёв. Согласно нашим расчетам такой переход возможен и в системе $S_1/F_1/S_2/F_2$. Кроме того, в исследуемой системе

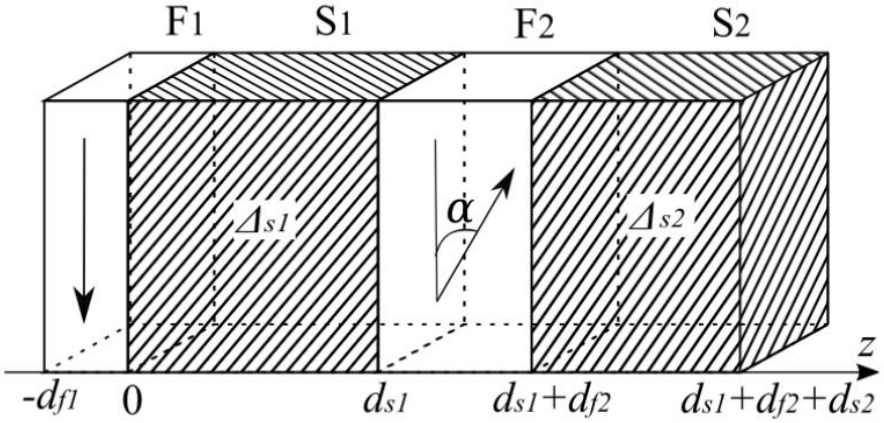
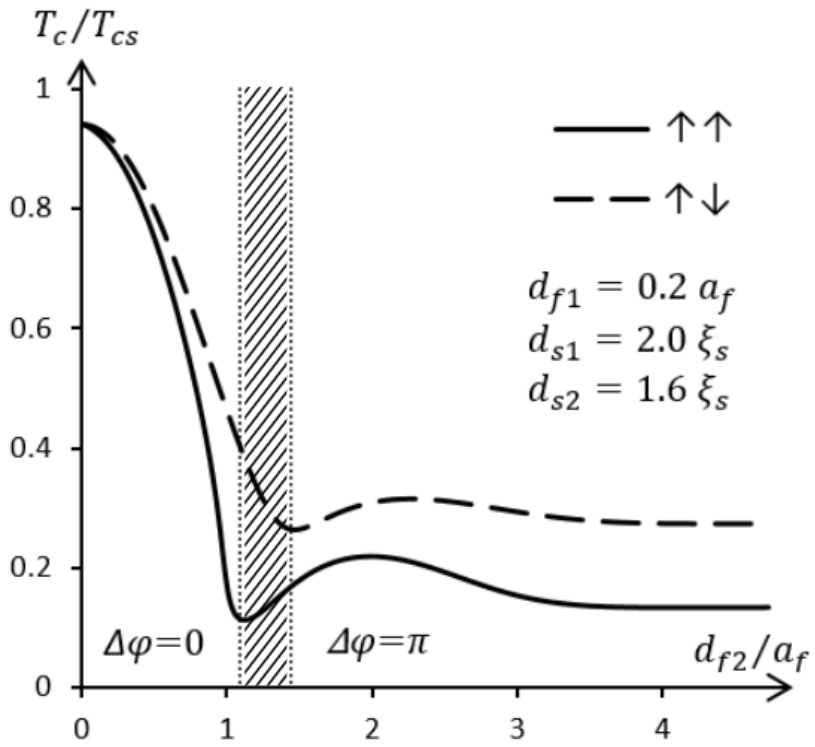


Рисунок 1. Четырехслойная тонкослойная система $S_1/F_1/S_2/F_2$. Δ_{s1}, Δ_{s2} – параметры порядка в сверхпроводящих металлах S_1, S_2

легче зафиксировать намагниченность слоя F_1.

Условия перехода от 0-контакта к -контакту определялись через критическую температуру системы T_c в зависимости от толщины слоя F_2 (Рис.2). Параметры порядка Δ_{s1}, Δ_{s2} полагались постоянными в пределах соответствующего слоя [5], а сами сверхпроводники рассматривались в грязном пределе [1-3], что позволило воспользоваться уравнениями Узаделя. Совместно с граничными условиями [6] и уравнениями самосогласования [2,3] это приводит нас к системе линейных уравнений на Δ_{s1}, Δ_{s2}. Условие нетривиальности решения этой системы и есть уравнение на T_c.



Переход от 0-контакта к -контакту в случаях параллельной и антипараллельной взаимных ориентаций намагниченностей происходит при разных значениях толщин слоя F_2 (см. Рис.2). В связи с этим образуется диапазон толщин, которые соответствуют управляемому джозефсоновскому 0-π контакту.

Рисунок 2. Область с возможностью осуществления перехода от 0-контакта к -контакту посредством перемагничивания. T_{cs} – критическая температура чистого сверхпроводника, a_f – длина спиновой жесткости, ξ_s – длина когерентности сверхпроводника.

Работа частично поддержана субсидией Министерства образования и науки РФ (№ 3.2166.2017), Б.О.Н. также благодарна гранту РФФИ (№ 16-02-01016).

Литература

1. Yu. N. Proshin, et al., Phys. Rev B, **73**, 184514, **2006**
2. A.I. Buzdin, Rev. Mod. Phys., **77**, 941, **2005**
3. E. C. Gingrich et al., Nature Physics, **12**, 564, **2016**
4. М. В. Авдеев и др., ЖЭТФ, **102**, 106, **2015**
5. М. В. Куприянов, В. Ф. Лукичев, ЖЭТФ, **94**, 139, **1988**
6. Ю. А. Изюмов и др., УФН, **172**, 113, **2002**

ИЗОТРОПНЫЕ СПИРАЛЬНЫЕ СОСТЯНИЯВ ДВУМЕРНОЙ J1-J2-J3 МОДЕЛИ ГЕЙЗЕНБЕРГА

Валиулин В.Э.[1,2*], Михеенков А.В.[1,2,3], Шварцберг А.В.[1], Барабанов А.Ф.[3]

[1]*Московский физико-технический институт*
[2]*НИЦ «Курчатовский институт»*

[3]*Институт физики высоких давлений РАН*

[*]*thezhordan@mail.com*

В моделях локализованного магнетизма несоизмеримые магнитные спиральные структуры, как правило, имеют ферромагнитную либо антиферромагнитную структуру, а в качестве механизма, закручивающего спираль, может приниматься либо взаимодействие Дзялошинского-Мории, либо дальнодействие. Однако существует и другой возможный механизм – конкуренция обменных параметров. В данной работе исследуется J_1-J_2-J_3 модель Гейзенберга на двумерной квадратной решетке в квантовом случае для спина S=1/2. Наряду со стандартными структурами ближнего порядка (антиферромагнитной, ферромагнитной и полосатой) – ввиду включения третьего обмена J_3 – возникают различные квантовые спирали, в общем случае несоизмеримые с периодом решетки. В частности, в рамках сферически-симметричного самосогласованного подхода были получены изотропные спиновые состояния с локальным минимумом спектра вдоль окружности в зоне Бриллюэна. Причем характер этих состояний представляет собой «закрученный» как ферромагнитный, так и антиферромагнитный квантовый спиновый порядок. В широком диапазоне обменных параметров представлена также магнитная восприимчивость, вычисленная в точках зоны Бриллюэна, отвечающих всем возможным структурам ближнего порядка. Кроме того, обнаружена область параметров, в которой наблюдается двухпиковый температурный ход теплоемкости.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 16-02-00304-а, 17-52-53014 ГФЕН-а), использованы ресурсы Межведомственного суперкомпьютерного центра Российской академии наук (МСЦ РАН).

ДУАЛЬНОСТЬ СВЕРХПРОВОДНИК-СВЕРХИЗОЛЯТОР В МАТРИЦЕ ДЖОСЕФСОНОВСКИХ КОНТАКТОВ

Васин М. Г.[1,2], Винокур В. М.[3]

[1]*ИФВД РАН,* [2]*УдмФИЦ УрО РАН,*
[3]*Аргонская национальная лаборатория США*
dr_vasin@mail.ru

Двумерная матрица (сеть) джозефсоновских переходов, представляющая собой массив сверхпроводящих островков, разделенных несверхпроводящим материалом, является модельной системой для изучения перехода сверхпроводник–изолятор [1]. Свойства таких сетей определяются отношением двух характерных энергий: энергии джозефсоновской связи между двумя соседними островками, E_J, и энергией, необходимой для переноса заряда $2e$ с одного островка на соседний, E_C. В зависимости от отношения этих энергий $\boldsymbol{X} = E_J/E_C$, сеть джозефсоновских переходов, может находиться либо в сверхпроводящем состоянии, $E_J > E_C$, либо в изолирующем, $E_J < E_C$. Обе эти энергии задаются свойствами используемых материалов, геометрическими размерами островков и промежутков между ними. Однако, величиной энергии джозефсоновской связи можно управлять с помощью внешнего магнитного поля, что и позволяет наблюдать переход сверхпроводник–изолятор.

В недавних экспериментальных работах было обнаружено, что при низких температурах плёнки нитрида титана претерпевают резкий переход из сверхпроводящего в сверизолирующее (обладающее бесконечным электрическим сопротивлением) состояние, без промежуточной металлической фазы [2]. Было, также, обнаружено, что в неупорядоченных сверхпроводящих пленках, находящихся вблизи перехода сверхпроводник-диэлектрик, системы зарядов и магнитных вихрей дуальны друг другу, а суперпроводящее и суперизолирующее состояния вещества являются, соответственно, дуальными низкотемпературными БКТ-состояниями [3]. Возможность подобных переходов была ранее теоретически предсказана в рамках дуальной квантово-полевой модели [4].

В представленной работе мы осуществили последовательный переход от описания модели в терминах сверхпроводящих островков

к квантово-полевому дуальному описанию системы в терминах калибровочных полей. С помощью данного подхода нами были получены аналитические выражения, описывающие БКТ-переходы в сверхпроводящее, $\boldsymbol{X} = \eta\, k_B \boldsymbol{T} \exp[-E_C/k_B \boldsymbol{T}]$, и в сверхизолируюшее, $1/\boldsymbol{X} = \eta k_B \boldsymbol{T} \exp[-\boldsymbol{X}\, E_C/k_B \boldsymbol{T}]$, состояния системы и построена соответствующая фазовая диаграмма в пространстве трёх параметров $\{\boldsymbol{X}, \eta, \boldsymbol{T}\}$ ($\eta = m_e/4\pi\nabla E_C$, где m_e – эффективная масса электрона). Наиболее важный результат заключается в том, что нам удалось показать возможность перехода сверхпроводник-сверхизолятор в интервале малых, но ненулевых температур, и установить его связь с параметрами системы. Количественные оценки пороговой температуры, ниже которой происходит переход сверхпроводник-сверхизолятор, $T_c \sim 10^{-1}\, K$ для InO и $T_c \sim 10^{-2}\, K$ для TiN, дали хорошее согласие с экспериментом [3].

Литература

1. R. Fazio & G. Schön, Phys. Rev. B, **43**, 5307, **1991**
2. V. M. Vinokur, T. I. Baturina, C. Strunk, at al, Nature **452**, 613, **2008**
3. T. I. Baturina & V. M. Vinokur, Annals of Physics, **331**, 236, **2013**
4. M. C. Diamantini, P. Sodano & C. A. Trugenberger, Nuclear Physics B, **474**, 641, **1996**

ПРЯМАЯ РЕГИСТРАЦИЯ ФЕРРОМАГНИТНЫХ НАНООБЛАСТЕЙ В МАНГАНИТЕ $Sr_{0.98}La_{0.02}MnO_3$ МЕТОДОМ ЯДЕРНОГО МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

Волкова З. Н., Гермов А. Ю.

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН
E-mail: volkovazn@imp.uran.ru

Исходный манганит $SrMnO_3$ – диэлектрик и антиферромагнетик G-типа с температурой Нееля T_N = 240 K [1]. Однако допирование его с помощью гетеровалентного замещения Sr^{2+} на Ce^{4+} (La^{3+}) до уровня 2% делает данный манганит плохим металлом [2]. В работе [3] было высказано предположение, что возможной причиной «металлизации» данного соединения при допировании является формирование

областей (вероятнее всего вблизи атомов лантана), обогащенных дополнительно введенными электронами. В этих областях допированные электроны имеют достаточную длину свободного пробега, чтобы обеспечить металлический характер проводимости. Однако в парамагнитной фазе эти области не перекрываются, поэтому манганит в целом остается диэлектриком.

В настоящей работе впервые методом ЯМР ^{139}La исследована антиферромагнитная фаза манганита $Sr_{0.98}La_{0.02}MnO_3$ с уровнем электронного допирования 2%.

На рис. 1 приведен спектр ЯМР ^{139}La во внешнем поле H_0 = 11.74 Т при T = 90 К, который состоит из двух линий. Основная линия в спектре с максимумом на частоте 71.6 МГц и не имеющая квадрупольной подструктуры обусловлена сигналом от ядер ^{139}La, находящихся в кубическом окружении в антиферромагнитной матрице спинов Mn. Вторая линия с гораздо меньшей интенсивностью и большим сдвигом в область высоких частот (ν_{max} = 92.5 МГц) возникает от ядер ^{139}La, находящихся в ферромагнитном окружении спинов Mn [4]. Величина сверхтонкого поля, создаваемого на позициях La, в этом случае составляет h_{hf} = 36.3 кЭ.

Наличие второй линии в спектре в области частот 88 – 97 МГц является неопровержимым доказательством существования в антиферромагнитной фазе манганита $Sr_{0.98}La_{0.02}MnO_3$ областей с ферромагнитным упорядочением спинов марганца и гораздо большей подвижностью допированных электронов, чем в остальном объеме образца. Наиболее вероятно, что именно эти области ответственны за металлический характер проводимости в антиферромагнитной фазе $Sr_{0.98}La_{0.02}MnO_3$.

Таким образом, использованный в данной работе метод ЯМР ^{139}La является хорошим инструментом для прямого детектирования областей с ферромагнитным упорядочением спинов в подрешетке магнитного иона для соединений на основе марганца.

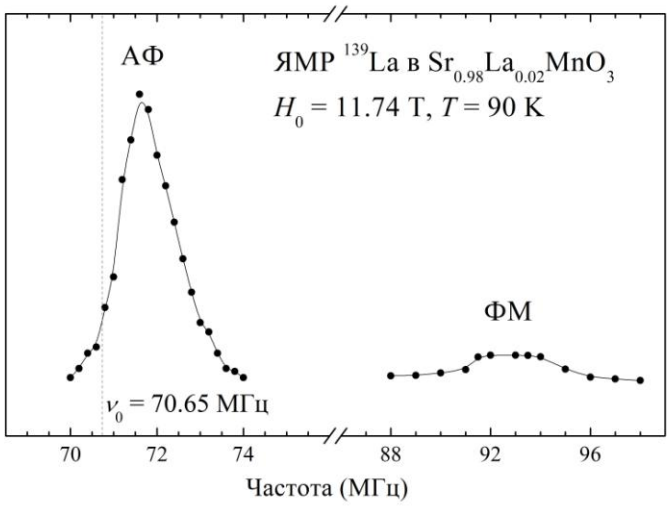


Рис. 1. Спектр ЯМР ^{139}La в $Sr_{0.98}La_{0.02}MnO_3$, записанный во внешнем поле H_0 = 11.74 T при T = 90 K.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Спин» № 01201463330, при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 18-32-00030.

Литература

1. O. Chmaissem et al., Phys. Rev. B **64**, 134412, **2001**
2. H. Sakai et al., Phys. Rev. B **82**, 180409**, 2010**
3. A. Germov et al., Phys. Rev. B **96**, 104409, **2017**
4. Y. Yoshinari et al., Phys. Rev. B **60**, 9276, **1999**

PRESSURE EFFECT ON THE EINSTEIN PHONON MODE AND GINZBURG-LANDAU PARAMETER IN SUPERCONDUCTING YB_6

Gabáni S.[1], Orendáč M.[1], Gažo E.[1], Pristáš G.[1], Flachbart K.[1], Mori T.[2], Wang X.[3], Kamenev K.[3]

[1]Inst. of Experimental Physics, SAS, Košice, Slovakia, [2]MANA, National Inst. for Materials Science, Tsucuba, Japan, [3]Centre for Science at Extreme Conditions, University of Edinburgh, UK
e-mail: gabani@saske.sk

Yttrium hexaboride YB_6 is known as a conventional type-II BCS superconductor with the second highest superconducting transition temperature (T_c < 8 K) among boron compounds. One of the explanations of this rather high *Tc* is the strong coupling ($2\Delta / k_B T_c \approx 4.1$) of electrons with the dominant Einstein-like acoustic mode of Y ions at $\hbar\omega_E \approx 8$ meV [1–3]. The observed fast initial decrease in T_c with pressure, $dT_c/dp \approx -0.55$ K/GPa [1, 4], was attributed to the high Grüneisen parameter of this mode, $\gamma = -\partial \ln\omega_E / \partial \ln V \approx 9$ [1], which represents the change of the circular frequency ω_E with pressure (volume) and the anharmonicity of lattice vibrations. The shift of this low-energy Einstein-like phonon mode to higher values with increasing pressure was indirectly confirmed by high-pressure resistivity measurements up to 2.8 GPa [5]. Direct spectroscopic evidence about the hardening of the mentioned phonon mode(s) under pressure was very recently provided by Raman studies of YB_6 phonon spectra in wide temperature (8 − 800K) and pressure (0 – 9 GPa) ranges [6]. Both studies have shown a linear pressure dependence of the observed phonon mode(s), $d\omega_E /dp \approx const.$, however, with different slopes. On the other hand, two slope values, $d\omega_E /dp \approx 0.24$meV/GPa (based on Rigid-muffin-tin approximation – RMTA) and $d\omega_E/dp \approx 0.52$ meV/GPa (based on Linear response theory – LRT), can be received from calculated ω_E values at two pressures, 0 and 20 GPa [2].

In order to contribute to the elucidation of the pressure effect on the Einstein-like mode, we have investigated the pressure effect on ω_E by Raman scattering up to 14 GPa. The received linear pressure increase in this mode $d\omega_E/dp \approx 0.21$ meV/GPa yields an isothermal Grüneisen coefficient $\gamma_T = -\partial \ln\omega_E / \partial \ln V = 3.85$. Moreover, the pressure effect on the electron–phonon interaction λ calculated from the McMillan–Allen–Dynes expression for the superconducting transition temperature was determined

to be $\partial \ln\lambda/\partial \ln V \cong 7.2$. The analysis of our Raman spectra together with previous *ac*-susceptibility measurements of T_c under pressure [5] are in accordance with the recent experiments [6] as well as calculations [2] and provides new original information about the value of the electron–phonon coupling constant of YB_6 at ambient pressure, λ_0, and its change with pressure, $\lambda(p)$.

The Ginzburg–Landau (G-L) parameter, $\kappa(0)$, is one of the most important phenomenological parameters of superconductors. As its estimation under the influence of pressure is rather complicated, any new results related to the pressure dependence of this parameter, $d\kappa(0)/dp$, are appreciated. By constructing a miniature *ac*-susceptometer which fitted into the experimental space of a commercial piston pressure cell, we were able to estimate the pressure effect on the G-L parameter of the type-II superconductor YB_6. The obtained pressure dependence $d\kappa(0)/dp$ = -0.31/GPa is in good agreement with previous measurements performed in [4]. From the linear extrapolation of this pressure dependence and the assumption of the penetration depth pressure independence, we estimated the critical pressure ($p_c \approx 10$ GPa) of the transition from type-II to type-I superconductor in YB_6. However, further measurements at higher pressures and lower temperatures will be necessary to confirm this prediction.

The work was supported by projects VEGA 2-0032-16, APVV 14-0605 and EU ERDF-ITMS 26110230097. Sponsorship of US Steel Kosice is appreciated too.

References

1. R. Lortz et al., *Phys. Rev.* **B 73**, 024512, **2006**
2. Y. Xu et al., *Phys. Rev.* **B 76**, 214103, **2007**
3. P. Szabó et al., *Supercond. Sci. Technol.* **26**, 045019, **2013**
4. R. Khasanov et al., *Phys. Rev. Lett.* **97**, 157002, **2006**
5. S. Gabani et al., *Phys. Rev.* **B 90**, 045136, **2014**
6. Yu.S. Ponosov, N.Yu. Shitsevalova, *JETP. Lett.* **102**, 295, **2015**

СЦЕНАРИЙ ПЛАВЛЕНИЯ ДВУМЕРНОЙ СИСТЕМЫ МЯГКИХ ДИСКОВ: ТОЧНОСТЬ КРИТЕРИЕВ ОЦЕНКИ ФАЗОВЫХ ГРАНИЦ

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

Институт физики высоких давлений РАН им. Верещагина
Московский физико-технический институт
gaiduk.evgeniy@gmail.com

В данной работе на примере системы из 20000 частиц, взаимодействующих посредством потенциала

$$U(r) = \varepsilon \left(\frac{\sigma}{r} \right)^{12}$$

исследуется плавление системы двумерных мягких дисков. Расчеты проведены методом молекулярной динамики. Из полученных данных были посчитаны модуль Юнга, уравнение состояния системы, ориентационный и трансляционный параметры порядка, а также их корреляционные функции $\mathbf{G_6}$ и $\mathbf{G_T}$, соответственно.

На основе имеющихся данных представлено несколько непротиворечивых критериев для определения сценария плавления системы и границ фаз.

Один из таких критериев основан на поведении корреляционных функций параметров порядка. Для треугольной решетки в кристаллической фазе $G_T \sim r^{-\eta}$ причем граница устойчивости кристалла определяется условием η =1/3. Аналогично, в гексатической фазе $G_6 \sim r^{-\mu}$ причем гексатическая фаза становится неустойчивой при μ =1/4 [1-4]. Полученные границы необходимо сопоставить с уравнением состояния системы. На уравнении состояния системы мягких дисков существует петля, которая указывает на переход первого рода. Граница, определяемая условием $G_T \sim r^{-1/3}$ не входит в область петли в отличие от границы, отвечающей условию $G_6 \sim r^{-1/4}$, которая лежит в области петли. Следовательно, переход кристалл-гексатическая фаза является

непрерывным, а переход гексатическая фаза-жидкость является переходом первого рода.

О границе устойчивости кристалла, а также о характере перехода позволяет делать выводы и поведение модуля Юнга. Теория Березинского-Костерлица-Таулеса-Хальперина-Нельсона-Янга (BKTHNY) определяет условие, при котором кристаллическая решетка становится неустойчивой из-за появления свободных дислокаций – модуль Юнга **K=16π** [1-4]. Из полученных данных через коэффициенты Ламе была посчитана зависимость модуля Юнга от плотности вдоль изотермы. Получено, что границы устойчивости кристалла, определенные как по корреляционным функциям трансляционного параметра порядка, так и по модулю Юнга, совпадают с высокой точностью.

Кроме того, в данной работе на основе полученных значений модуля Юнга были решены уравнения ренормгруппы, которые представлены в теории BKTHNY [1-4]. Результат приведен на рисунке 1.

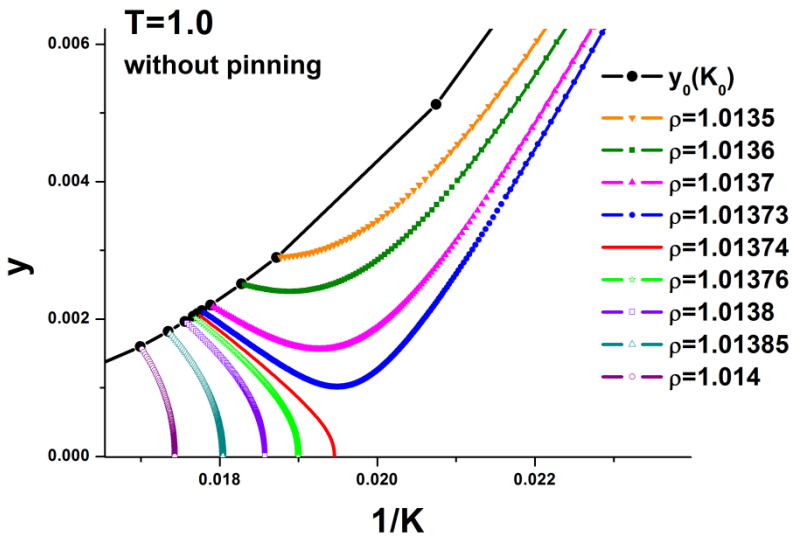


Рис. 1. Решение уравнений ренормгруппы для двумерной системы мягких дисков.

Из рисунка понятно, что при некотором критическом значении плотности перенормированный модуль Юнга становится равным 16π. Этой линии соответствует перенормированное значение $y = 0$, где $y = \exp\left(-\frac{E_c}{k_B T}\right)$, E_c – энергия ядра дислокации. При меньших плотностях $y \to \infty$, система становится неперенормируемой, и кристалл плавится. Проведенные оценки энергии ядра дислокации

указывают на то, что переход кристалл-гексатическая фаза является непрерывным переходом [4].

Работа поддержана грантом РНФ 14-22-00093.

Литература

1. B.I. Halperin and D.R. Nelson, Phys. Rev. Lett. **41**, 121, **1978**
2. D.R. Nelson and B.I. Halperin, Phys. Rev. B **19**, 2457, **1979**
3. A.P. Young, Phys. Rev. B **19**, 1855, **1979**
4. В.Н. Рыжов, Е.Е. Тареева, Ю.Д. Фомин, Е.Н. Циок, УФН, **187**, 921, **2017**

КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ УРОВНЯХ ПЕРЕОХЛАЖДЕНИЯ

Галимзянов Б.Н., Яруллин Д.Т., Мокшин А.В.
Казанский (Приволжский) федеральный университет,
Институт физики, Казань, Россия
bulatgnmail@gmail.com

Несмотря на многочисленные исследования, до сих пор отсутствует полное и общепринятое понимание того, как происходит кристаллизация жидкости при глубоких уровнях переохлаждения [1]. Данная проблема особенно актуальна при изучении процесса кристаллизации аморфных систем, где возможна неоднозначная трактовка механизмов формирования очагов упорядоченной фазы [2].

В настоящей работе рассматривается процесс гомогенного кристаллического зародышеобразования в модельной жидкости при различных уровнях переохлаждения [3]. Взаимодействие частиц системы задается короткодействующим осциллирующим потенциалом сферического типа, который воспроизводит эффективным образом ион-ионное взаимодействие в металлических расплавах [3, 4]. Рассматривается температурная область от $T = 0.5\varepsilon / k_B$ до $1.4\varepsilon / k_B$ на изобаре $15\varepsilon / \sigma^3$, что соответствует температурам ниже температуры плавления $T_m = 1.72\varepsilon / k_B$ и уровням переохлаждения от $\Delta T / T_m = 0.19 \cdot (T = 1.4\varepsilon / k_B)$ до $0.71 \cdot (T = 0.5\varepsilon / k_B)$. Температура стеклования системы $T_g = 0.78\varepsilon / k_B$. Физические величины измеряются в леннард-джонсовских единицах.

На рис. 1 приведены конфигурации системы при температурах $T = 0.5, 0.7, 1.2$ *и* $1.4\varepsilon / k_B$, полученные в различные моменты времени. При малых переохлаждениях процесс кристаллизации протекает через формирование и рост единственного зародыша с относительно сглаженной формой. Такой сценарий обозначается как мононуклеарное зародышеобразование [2]. С увеличением уровня переохлаждения системы процесс кристаллизации начинает протекать через полинуклеарный механизм, при котором достаточно быстро увеличивается концентрация зародышей сверхкритического размера. Высокая концентрация кристаллических зерен при глубоких уровнях переохлаждения создает видимость наличия разветвленных

структур. Эти структуры иногда ошибочно интерпретируется как признак фазового расслоения.

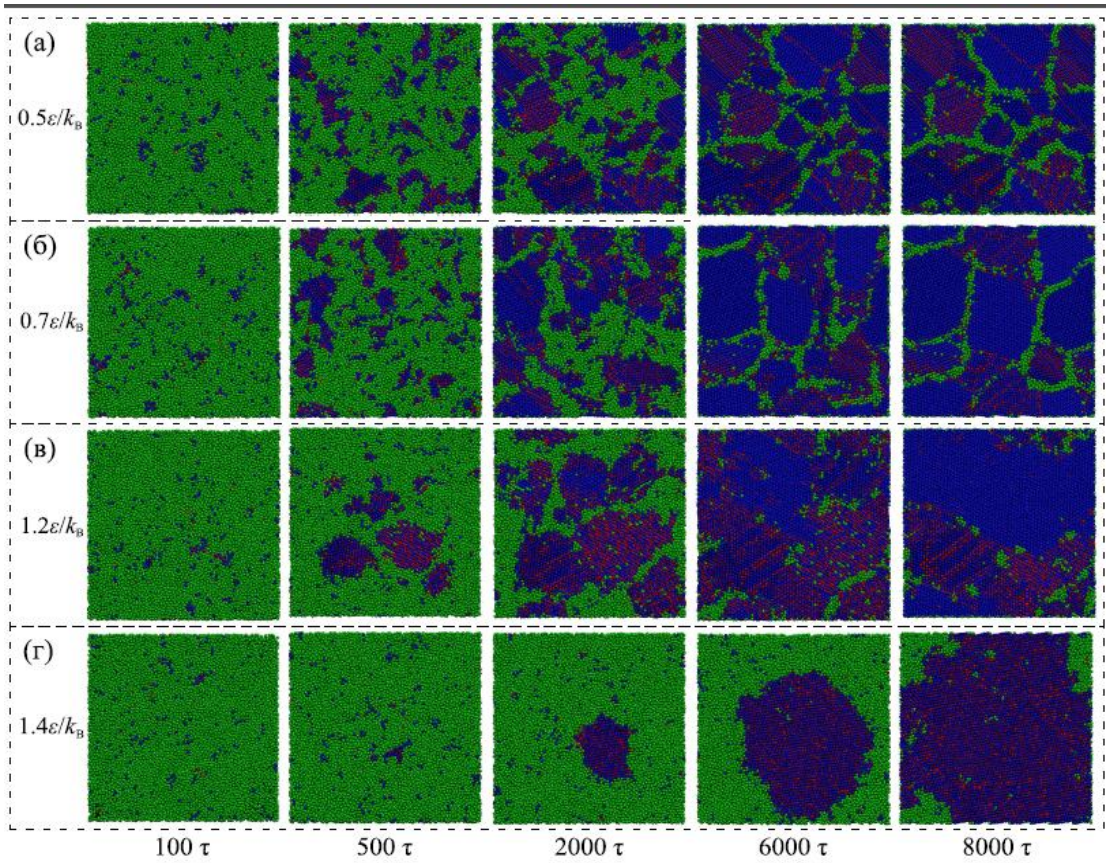


Рис. 1. Конфигурации системы, полученные в различные моменты времени и при различных температурах. Темно-синим цветом обозначены частицы ГЦК-структуры. Частицы ГПУ-структуры окрашены в темно-красный цвет. Частицы неупорядоченной фазы обозначены светло-зеленым цветом

Результаты обнаруживают, что расхождение между количественными плотностями частиц, формирующих ГЦК и ГПУ-фазы, увеличивается с ростом уровня переохлаждения. Так, при температурах $T < T_g$ доля частиц, образующих ГПУ-структуры, существенно меньше доли частиц, входящих в ГЦК-структуры.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Казанского (Приволжского) федерального университета и РФФИ в рамках научного проекта No. 18-32-00021.

Литература

1. G. C. Sosso *et al*., Chem. Rev., **116**, 7078, **2016**

2. S. M. A. Malek *et al*., J. Chem. Phys., **142**, 124506, **2015**
3. A. V. Mokshin, B. N. Galimzyanov, Phys. Chem. Chem. Phys., **19**, 11340, **2017**
4. A. V. Mokshin, B. N. Galimzyanov, J. Chem. Phys., **142**, 104502, **2015**

ТЕРМОАКУСТИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В КОМПЛЕКСНОЙ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ

Горбунов Е.А., Крючков Н.П., Яковлев Е.В., Юрченко С.О.

МГТУ им. Н.Э. Баумана
evg40941305@yandex.ru, st.yurchenko@mail.ru

Исследования термоакустической неустойчивости имеют долгую историю, восходящую к работам Рэлея [1], который заметил, что если газ дополнительно подогревать при сжатии и охлаждать при разряжении, то это стимулирует акустические флуктуации в нем. Такая неустойчивость обеспечивает преобразование химической энергии в энергию акустических колебаний во время экзотермических реакций, что делает ее привлекательной для применения в различных промышленных технологиях [2].

Комплексная пылевая плазма является классической системой, допускающей проведение эксперимента с кинетическим уровнем разрешения и моделирующая динамику систем с регулируемым взаимодействием между частицами [3]. Благодаря этому, комплексная пылевая плазма применялась для изучения плавления и кристаллизации [4], явлений теплопереноса [5], пластических деформаций [6]. Особенностью комплексной пылевой плазмы является невзаимность эффективного взаимодействия между микрочастицами, опосредованного движущейся плазмой [7]. Возникающая таким образом регулируемая несимметричность межчастичного взаимодействия ведет к росту кинетической энергии частиц и активационному тепловому поведению двумерной комплексной плазмы, аналогично химически-реактивным средам [8].

В данной презентации будут представлены результаты исследований термоакустической неустойчивости в комплексной

пылевой плазме. Впервые обнаружено экспериментально, что при неравновесном плавлении плазменного двумерного кристалла из нагретой области в холодную область происходит излучение низкочастотного звука. Моделирование неустойчивости методом молекулярной динамики полностью подтверждает, что термоакустическая неустойчивость, обнаруженная в экспериментах, возникает за счет невзаимного взаимодействия между частицами. Спектр усиления для результатов симуляций показан на рис. 1. Предложенная теоретическая модель, описывающая механизм генерации низкочастотного звука в комплексной (пылевой) плазме, находится в прекрасном согласии с экспериментом и моделированием.

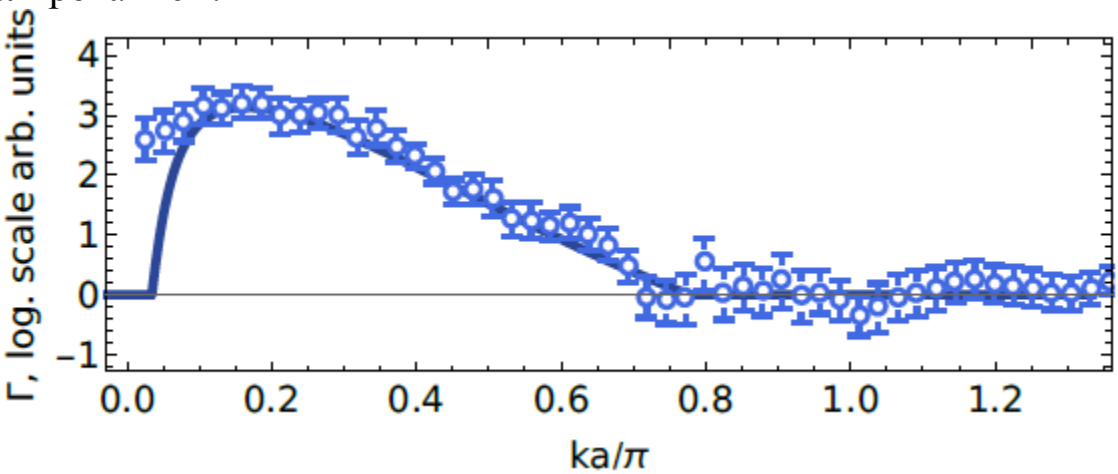


Рис.1 Спектр инкремента усиления звука

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда, проект №17-19-01691.

Литература

1. J. W. S. Rayleigh, Nature **18**, 319, **1878**
2. H. Zhao, G. Li, D. Zhao, Applied Energy **208**, 123, **2017**
3. G. E. Morfill and A. V. Ivlev, Rev. Mod. Phys.**81**, 1353, **2009**
4. B. Smith, T. Hyde, L. Matthews, J. Reay, M. Cook, and J. Schmoke, Advances in Space Research **41**, 1510, **2008**
5. J. D. Williams, E. Thomas, L. Couedel, A. V. Ivlev, S. K. Zhdanov, V. Nosenko, H. M. Thomas, and G. E. Morfill, Phys. Rev. E **86**, 046401, **2012**

6. V. Nosenko, S. Zhdanov, and G. Morfill, Phys. Rev. Lett. 99, 025002, **2007**

7. A. V. Ivlev, J. Bartnick, M. Heinen, C.-R. Du, V. Nosenko, and H. Lowen, Phys. Rev. X **5**, 011035, **2015**

8. S. O. Yurchenko, E. V. Yakovlev, L. Couëdel, N. P. Kryuchkov, A. M. Lipaev, V. N. Naumkin, A. Yu. Kislov, P. V. Ovcharov, K. I. Zaytsev, E. V. Vorob'ev, G. E. Morfill, A. V. Ivlev, Physical Review E **96**, 043201, **2017**

РАЗДЕЛЕНИЕ ВКЛАДОВ В МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ МАНГАНИТОВ ОТ РАЗЛИЧНЫХ МЕХАНИЗМОВ ПРОВОДИМОСТИ

Гудин С. А.*, Солин Н. И.

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

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

Открытие в манганитах эффекта колоссального магнитосопротивления (КМС) стало вызовом для существующей электронной теории вещества. Хотя за последние 20 лет написано несколько тысяч статей посвященных этой проблеме, последовательная микроскопическая теория свойств манганитов так и не создана. Тем не менее установлено, что возникновение колоссального магнитосопротивления в манганитах связано с образованием неоднородных зарядовых и спиновых состояний. Наиболее популярная из гипотез, предложенных для объяснения эффекта КМС, предполагает фазовое расслоение вещества на низкоомную и высокоомную фазы, размеры которых L зависят от магнитного поля H [1-4]. Такая зависимость должна иметь место, если низкоомная фаза является ферромагнитной. Магнитное поле влияет не только на размеры ферромагнитных включений, но и на углы их взаимной ориентации θ. Метод разделения такого типа «размерного» ($\rho_L(H)$) и «ориентационного» ($\rho_\theta(H)$) механизмов магнитосопротивления (МС) $\rho(H)$ предложен в [5-8] для соединения

$La_{0.85}Sr_{0.15}MnO_3$ и развит в [9] для описания электросопротивления слоистого манганита $La_{1,2}Sr_{1,8}Mn_2O_7$ с величиной КМС близкой к рекордной. Метод основан на различии двух типов процессов намагничивания структурно неоднородного вещества полем H. θ - процессы связаны с ориентацией магнитных моментов ферромагнитных включений вдоль поля $\vec{H}$. Эти процессы заканчиваются при $H = H_{sat}$, H_{sat} - поле магнитного насыщения. Дальнейшее намагничивание при $H > H_{sat}$ происходит только за счет роста размеров ферромагнитной фазы (L -процессы). Тогда вклад в проводимость в магнитных полях $H > H_{sat}$ от ориентационного механизма становится постоянным.

Мы предполагаем, что поляронная проводимость в $La_{1.2}Sr_{1.8}Mn_2O_7$ является основной, сохраняется в низкотемпературном металлоподобном состоянии и определяет эффект КМС. Транспортные свойства $La_{1.2}Sr_{1.8}Mn_2O_7$ обусловлены увеличением размера поляронов при уменьшении температуры и наложении магнитного поля $\boldsymbol{H}$ («размерный» механизм проводимости).

Проведено исследование монокристалла $La_{1.2}Sr_{1.8}Mn_{2(1-z)}O_7$, выращенного А.М. Балбашовым и др. в Московском энергетическом институте [10], в магнитных полях от 0 до 90 kOe и температурах от 5 до 300 К. Получены температурные зависимости размеров поляронов (в относительных единицах) в полях 0 и 90 кЭ. Произведены оценки вкладов в проводимость от «размерного» и «ориентационного» механизмов. Показана преобладающая роль, в обеспечении эффекта КМС от «спин-поляронного» механизма.

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”), Г.р.№ АААА-А18-118020190095-4) при частичной поддержке УрО РАН (проект № 18-2-2-11).

Литература

1. Э.Л. Нагаев, УФН **166**, 8, 833, **1996**
2. М.Ю. Каган, К.И. Кугель, УФН **171**, 6, 577, **2001**
3. E. Dagotto Nanoscale Phase Separation and Colossal Magnetoresistance Springer-Verlag, Berlin, 452 p., **2002**

4. M.B. Salamon, M. Jaime. Rev. Mod. Phys. **73**, 583, **2001**
5. М.И. Куркин, Э.А. Нейфельд, А.В. Королев, Н.А. Угрюмова, С.А. Гудин, Н.Н. Гапонцева, ФТТ, **55,** 5, 896, **2013**
6. М.И. Куркин, Э.А. Нейфельд, А.В. Королев, Н.А. Угрюмова, С.А. Гудин, Н.Н. Гапонцева, ЖЭТФ **143,** 5, 948, **2013**
7. С.А. Гудин, Н.Н. Гапонцева, Э.А. Нейфельд, А.В. Королев, Н.А. Угрюмова, Изв. РАН. Сер. Физич. **78,** 9, 1142, **2014**
8. С.А. Гудин, М.И. Куркин, Э.А. Нейфельд, А.В. Королев, Н.Н. Гапонцева, Н.А. Угрюмова, ЖЭТФ **148,** 5, 1005, **2015**
9. С.А. Гудин, Н.И. Солин, Н.Н. Гапонцева, ФТТ **60,** 6, 1067, **2018**
10. M. Balbashov, S.G. Karabashev, Ya.M. Mukovskiy, S.A. Zverkov, J. Cryst. Growth. **167**, 365, **1996**

РАСТВОРИМОСТЬ ДЕЙТЕРИЯ В ГЦК МОДИФИКАЦИИ ЖЕЛЕЗА

Гурьев В. М.
Институт физики твердого тела РАН
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
mihvladigur@yandex.ru

Во всех изучавшихся ранее гидридах d-металлов VI-VIII групп водород при комнатной и более низкой температуре занимал только октаэдрические междоузлия в плотноупакованной решетке металла – гранецентрированной кубической (ГЦК) или гексагональной плотноупакованной. Первые (и пока ненадежные) результаты *in situ* нейтрон-дифракционных исследований японских исследователей [1] дают основание полагать, что в нестехиометрическом ГЦК дейтериде FeD_x образующемся при высоком давлении дейтерия 6.3 ГПа и высокой температуре 715 °C, происходит также частичное заполнение дейтерием тетрапор. Частичная и, вдобавок, зависящая от температуры заселенность тетрапор может оказаться важным фактором, определяющим состав гидридов, их термодинамические свойства и *T-P* условия образования.

Качество порошковой нейтронограммы, полученной в работе [1], было не очень высоким, и различие в параметрах R_{wp} и χ^2 для октаэдрической и смешанной (окта + тетра) моделей не выходило за статистическую погрешность, но для состава дейтерида

октаэдрическая модель дала D/Fe = 0.4, а смешанная модель – заметно отличающееся значение D/Fe = 0.64. Для проверки, какое из этих двух значений лучше согласуется с экспериментом, мы методом закалки построили приведенную на Рис. 1 изобару растворимости дейтерия x = D/Fe в железе при давлении 6.3 ГПа. Как видно из рисунка, наши эксперименты подтверждают модель с атомами дейтерия, заполняющими как окта-, так и тетраэдрические междоузлия.

Тем самым подтверждается также оценка dV/dx = 2.21(4) Å^3/ атом D для парциального объема дейтерия в ГЦК железе, сделанная в работе [1] на основании различия в параметрах решетки железа в атмосфере дейтерия и в инертной среде. Это довольно неожиданный результат, поскольку в ряду ГЦК гидридов 3d-металлов (справа налево в таблице Менделеева) значение dV/dx меняется в последовательности 2.15, 1.80 и 1.85 Å^3/ атом H, соответственно, для Ni [2], Co [3] и Mn [4], а Fe в этом ряду стоит между Co и Mn.

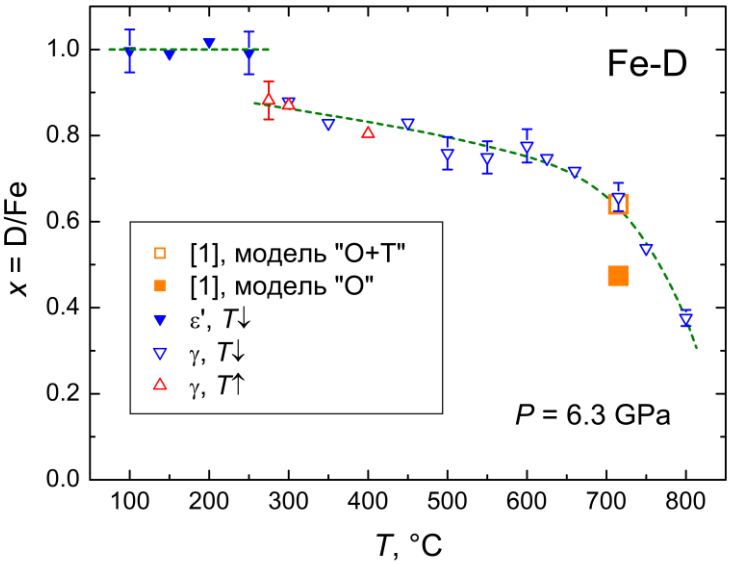


Рис. 1. Изобара растворимости дейтерия в железе при давлении дейтерия 6.3 ГПа. Сплошные треугольники – моногидрид железа с двойной ГПУ решеткой металла (ε′ фаза); пустые треугольники – ГЦК гидриды железа переменного состава (γ фаза). Квадратики – альтернативные результаты анализа нейтрон-дифракционных данных в работе [1].

Чтобы определить, как влияет замена протия на дейтерий на температуру перехода между низко- и высокотемпературной модификациями гидрида железа (двойной ГПУ и ГЦК), мы продлили изобару $x(T)$ до как можно более низкой температуры 100 °C. В системе Fe-H при давлении 6.3 ГПа этот переход происходит при $T \approx$

360 °C с гистерезисом менее 30 °C [5]. Как видно из Рис. 1, в системе Fe-D температура такого перехода ниже примерно на 100 °C, а его гистерезис не выходит за пределы ошибки измерения ±15 °C (значения $x(T)$, показанные красными треугольниками “$T\uparrow$”, получены на образцах, сначала превращенных в низкотемпературную ДГПУ фазу выдержкой в течение суток при 200 °C, а затем нагретых до температуры, указанной на рисунке).

Литература

1. A. Machida et al., Nature Commun., **5**, 5063, **2014**
2. А.В. Иродова и др., Кристаллография, **33**, 769, **1988**
3. V.E. Antonov et al., J. Alloys Compd., **404-406**, 73, **2005**
4. V.K. Fedotov et al., Solid State Commun., **107**, 787, **1998**
5. V.E. Antonov et al., Scripta Metal. **16**, 203, **1982**

УЛЬТРАЗВУКОВОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТЕКОЛ 1-ПРОПАНОЛА ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ

Данилов И.В.[1,2], Громницкая Е.Л.[1], Ляпин А.Г.[1,2], Бражкин В.В.[1,2]

[1]*Институт физики высоких давлений им. Л. Ф. Верещагина РАН,*
[2]*Московский физико-технический институт*
idanilov@hppi.troitsk.ru

1-пропанол является одноатомным спиртом с химической формулой C3H7OH. В нем присутствует 1 гидроксильная группа OH, способная организовать водородную связь с двумя соседними молекулами. Ранее было исследовано влияние водородных связей на упругие свойства двухатомных и трехатомных спиртов на примерах пропиленгликоля и глицерина [1]. Ультразвуковое исследование 1-пропанола позволит качественно сравнить зависимость упругих свойств спиртов на основе пропанового углеродного скелета от количества водородных связей на молекулу. 1-пропанол обладает высокими барическими производными скоростей ультразвука при комнатной температуре [2], а также аномальной сжимаемостью в жидкой фазе [3]. Так, наблюдается уменьшение объема пропанола при комнатной температуре на 30% при давлении до 1 ГПа (Рис. 1).

1-пропанол является глассформером, то есть при быстром охлаждении переходит в стеклообразное состояние, минуя кристаллизацию. Упругие свойства 1-пропанола исследованы в жидком состоянии (комнатная температура 295 К), в стеклообразном состоянии (77 К), а также при отогреве (77-295 К) при переходе стекло-жидкость. Сжимаемость стекла намного меньше, чем жидкости, а скорости ультразвука более чем в 2 раза выше в стеклообразной фазе (скорость продольной ультразвуковой волны 1,2 км/с при 295 К и 2,6 км/с при 77 К). При расстекловании происходит резкое падение как скоростей ультразвука, так и упругих модулей. Модуль сдвига G пропадает при переходе в невязкое жидкое состояние, а модуль объемной упругости B уменьшается с 4,5 ГПа (77 К, стекло) до 1,5 ГПа (295 К, жидкость).

Температура стеклования Tg растет с повышением давления отогрева с производной 45 К/ГПа.

Работа выполнена при поддержке РНФ (14-22-00093)

Литература

1. A.G..Lyapin, E.L.Gromnitskaya, I.V.Danilov, V.V.Brazhkin, RSC Adv., **53,** 33278, **2017**
2. M.P.Hagelberg, J. Acoust. Soc. Am., **47**, 158, **1970**
3. I.M.Abdulagatov, J.T.Safarov, F. Sh. Aliyev, M. A. Talibov, A. N. Shahverdiyev, E. P. Hassel, Fluid Phase Equilibria, **21**, 268, **2008**

НЕОДНОРОДНЫЕ МАГНИТНЫЕ СОСТОЯНИЯ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ С НИЗКОЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ КЮРИ

Девизорова Ж.А.[1,2], Миронов С.В.[3], Буздин А.И.[4]

[1]*Московский физико-технический институт*
[2]*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН*
[3]*Институт физики микроструктур*
[4]*Университет Бордо*
DevizorovaZhanna@gmail.com.

В работе построена теория неоднородных магнитных состояний в ферромагнитных сверхпроводниках (ФС), у которых температура Кюри меньше критической температуры сверхпроводящего фазового перехода. В таких соединениях при понижении температуры ферромагнетизм зарождается на фоне развитой сверхпроводимости, и на конфигурацию возникающих магнитных состояний существенное влияние оказывают мейсснеровские токи. В случае сильной магнитной анизотропии ФС это приводит к тому, что вместо однородного ферромагнитного состояния в точке магнитного фазового перехода возникает слоистая фаза с синусоидальным профилем намагниченности, которая при понижении температуры плавно трансформируется в структуру доменного типа с необычной температурной зависимостью размера доменов. При дальнейшем понижении температуры в системе зарождаются абрикосовские вихри, сосуществующие с магнитными доменами. При этом формирование подобных необычных магнитных состояний оказывается существенно зависящим от предыстории изменения температуры. Полученные результаты могут быть использованы для объяснения недавних экспериментов по изучению неоднородных магнитных состояний в $EuFe_2(As_{1-x}P_x)_2$.

«АПЕРИОДИЧЕСКАЯ» ПЕРИОДИЧЕСКАЯ ТАБЛИЦА ЭЛЕМЕНТОВ ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ: РОЛЬ ЭЛЕКТРОННОГО ВКЛАДА

Дегтярева В. Ф.

Институт Физики Твердого Тела РАН, г.Черноголовка, Московская область, Россия
degtyar@issp.ac.ru

Периодическое строение кристаллов, связанное с трансляционным дальним порядком нарушается в соединениях с композитными и модулированными структурами. Открытие квазикристаллов в бинарном сплаве AlMn показало возможность существования оси симметрии 5-го порядка, несовместимой с трансляционным дальним порядком, и привело к обнаружению нового семейства апериодических структур в двух- и трехкомпонентных сплавах.

Особый интерес представляет образование несоизмеримых – апериодических – структур в однокомпонентной системе – в элементе. Несоразмерная структура host-guest была обнаружена в 1999 г. в барии при высоком давлении (выше 12 ГПа). Это положило начало открытию других апериодических структур в элементах [1,2]. Структуры типа host-guest в Ba, Sr, Bi, Sb и As имеют два типа подрешетки с разными периодами вдоль оси c, отношение которых несоизмеримо. Подобные структуры с другим типом подрешетки host найдены под давлением для щелочных металлов (Na, K и Rb).

Другой тип апериодичности установлен для модулированных структур в сжатых элементах V – VII групп (йод, фосфор, теллур, селен, сера). Для этих элементов при сжатии (при переходе в металлическое состояние) образуются структуры с базовыми ячейками, в которых атомы имеют сдвиг в положении, описываемой модулированной волной. Длина волны модуляции несоизмерима с периодом базовой ячейки.

Рассматривается роль электронного энергетического вклада для образования в элементах апериодических структур [3 - 5]. Сжатие при повышении давления приводит к изменению баланса энергетических вкладов – электростатического, предпочитающего высокосимметричные, плотноупакованные структуры, и зонного (электронного), для которого важно образование плоскостей

Бриллюэна вблизи поверхности (сферы) Ферми. Усиление последнего вклада при сжатии приводит к образованию в элементах под давлением сложных низкосимметричных структур, в том числе и несоразмерных.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы Президиума РАН «Синтез и свойства новых фаз высокого давления».

Литература

1. M. I. McMahon and R. J. Nelmes, Chem. Soc. Rev., **35**, 943, **2006**
2. В. Ф. Дегтярева, УФН, **174**, 383, **2006**
3. V. F. Degtyareva, J. Phys.: Conf. Ser., **226**, 012019, **2010**
4. V. F. Degtyareva, Solid State Sci., **36**, 82, **2014**
5. V. F. Degtyareva, Acta Cryst. B, **70**, 423, **2014**

ТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА ТИТАНОВЫХ И АЛЮМИНИЕВЫХ НАНОПЛЕНОК

Долгушева Е. Б.

Физико-технический институт УдмФИЦ УрО РАН
elena@ftiudm.ru

У ярко выраженных анизотропных кристаллов линейный коэффициент теплового расширения(ЛКТР) α в одном из направлений может быть отрицательным, но в целом объеме он компенсируется и становится положительным. В этом случае результирующий коэффициент объемного теплового расширения, β может быть очень низким. Такие материалы обладают очень высокой термостойкостью. К сильно анизотропным кристаллам можно отнести и тонкие пленки. Кроме того, известно, что в тонких пленках могут возникать полиморфные структуры, которые не наблюдаются в массивных образцах. Например, в Zr, Ti и Hf в «пленочном» состоянии реализуется ГЦК структура. Понимание атомарных процессов, происходящих в интерфейсных слоях пленок сильноангармоничных металлов, к которым относятся Zr, Ti и Hf, находящихся, к тому же, в «метастабильном» состоянии и «формирующих» динамику поведения

при изменении внешних условий, представляет как фундаментальный, так и практический интерес.

Расчеты упругих модулей ГЦК-Ti и -Zr[1] показывают, что для них выполняются условия устойчивости кристаллической решетки как в объемном, так и в пленочном состоянии. В данной работе методом молекулярной динамики с многочастичным потенциалом межатомного взаимодействия [2], полученным в рамках модели погруженного атома, проведено исследование теплового расширения пленок титана и, для сравнения, алюминия с кристаллографическими ориентациями поверхности (001) и (110).

Получены отрицательные значения ЛКТР для ГЦК пленок титана вдоль направлений, лежащих в плоскости пленки и положительное значение коэффициента вдоль направления, перпендикулярного поверхности пленки, при этом β имеет положительное значение. Для пленок Al ЛКТР во всех направлениях (x y z) положительны, также как и β. Вычислены полные и локальные плотности атомных колебаний, поляризованных вдоль осей x, y, z отдельно для поверхностных и внутренних слоев пленок Ti и Al в зависимости от температуры. Показано, что особенности поведения плотности колебательных состояний поверхностных атомных слоев с ростом температуры проявляются в анизотропии изменения параметров решетки ГЦК-Ti. Уменьшение параметров решетки с повышением температуры наблюдается только в тех направлениях, в которых происходит "смягчение" плотности локальных колебаний. Показано, что определяющую роль в стабилизации пленок ГЦК-Ti с ориентацией (001) играют колебательные моды поверхностного монослоя атомов, а именно, их более равномерное распределение по всему интервалу возможных частот, в то время как в пленке ГЦК(110), моды колебаний этого слоя, поляризованные перпендикулярно поверхности смещены в низкочастотную область. Примерно такое же поведение параметров решетки, ЛКТР и колебательных спектров было обнаружено нами ранее в пленках ГЦК циркония[3].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований Грант № 16-07-00592.

Литература

1. Е.Б.Долгушева, В.Ю. Трубицын, ФТТ, **60,** №5, **2018**

2. R. R. Zope, Y. Mishin, Phys. Rev. B **68**, 024102, **2003**
3. E.B. Dolgusheva, V.Yu. Trubitsin, Comp.Mat.Science, **111**, 231, **2016**

Т-Р ОБЛАСТЬ УСТОЙЧИВОСТИ ФАЯЛИТА ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ ВОДОРОДА

Ефимченко В. С.[1], Хряпин К. И.[1,2]

[1]*Институт физики твердого тела РАН*
[2]*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова*
efimchen@issp.ac.ru

Оливин $(Mg,Fe)_2SiO_4$ является самым распространенным минералом в верхней мантии Земли. Важно исследовать взаимодействие оливина с газами при высоком давлении, поскольку в земной коре и верхней мантии также содержится много различных газов. Ранее методами рентгеновской дифракции и комбинационного рассеяния света было выявлено проникновение молекул водорода в кристаллическую структуру форстерита (Mg_2SiO_4) при давлениях до 100 кбар и T ~ 1000 K [1], а при более высоких температурах обнаружено частичное разложение форстерита до MgO и SiO_2 [2].

Мы экспериментально исследовали реакцию молекулярного водорода с другим представителем ряда оливинов – фаялитом Fe_2SiO_4 – при давлениях до 75 кбар и температурах до 280 °C.

В качестве исходного материала использовался порошок фаялита, синтезированный твердофазной реакцией кремнезема, карбонильного железа и гематита при T = 1000 °C в восстановленной атмосфере.

Гидрирование фаялита проводили в камерах высокого давления типа тороид [3] с использованием аминоборана NH_3BH_3 в качестве внутреннего источника водорода [4]. Образцы насыщали водородом при давлениях до 75 кбар и температурах до 280 °C в течение 24 час, после чего быстро охлаждали (закаливали) до температуры жидкого азота, снижали давление до атмосферного и извлекали образцы из камеры высокого давления для дальнейшего исследования.

Фазовые составы закаленных образцов изучались методами рентгеновской дифракции и спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) при нормальном давлении и температуре жидкого азота. Эксперименты показали, что при давлениях водорода выше 30 кбар и температурах выше 200 °C фаялит полностью распадался на коэсит – фазу высокого давления SiO_2 – и железо или гидрид железа. Полученная граница устойчивости фаялита под давлением водорода показана на рисунке 1 сплошной линией.

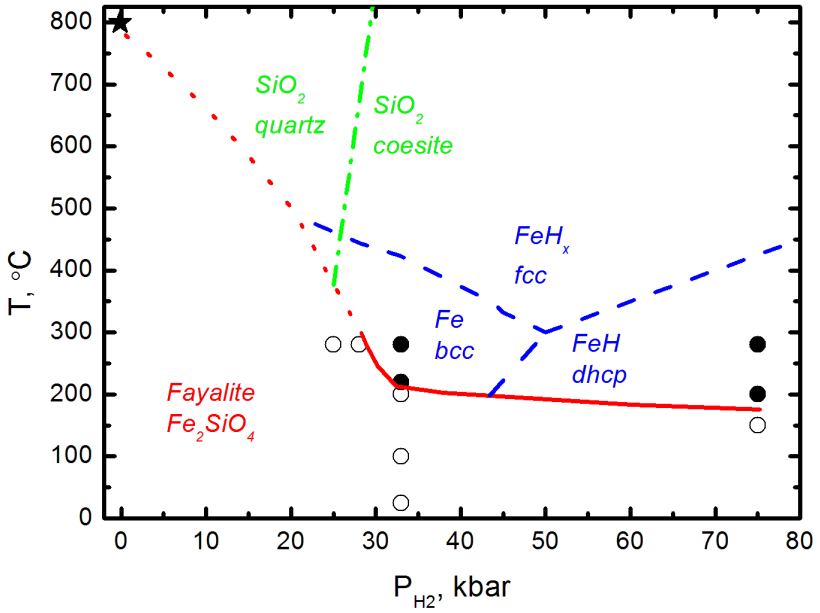


Рис. 1. T-P диаграмма фаялита под давлением водорода. Пустые кружки – фаялит сохранился; заполненные кружки – фаялит полностью распался. Звездочка – начало распада фаялита согласно [5]. Сплошная линия, переходящая в короткий пунктир – граница термической устойчивости фаялита. Тире и тире с точкой – линии фазовых переходов в соединениях FeH_x [6] и SiO_2 [7], образующихся при распаде фаялита.

Из сравнения с экспериментальными данными [5] следует, что температура распада фаялита уменьшаться с ~800 °C при давлениях водорода менее 1 атм до ~200 °C при P_{H2} = 33 кбар. Возможное положение границы устойчивости фаялита в этом интервале давлений показано на рисунке 1 коротким пунктиром.

Работа поддержана грантом № 18-02-01175 Российского фонда фундаментальных исследований.

Литература

1. A. Shinozaki et al., Phys. Chem.Miner., **39**, 123, **2012**
2. A. Shinozaki et al., Americ. Min., **98**, 1604, **2013**
3. L. G. Khvostantsev et al., High Pressure Research, **24**, 371, **2004**
4. V. E. Antonov et al., Int. J. Hydrogen Energy, **42**, 22454, **2017**
5. C. C. Massieon et al., Ind. Eng. Chem. Res., **32**, 1239, **1993**
6. V. E. Antonov et al., Scripta Metal. **16**, 203, **1982**
7. L.H. Cohen et al., J. Geophys. Res. **72**, 4245, **1967**

RESEARCHERID КАК ИНСТРУМЕНТ ДЛЯ УЧЕТА ПУБЛИКАЦИОННОЙ АКТИВНОСТИ УЧЕНЫХ, ПРОДВИЖЕНИЯ ПУБЛИКАЦИЙ, А ТАКЖЕ РЕКЛАМЫ НАУЧНЫХ УЧРЕЖДЕНИЙ

Захарова Е.В., Демишев С.В., Самарин А.Н.
Институт общей физики РАН им. А.М. Прохорова, Москва, Российская Федерация
elena.zakharova.office@gmail.com

Наукометрические показатели, определяемые библиографическими базами данных, в частности Web of Science (WoS), в настоящий момент очень часто используются как один из критериев оценки научной деятельности учёных и научных коллективов. В библиографических базах при обработке информации не редко возникают ошибки, которые приводят к искажению наукометрических показателей. Например, снижению индекса цитирования или индекса Хирша. Исправлением таких ошибок иногда занимаются издатели научной литературы, но, к сожалению, у них часто не хватает ресурсов для этой деятельности. Для того, чтобы мотивировать самого исследователя исправлять ошибки в своих публикациях, мы предлагаем использовать некоторые сервисы компании Thomson Reuters и Clarivate Analytics. ResearcherID – это бесплатный ресурс компании Thomson Reuters разработанный как политематический справочный аппарат для мирового научного сообщества. С помощью этого сервиса можно не только создавать профили научных работников, но и систематизировать их труды. С помощь этого ресурса организации и отдельные ученые могут находить партнеров для научных исследований и разработок. При отборе собственных публикаций необходимо тщательно проверять все данные публикации, указанные в базе WoS.

Типичные ошибки, которые встречаются в базах данных:

1. Присоединение буквы из аффилиации к фамилии автора.
2. Опечатки в фамилии автора.
3. Неправильная информация о выходных данных публикации: название журнала, том, год, страница и т.п.
4. Искажения в названии организации. Проблема не всегда связана с обработкой этой информации, часто это происходит из-за отсутствия единообразия в указании названия института самими авторами.

5. Тип статьи. Это важная категория, т.к. включение статьи в расчёты по наукометрическим показателям зависит от типа статьи. Если статья ошибочно отнесена, например, к редакционным материалам, то она не будет включена в отчёт по цитированию.
6. Ошибки при цитировании статей другими авторами.

Для подачи запроса необходимо зайти в запись статьи в WoS. В правом нижнем углу перейти по ссылке «Предложить поправку», заполнить стандартную форму. Обязательно нужно указать свой активный электронный адрес. В меню "Type of Change" выбрать тип поправки. В поле “Change Requested” коротко описать проблему, указать идентификационный номер статьи, а также что конкретно необходимо заменить, например: now “old name of paper”, schould be “new name of paper”. В поле “Description” необходимо дать ссылку на сайт издателя, где эта информация указана верно. Затем нажать Submit. Автоматическое подтверждение от Clarivate Analytics поступает в тот же день, письмо о принятии или нет изменений – через 1 – 3 дня, где написано, когда изменения будут отражены на сайте. Если изменений не произошло через 3 недели, то повторяете процедуру. Подробная инструкция исправления ошибок в списках литературы, см. [1].

При своевременном и внимательном обновлении автором своего списка работ в ResearcherID (добавления новых опубликованных статей) можно не только продвигать свои публикации в научном сообществе, но и находить и исправлять ошибки в метаданных статей.

Работа поддержана грантом РФФИ 16-07-01281 А.

Литература

1. Чебуков Д.Е. «Поиск потерянных цитирований в Web of Science. Исправление ошибок в списках литературы Web of Science», https://doi.org/10.20948/abrau-2017-77

СИНТЕЗ, СТРУКТУРА И СВОЙСТВА МОДИФИКАЦИЙ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ Ta_2O_5

Зибров И.П.

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

При атмосферном давлении пентаоксид тантала существует в виде двух основных модификаций: низкотемпературной *L* и высокотемпературной *H*. Обе структуры состоят из октаэдров и пентагональных бипирамид [1,2]. Гидротермальным синтезом при очень низких температурах удалось получить *TT* и *T* модификации, принадлежащие к одному гомологическому ряду с *L*-Ta_2O_5 и отличающиеся от нее длиной цепочек из пентагональных бипирамид [3]. Еще одна модификация *B*-Ta_2O_5, структура которой состоит только из октаэдров, также была получена методом гидротермального синтеза [4].

Изучение превращений *L* и *H* модификаций в условиях высоких давлений и температур показало, что при давлениях выше 7.5 ГПа и температурах 1100-1300°С формируется самая плотная фаза высокого давления *Z*-Ta_2O_5 [5], но извлекаемый из камеры при нормальном давлении материал являлся двухфазным вследствие частичного превращения *Z* модификации в *B*.

Пентаоксид тантала-очень прочное соединение с энтальпией образования более 2000 кДж/моль и температурой плавления около 1800 С. Поэтому, при синтезе новых фаз в условиях высоких давлений необходимо преодолеть высокий энергетический барьер для разрушения исходной структуры. Этот барьер не надо преодолевать, если в качестве исходного материала использовать аморфный пентаоксид.

Таким образом, целью настоящей работы было приготовление аморфного порошка Ta_2O_5 и его термобарическая обработка при P=5 ГПа и T=800-900 С.

Полученный порошок аморфного Ta_2O_5 предварительно прессовали в таблетки диаметром 5 мм и высотой 3÷4 мм. Для предотвращения химического взаимодействия образцы изолировали от графитового нагревателя тугоплавкой фольгой (Ta). Синтез проводили в течение 3 минут при P=5.0 ГПа, T=800-900 С в камерах типа «тороид». Анализ дифрактограмм полученных образцов показал,

что были синтезированы 2 новые фазы. Структура одной пока не расшифрована, однако, удалось определить параметры элементарной ячейки: *a*=8.432(4) Å, *b*=6.4637(8) Å, c=3.446(3) Å. А еще одна новая модификация высокого давления A-Ta_2O_5 оказалась изоструктурной α-U_3O_8. Термобарическая обработка аморфного порошка при T=850 C привела к образованию смеси двух этих фаз.

Термобарическая обработка маловодного аморфного гидроксида тантала $TaO_{0.5\text{-}2.0}(OH)_{4\text{-}1}\cdot 1.0\text{-}2.5H_2O$ [6] при P=5-6 ГПа и T=900-1100 C привела к получению кристаллического гидроксида F-$Ta_2O_5\cdot 2/3H_2O$. Его структура построена из пентагональных бипирамид [TaO7] и бисдисфеноидов [TaO8], образующих большие гексагональные каналы, в которых располагаются молекулы воды. Удаление воды при нагреве материала в вакууме при T=450-500 C приводит к получению новой модификации F-Ta_2O_5 со структурой гидроксида [7].

Таким образом, термобарическая обработка как кристаллического, так и аморфного пентаоксида тантала привела к получению четырех модификаций высокого давления Ta_2O_5.

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

Литература

1. Stephenson N.C., Roth R.S. J. of Solid State Chem., **3**, 145, **1971**
2. Stephenson N.C., Roth R.S. Acta Cryst., **B27**, 1037, **1971**
3. Hummel H.-U., Fackler R., Remmert P. Chem. Ber., **B125**, 551, **1992**
4. Izumi S., Kodama H. J. Less-Common Met., **63**, 2, 305, **1979**
5. Zibrov I.P., Filonenko V.P., Sundberg M. and Werner P.-E. Acta Cryst., **B56**, 659, **2000**
6. Никишина Е.Е., Лебедева Е.Н., Дробот Д.В. Способ получения
7. гидроксида тантала// Патент РФ 2314258, Бюл. № 1, **2008**
8. Zibrov I.P., Filonenko V.P., Drobot D.V., Nikishina E.E. Russ. J. Inorg.Chem., 48, 4, 464-471, **2003**

ОСОБЕННОСТИ ЗАРОЖДЕНИЯ И РОСТА i-ФАЗЫ В СПЛАВАХ Al-Cu-Fe

Камаева[1] Л.В., Галиеева[2] Д.С., Ладьянов[1] В.И.

[1]УдмФИЦ УрО РАН, г. Ижевск
[2]ООО Донвард-ГС, г. Ижевск
lara_kam@mail.ru

В работе изучены процессы кристаллизации расплавов Al-Cu-Fe при варьировании концентрации меди от 15,5 до 35,5 ат.% и железа от 2,5 до 20 ат.% в области стехиометрии i- фазы и в области концентраций, где i-фаза зарождается первой из расплава. Проведенные исследования показали, что в области стехиометрии i-фазы величина переохлаждения, в условиях которого начинается затвердевание, в зависимости от состава изменяется от 20 до 65°С и слабо зависит от температуры расплава, скорости охлаждения и количества циклов плавление – кристаллизация, проведенных в одном тигле. На концентрационной зависимости переохлаждения для псевдобинарного сечения при 12,5 ат.%Fe наблюдается минимум при 25,5 ат.% Cu, что соответствует стехиометрии i-фазы и хорошо согласуется с концентрационной зависимостью вязкости.

Кристаллизация сплавов с содержанием меди до 25,5 ат.% начинается с образования интерметаллида Al_3Fe, при концентрации от 25,5 до 35 ат.%Cu на первой стадии выделяются кристаллы твердого раствора на основе Al_3Cu. В области концентраций, где i-фаза зарождается первой из расплава ($Al_{95,5+x}Cu_{35,5-x}Fe_{5,8}$, где x=0-15), величина переохлаждения и характер кристаллизации зависят от температуры расплава перед охлаждением. При охлаждении от температур <1050°С сплавы затвердевают в условиях небольших переохлаждений согласно диаграмме состояния. При увеличении температуры расплава характер затвердевания резко изменяется, в условиях больших переохлаждений (более 60°С) кристаллизация протекает без образования i-фазы.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РНФ №18-12-00438

ПАРНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В КОЛЛОИДАХ В КОНИЧЕСКИ-ВРАЩАЮЩИХСЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

Комаров К.А., Юрченко С.О.

МГТУ им. Н.Э. Баумана
kirillkomr@mail.ru, st.yurchenko@mail.ru

Колодные суспензии с регулируемым межчастичным взаимодействием обладают большим потенциалом для фундаментальных и прикладных исследований в области физики мягкой материи, физической химии, наук о материалах, физики конденсированного состояния. Фундаментальная значимость коллоидов с управляемым взаимодействием между частицами связана с возможностью проведения экспериментов с разрешением отдельных частиц (псевдо-атомов), воспроизводящих плавление и кристаллизацию, конденсацию и испарение, спинодальный распад, коалесценцию, дислокационную динамику.

Одним из перспективных механизмов самосборки в коллоидных суспензиях является метод вращающихся электрических или магнитных полей [1–5]. Использование простых аналитических методов, основанных на представлении коллоидных частиц точечными диполями [6], обладает низкой точностью, а иногда и качественно неверно.

В настоящей работе мы рассмотрели парное взаимодействие коллоидных частиц во внешних электрических полях. Впервые к изучению взаимодействия был применен метод граничных элементов [7], позволяющий рассчитывать общие электростатические задачи. На основании разработанного программного кода была систематически изучена зависимость парного потенциала от угла прецессии внешнего конически-вращающегося поля, и диэлектрического контраста между частицей и сольвентом, соответственно. На рис. 1(а) представлена зависимость парного потенциала меж частичного взаимодействия в зависимости от угла наклона, θ вектора внешнего прецессирующего поля $\boldsymbol{E_0}$, для систем коллоидных частиц из диоксида кремния в водной дисперсной среде $\left(SiO_2 / H_2O\right)$ и полиметилакрилатных коллоидных частиц в циклогексане $\left(PMM / Cy\right)$ соответственно.

Результаты показывают, что, изменяя используемые материалы и регулируемое внешнее поле, можно управлять формой потенциала взаимодействия. Подобные системы могут демонстрировать богатое разнообразие регулируемых взаимодействий, что открывает новые перспективы исследований самосборки и фазовых переходов.

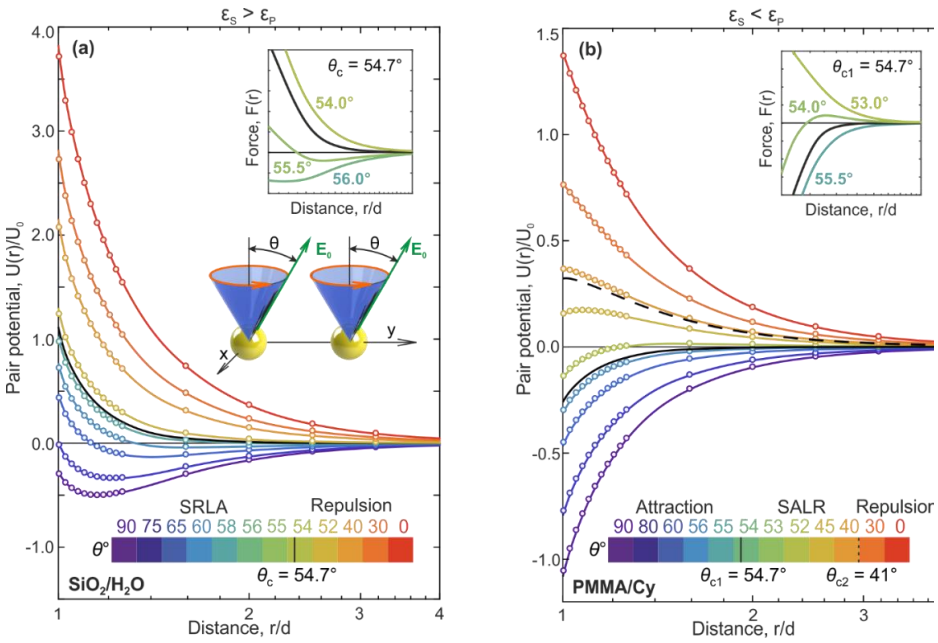


Рис. 1 Парные потенциалы взаимодействия: (a) частицы диоксида кремния в деионизованой воде (SiO_2 / H_2O); (b) полиметилакрилатные частицы в циклогексане (PMM / Cy)

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 17-19-01691.

Литература

1. D. R. E. Snoswell, C. L. Bower, P. Ivanov, M. J. Cryan, J. G. Rarity, and B. Vincent, New Journal of Physics 8, 267 (2006).

2. N. Elsner, C. P. Royall, B. Vincent, and D. R. E. Snoswell, The Journal of Chemical Physics 130, 154901 (2009)

3. S. O. Lumsdon, E. W. Kaler, and O. D. Velev, Langmuir 20, 2108 (2004)

4. E.V. Yakovlev, K.A. Komarov, K.I. Zaytsev, N.P. Kryuchkov, K.I. Koshelev, A.K. Zotov, D.A. Shelestov, V.L. Tolstoguzov, V.N. Kurlov, A.V. Ivlev & S.O. Yurchenko. Sci. Rep. 7, 13727,

2017

5. P.V. Ovcharov, N.P. Kryuchkov, K.I. Zaytsev, S.O. Yurchenko. J. Phys. Chem. C 121(48), 2017
6. K. Muller, N. Osterman, D. Babic, C. N. Likos, J. Dobnikar and A. Nikoubashman, Langmuir 30, 5088 (2014)
7. B.Brebbia, J. Telles, and L. Wrobel, Boundary Element Techniques: Theory and Applications in Engineering (Berlin, Neidelberg, New-York, Tokyo: Springer-Verlag, 1984).

КИНЕТИКА КРИСТАЛЛИЗАЦИИ НИОБАТА НАТРИЯ В ЩЕЛОЧНО-НИОБИЕВО-СИЛИКАТНЫХ СТЕКЛАХ

Королева Е.[1,*], Алексеева О.[2], Ванина П.[2], Вахрушев С.[1], Липовский А.[3], Набережнов А.[1], Петруненкова С.[2], Таганцев Д.[2], Чернышов Д.[4]

[1-] ФТИ им. А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург, Россия
[2-] СПбПУ Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия
[3-] СПбАУ, Санкт-Петербург, Россия
[4-] ESRF, Гренобль, Франция
e.yu.koroleva@mail.ioffe.ru

Щелочно-ниобиево-силикатные стекла привлекают повышенное внимание исследователей тем, что в процессе их термической обработки могут образовываться кристаллы ниобатов щелочных металлов, которые обладают выраженными электрооптическими, пьезо- и пироэлектрическими свойствами. Известно, что в стеклах с высоким содержанием Nb_2O_5 (больше 15%), в процессе термического отжига происходит кристаллизация ниобата натрия в обогащенных ниобием областях. Кристаллизация приводит к образованию гетерогенной структуры, состоящей из нанокристаллов $NaNbO_3$, окруженных остаточной силикатной фазой. Высокая вязкость силикатной фазы обеспечивает долговременную стабильность внутренней структуры областей ниобата натрия [1].

В данной работе исследовались стекла с составами xNb_2O_5•(66-x)SiO_2•19Na_2O•11K_2O•2B_2O_3•2BaO (mol%) с содержанием Nb_2O_5 x = 31(S2) и 33(S4) mol%. Стекла были получены путем плавления 180г смеси соответствующих реагентов в платиновом тигле при температуре 1450 °C в течение 2 часов при перемешивании. Эксперименты по дифракции синхротронного излучения проводились на линии BM01 ESRF (Гренобль, Франция). Электрические исследования выполнялись на спектрометре Novocontrol BDS80 в широком частотном (0.1 Hz-10 MHz) и температурном (150-850 K) диапазонах.

Нами был исследован диэлектрический отклик исходных стекол S2 и S4, и стекол S4, выдержанных при температуре 610 ° C в течение 4, 21 и 206 часов. Было обнаружено, что кристаллизация нанокристаллов ниобата натрия приводит к существенному росту диэлектрической проницаемости стекла и к уменьшению диэлектрических потерь за счет уменьшения количество подвижных

ионов натрия. Аномалий диэлектрического отклика, связанных с фазовыми переходами в $NaNbO_3$, не наблюдается. Возможно, это обусловлено зажатием кристаллитов окружающей матрицей. Нами также было исследовано поведение диэлектрического отклика исходных стекол непосредственно в процессе их отжига. То есть, нам удалось впервые пронаблюдать in-situ процесс кристаллизации стекол.

Также методом дифракции синхротронного излучения нами были исследованы кинетика роста, временная эволюция структуры и фазовые переходы нанокристаллов $NaNbO_3$, образующихся в матрице стекла. Нами была исследована in-situ структурная эволюция стекол в процессе их отжига, то есть процесс роста нанокристаллов NaNbO3 в стекле S2 при трех температурах отжига 522, 532 and 542 ºC. На рисунке показано изменение интенсивности пика (100) $NaNbO_3$ от времени. Проведенный анализ показал, что образовавшиеся кристаллы имеют тетрагональную симметрию (пространственная группа P4/mbm), как и массивный материал при данной температуре. Был оценен средний размер кристаллов ниобата натрия. Проведенные температурные исследования отожженных образцов также не выявили фазовых переходов вплоть до 10 К.

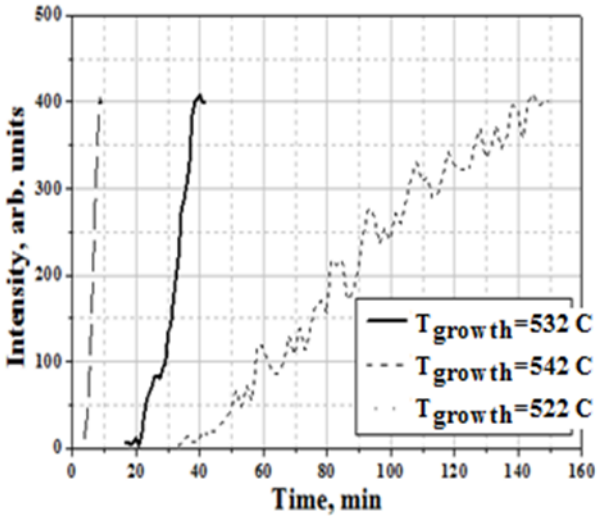


Рис. Временная эволюция интенсивности рефлекса (100) $NaNbO_3$ для трех температур отжига.

Литература

1. A.A. Zhilin, G. T. Petrovsky, V. V. Golubkov, A.A. Lipovskii, D. K. Tagantsev, B. V. Tatarintsev, J. Non-Cryst. Solids, 345-346, **182, 2004**

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ДИСЛОКАЦИЙ В ДВУМЕРНЫХ КОЛЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛАХ С РЕГУЛИРУЕМЫМ МЕЖЧАСТИЧНЫМ ПРИТЯЖЕНИЕМ

Корсакова С.А., Яковлев Е.В., Овчаров П.В. и Юрченко С.О.

МГТУ им. Н.Э. Баумана
sofia.korsakova@gmail.com, st.yurchenko@mail.ru

Коллоидные системы с управляемыми взаимодействиями являются одними из наиболее привлекательных в физике мягкой материи, как с фундаментальной точки зрения, так и с точки зрения приложений. В этой связи, технология экспериментальных исследований с применением вращающихся электрических полей, предложенная в [1], открывает захватывающие перспективы исследований.

При помещении непроводящей коллоидной суспензии во внешнее электрическое поле частицы поляризуются. В быстро вращающемся электрическом поле возникает усредненное изотропное дальнодействующее притяжение между частицами в плоскости вращения поля. Такие системы с управляемым взаимодействием можно использовать как модельные для изучения коллективной динамики, структуры, фазовых переходов в многочастичных системах на кинетическом уровне, т.е. на уровне отдельных частиц [2-8]. Одним из приложений является изучение структуры коллоидных капель и кристаллитов [9].

В настоящем докладе будут представлены экспериментальные результаты исследования дислокационной динамики в коллоидных кристаллитах вблизи линии плавлении. Исследование эволюции числа дислокаций в кристалле при разных режимах взаимодействия показало, что основным источником дефектов является поверхность кристалла. Проведен анализ траекторий движения дефектов, на основании которого для различных режимов взаимодействия найдены статистические функции распределения времен локализации дислокаций. Результаты позволяют оценить влияние дефектов кристалла на упругие свойства и, мы надеемся, будут интересны широкому кругу исследователей в области физики кристаллов, фазовых переходов и мягкой материи.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 17-19-01691.

Литература

1. E.V. Yakovlev, K.A. Komarov, K.I. Zaytsev, N.P. Kryuchkov, K.I. Koshelev, A.K. Zotov, D.A. Shelestov, V.L. Tolstoguzov, V.N. Kurlov, A.V. Ivlev & S.O. Yurchenko. Sci. Rep. **7**, 13727, **2017**
2. A.V. Ivlev, C.P. Royall, H. Loewen, and G.E. Morfill, World Scientific, Singapure, **2009**
3. N. Elsner, C.P. Royall, B. Vincent, and D.R.E. Snoswell, J. Chem. Phys. **130**, 154901, **2009**
4. S.O. Yurchenko, J. Chem. Phys. **140**, 134502, **2014**
5. S.A. Khrapak, N.P. Kryuchkov, S.O. Yurchenko, and H. Thomas, J. Chem. Phys. **142**, 194903, **2015**
6. S.O. Yurchenko, N.P. Kryuchkov, and A.V. Ivlev, J. Chem. Phys. **143**, 034506, **2015**
7. S.O. Yurchenko, N.P. Kryuchkov, and A.V. Ivlev, J. Phys. Condens. Matter **28**, 235401, **2016**
8. N.P. Kryuchkov, S.A. Khrapak, and S.O. Yurchenko, J. Chem. Phys. **146**, 134702, **2017**
9. P.V. Ovcharov, N.P. Kryuchkov, K.I. Zaytsev, S.O. Yurchenko. J. Phys. Chem. C **121**(48), **2017**

АНИЗОТРОПИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ $Ho_xLu_{1-x}B_{12}$ (X ≥ 0.5) СО СТРУКТУРОЙ КАРКАСНОГО СТЕКЛА

Краснорусский В.Н.[1,*], Хорошилов А.Л.[1,2], Богач А.В.[1], Глушков В.В.[1,2], Демишев С.В.[1,2], Красиков К.М.[2], Шицевалова Н.Ю.[3], Филиппов В.Б.[3], Габани С.[4], Флахбарт К.[4], Случанко Н.Е.[1,2]

[1]*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия*
[2]*Московский Физико-Технический Институт, Долгопрудный, Московская область, Россия*
[3]*Институт проблем материаловедения НАНУ, Киев, Украина*
[4]*Институт Экспериментальной Физики САН, Кошице, Словакия*
*polinom@lt.gpi.ru

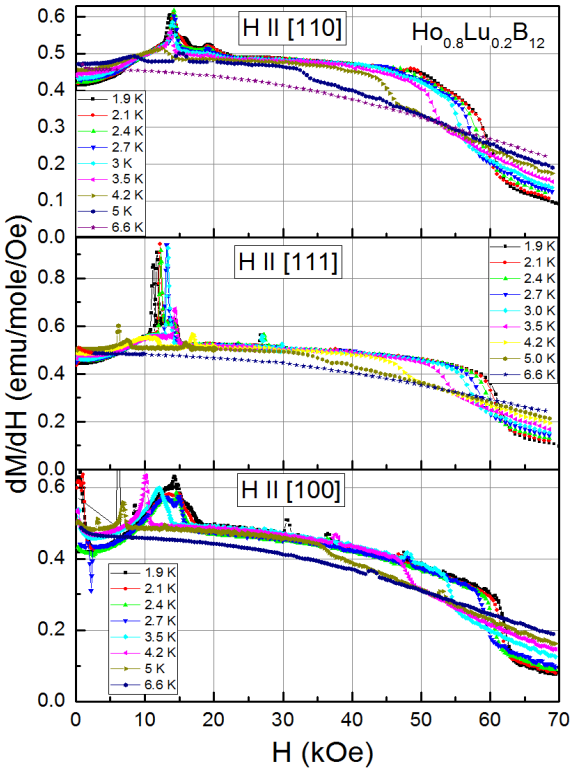


Рис. 1: Анизотропия магнитной восприимчивости dM/dH = f(H) в P- и AF- фазах $Ho_{0.8}Lu_{0.2}B_{12}$.

В додекаборидах редкоземельных (РЗ) металлов RB_{12} при азотных температурах наблюдается переход в фазу каркасного стекла (T*~ 60 K) с беспорядком в расположении РЗ ионов в полостях борного каркаса [1]. Недавно при исследованиях особенностей структуры и зарядового транспорта в LuB_{12} было показано, что наблюдающиеся в додекаборидах квазилокальные колебания РЗ ионов большой амплитуды (rattling modes), по-видимому, обусловлены кооперативным динамическим эффектом Яна-Теллера кубооктаэдров B_{12} [2]. Кроме того, следствием квантового движения РЗ ионов в двухъямном потенциале является изменение *5d-2p* гибридизации, которое модифицирует зону проводимости и приводит к формированию в RB_{12} динамических зарядовых страйпов [2-3]. Поскольку развитие указанной электронной неустойчивости существенно меняет характер магнитных взаимодействий в

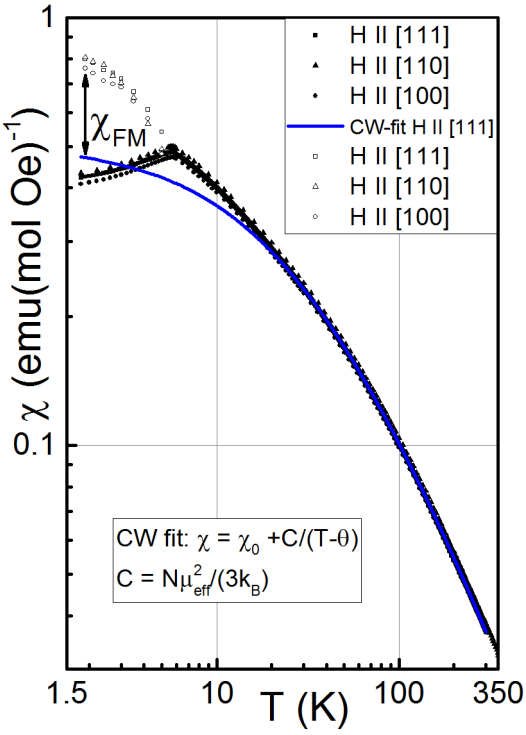


Рис. 2: Температурные зависимости магнитной восприимчи-вости χ $Ho_{0.8}Lu_{0.2}B_{12}$. Линией показана кюри-вейсовская (CW-fit) зависимость с параметрами χ_0=-0.0038 emu(mol Oe)$^{-1}$, μ_{eff} = 11.5 μ_B, θ = -24.4 K.

соединениях RB_{12} с магнитными РЗ ионами, представляет интерес исследовать анизотропию намагниченности в таких системах.

В работе проведены исследования намагниченности додекаборидов $Ho_xLu_{1-x}B_{12}$ ($x \geq 0.5$) в широкой окрестности температур 1.8 - 300 К в магнитном поле до 70 кЭ как в парамагнитном (P), так и в антиферромагнитном (AF) состоянии (см., например, рис. 1). Показано, что наблюдающаяся значительная магнитная анизотропия может быть связана с возникновением дополнительной 5d-компоненты магнитной структуры в антиферромагнетиках $Ho_xLu_{1-x}B_{12}$. В магнитоупорядоченном состоянии $Ho_xLu_{1-x}B_{12}$ в поле выше 20 кЭ по данным намагниченности регистрируется ферромагнитная компонента (см. χ_{FM} на рис. 2), которая наблюдалась ранее в HoB_{12} при исследованиях рассеяния нейтронов [4].

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект №17-12-01426).

Литература

1. N. E. Sluchanko, et.al, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **140**, 536, **2011**
2. N. Sluchanko, et.al, Phys. Rev. B **97**, 035150, **2018**
3. N.B. Bolotina, et.al, arXiv:1804.02255
4. K. Siemensmeyer, et.al, J. Low Temp. Phys. **146**, 581, **2007**

ДИССИПАТИВНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В СИСТЕМАХ С НАРУШЕННЫМ ТРЕТЬИМ ЗАКОНОМ НЬЮТОНА ДЛЯ ЭФФЕКТИВНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ МЕЖДУ ЧАСТИЦАМИ

Крючков Н.П., Юрченко С.О.

МГТУ им. Н.Э. Баумана
kryuchkov_nkt@mail.ru, st.yurchenko@mail.ru

Открытые системы различных типов часто встречаются в проблемах физики, химии, науки о материалах, в мультиагентных системах и сетях. В таких системах могут формироваться эффективные межчастичные взаимодействия, в которых нарушена симметрия действие-противодействие [1-6].

В настоящей работе рассмотрены многочастичные системы с таким несимметричным взаимодействием между частицами. Проведено систематическое исследование многочастичных систем с на основе моделирования методом Молекулярной Динамики (МД) с использованием пакета LAMMPS [7]. Получено условие, при выполнении которого система с несиметричным взаимодействием вырождается в псевдогамильтонову систему с детальным динамическим равновесием. Показано, что если условие не выполняется, то результирующее стационарное состояние определяется балансом между диссипацией и мощностью выработки энергии, обусловленной невзаимностью сил, действующими между частицами. В этом случае, в системе может наблюдаться бистабильность с характерными петлями гистерезиса. Предложен простой балансовый подход, который позволяет оценить как возникающие петли гистерезиса, так и результирующую фазовую диаграмму. На Рис. 1 представлены зависимости производства энтропии от времени релаксации термостата для разных значений температуры, полученные как на основе данных МД, так и на основе предложенного балансового подхода. Полученные результаты показывают возможность возникновения бистабильности и диссипативного спинодального распада в широком классе открытых систем с несимметричными эффективными взаимодействиями.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 17-19-01691.

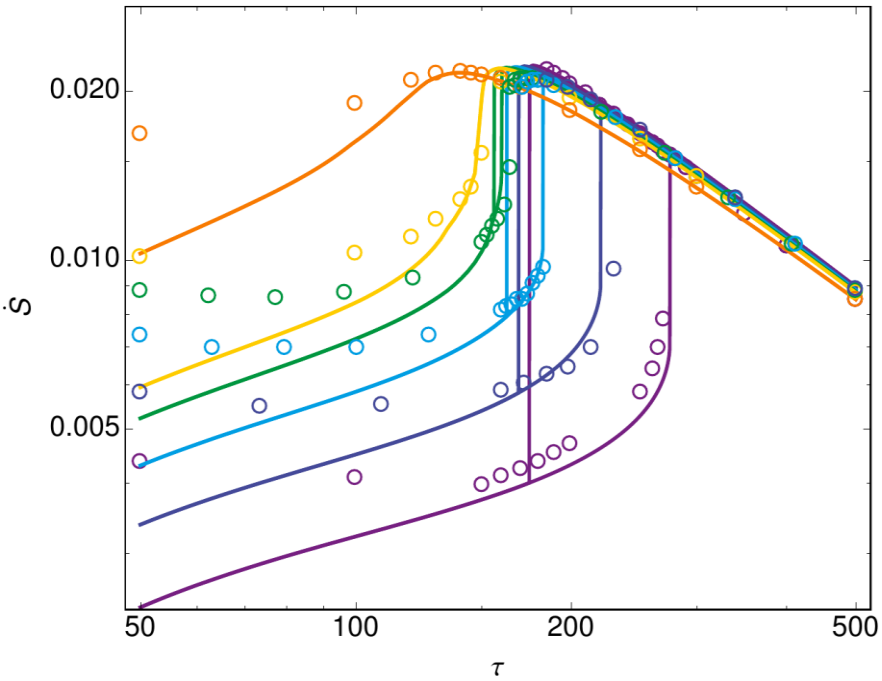


Рис. 1 Зависимость производства энтропии в системе от времени релаксации при разных температурах термостата, символы – данные МД, линии – балансовый подход.

Литература

1. A. V. Ivlev, J. Bartnick, M. Heinen, C.-R. Du, V. Nosenko, and H. Lowen, Phys. Rev. X **5**, 011035, **2015**.
2. J. Dzubiella, H. Löwen, C.N. Likos, Phys. Rev. Lett. **91**, 248301, **2003**
4. G. E. Morfill and A. V. Ivlev, Rev. Mod. Phys. **81**, 1353, **2009**.
5. C. Bechinger, R.Di Leonardo, H. Löwen, C. Reichhardt, G. Volpe, G. Volpe, Rev. Mod. Phys. **88**, 045006, **2016**.
6. R. Pastor-Satorras, C. Castellano, P. Van Mieghem, and A. Vespignani, Rev. Mod. Phys. **87**, 925, **2015**
7. LAMMPS, http://lammps.sandia.gov/

ДИГИДРИД ТАНТАЛА

Кузовников М. А.[1,2], Tkacz M.[3], Meng H.[3], Капустин Д. И.[2,4], Кулаков В.И.[2]

[1]*Max Planck Institute for Chemistry, Mainz, Germany*
[2]*ИФТТ РАН, г. Черноголовка*
[3]*Institute of Physical Chemistry PAS, Warsaw, Poland*
[4]*МГУ, Москва, Ленинские горы, 119992*
kuz@issp.ac.ru

До недавнего времени считалось, что большинство d-металлов образуют гидриды с атомным отношением x = H/Me не выше x ≈ 1, и только 5 металлов IV и V групп (Ti, Zr, Hf, V и Nb) имеют гидриды с более высокими значениями x ≈ 2 [1]. Максимальная растворимость водорода x = 0.86 в тантале – еще одном, последнем d-металле V группы, была достигнута при 1.6 ГПа и 400 К [2]. Благодаря развитию методов сжатия водорода в алмазных наковальнях до давлений в десятки ГПа, за последние несколько лет удалось получить ряд новых гидридов d-металлов, включая дигидриды (RhH_2 [3] и FeH_2 [4]), тригидриды (FeH_3 [4], IrH_3 [5], $NbH_{2.5}$ и NbH_3 [6]), и даже высший гидрид FeH_5 [7]. Для тантала было теоретически предсказано образование дигидрида TaH_2 с ГПУ решёткой атомов металла и пространственной группой $P6_3mc$ в диапазоне давлений водорода 0–50 ГПа [8].

Нами было экспериментально обнаружено образование ГПУ дигидрида тантала при давлениях водорода P > 5.5 ГПа и комнатной температуре [9].

Взаимодействие водорода с танталом при давлениях от 1 до 41 ГПа при комнатной температуре было исследовано методом in situ рентгеновской дифракции в ячейке с алмазными наковальнями. Установлено, что при P ≤ 5.5 ГПа тантал образует субстехиометрический моногидрид с искаженной ОЦК решеткой атомов металла. Его состав монотонно увеличивается с давлением, достигая x = 0.92(5) при 5 ГПа. При более высоких давлениях образуется дигидрид тантала с ГПУ решеткой атомов металла, состав которого по водороду практически не изменяется при повышении давления до 41 ГПа. При последующем понижении давления дигидрид тантала распадается до моногидрида при P = 2.2 ГПа.

Однофазные образцы дигидрида тантала также были получены при давлении водорода 9 ГПа в камере высокого давления типа «Тороид» [10], закалены до температуры жидкого азота и изучены при атмосферном давлении. Согласно данным рентгеновской дифракции, при T = 85 K параметры ГПУ решётки дигидрида равны a = 3.224(3) Å и c = 5.140(5) Å. Содержание водорода, определённое методом термодесорбции, составляет x = 2.2(1). Исследование магнитной восприимчивости образцов $TaH_{0.92}$ и $TaH_{2.2}$ не выявило сверхпроводимости при температурах выше 4.4 K.

Литература

1. Y. Fukai, The Metal-Hydrogen System, 2nd ed. Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg, **2005**
2. A. W. Szafranski, M. Tkacz, S. Majchrzak, and H. Züchner, J. Less-Common Met., **101**, 523, **1984**.
3. B. Li, Y. Ding, D. Y. Kim, R. Ahuja, G. Zou, and H.-K. Mao, Proc. Natl. Acad. Sci. USA, **108**, 18618, **2011**
4. C. M. Pépin, A. Dewaele, G. Geneste, P. Loubeyre, and M. Mezouar, Phys. Rev. Lett., **113**, 265504, **2014**
5. T. Scheler, M. Marqués, Z. Konôpková, C. L. Guillaume, R. T. Howie, and E. Gregoryanz, Phys. Rev. Lett., **111**, 215503, **2013**
6. G. Liu, S. Besedin, A. Irodova, H. Liu, G. Gao, M. Eremets, X. Wang, and Y. Ma, Phys. Rev. B, **95**, 104110, **2017**
7. C. M. Pépin, G. Geneste, A. Dewaele, M. Mezouar, and P. Loubeyre, Science, **357**, 382, **2017**
8. Q. Zhuang, X. Jin, T. Cui, Y. Ma, Q. Lv, Y. Li, H. Zhang, X. Meng, and K. Bao, Inorg. Chem., **56**, 3901, **2017**
9. M. A. Kuzovnikov, M. Tkacz, H. Meng, D. I. Kapustin, and V. I. Kulakov, Phys. Rev. B, **96**, 134120, **2017**
10. L. G. Khvostantsev, V. N. Slesarev, and V. V. Brazhkin, High Pressure Research, **24**, 371, **2004**

ДИАГНОСТИКА ОПУХОЛЕЙ ГОЛОВНОГО МОЗГА МЕТОДОМ ПОЗИТРОННО-ЭМИССИОННОЙ ТОМОГРАФИИ С 11-С МЕТИОНИНОМ

Лазарева В. С., Котомин И. А.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт мозга человека им. Н.П.Бехтеревой Российской академии наук (ИМЧ РАН)
veronica-1995@list.ru

Позитронно-эмиссионная или двухфотонная эмиссионная томография (ПЭТ) – радионуклидный томографический метод исследования человека или животного, позволяющий визуализировать функциональные и биохимические процессы, протекающие в его органах и тканях. Метод позволяет отслеживать распространение в организме биологически активных соединений, меченных позитрон-излучающими радионуклидами, и получать объемные томографические изображения зон интереса. Принципиальной особенностью получения сигнала в данной методике является одновременная регистрация разлетающихся в противоположном направлении пар гамма-квантов, которые возникают при аннигиляции позитронов, образованных при позитронном бета-распаде радионуклида. В качестве радиоктивной метки используются ультра-короткоживущие изотопы: ^{11}C, ^{13}N, ^{15}O, ^{18}F, ^{68}Ga, ^{68}Ga, характеризующиеся малым временем полураспада, что позволяет регистрировать достаточное количество событий за относительно небольшое время обследования, а также обеспечивает невысокую дозовую нагрузку на пациента или испытуемого [1].

Примером радиофармакологического препарата (РФП), применяемого в целях медицинской диагностики, может служить ^{11}C-меченый L-метилметионин. Данное вещество позволяет оценить работу аминокислотной транспортной системы. Накопление ^{11}C-метионина существенно увеличивается в опухолях центральной нервной системы (ЦНС) по отношению к здоровым тканям, что хорошо заметно на трехмерных изображениях распределения РФП в организме, и зачастую проявляется до начала интенсивного опухолевого роста, выявляемого структурными методами (Магнитно-резонансная томография (МРТ), Компьютерная томография (КТ)) [4].

Целью нашей работы являлась оценка полуколичественных

показателей захвата ^{11}C-метионина в опухолях головного мозга по снимкам, полученным в различные интервалы накопления РФП: 10—20, 20—30 и 20—40 минуты после введения вещества. Выбор временных промежутков был обусловлен необходимостью сравнения интервала сканирования, рекомендованного Европейской Ассоциацией Ядерной Медицины [2], с перспективными временными отрезками, предлагаемыми для оптимизации протокола обследования и увеличения потока пациентов.

В исследование были взяты ПЭТ-изображения 30 пациентов, обследовавшихся в ИМЧ РАН по поводу обнаружения первичной опухоли головного мозга в 2017 году. Оценивались следующие параметры изображения опухоли: Метаболический объем; Индекс накопления – отношение усредненного сигнала в области локального максимума (диаметр 1 см) в опухоли к сигналу в здоровой ткани головного мозга, определяемое на одном томографическом срезе [3]; Пик – аналогичная индексу накопления характеристика, вычисляемая в объемной сферической области интереса объемом 1 см^3. Корреляционный статистический анализ был проведен с целью выявления схожести значений параметров на различных временных этапах.

Литература

1. И. Н. Бекман, Радиохимия, Радиационная и ядерная медицина: физические и химические аспекты, **7, 2008**

2. Vander Borght T., Asenbaum S., Bartenstein K., Halldin C., Kapucu Ö., Van Laere K.,Varrone A., Tatsch K., EANM Procedure Guidelines for Brain Tumour Imaging using Labelled Amino Acid Analogues, **2006**

3. Т. Ю. Скворцова, Д. В. Захс, А. Ф. Гурчин, Возможности и ограничения ПЭТ с 11-С-метионином в диагностике продолженного роста церебральных глиом, **27**, 70-80, **2016**

4. Т. Ю. Скворцова, З. Л. Бродская, Ж. И. Савинцева, А. Ф. Гурчин, Современные проблемы мониторинга лечения церебральных глиом и возможности повышения точности диагностики при помощи ПЭТ с [^{11}C]метионином, **2(5)**, 5-16, **2014**

МОДЕЛИРОВАНИЕ КЛАСТЕРИЗАЦИИ ИОННЫХ КАНАЛОВ В ЛИПИДНЫХ МЕМБРАНАХ

Ларионов И.А.

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

В процессах передачи возбуждения от одной клетки к другой важная роль принадлежит так называемым лиганд-управляемым ионным каналам. Эти каналы в частности функционируют в области постсинаптической мембраны синапсов химического типа. В этих синапсах информация от клетки к клетке передается посредством нейромедиаторов – специальных веществ, освобождаемых пресинаптической клеткой в синаптическую щель в ответ на деполяризацию нервных окончаний потенциалом действия и взаимодействующих с лиганд-управляемыми ионными каналами постсинаптической мембраны. В результате связывания молекулы нейромедиатора с канальным белком лиганд-управляемые каналы открываются, и в области синаптического контакта возникают токи, изменяющие потенциал покоя постсинаптической клетки.

Методами математического моделирования проведена оценка возможности взаимных смещений активированных ионных каналов, свободно “плавающих” в липидной фазе хемовозбудимой клеточной мембраны, обусловленных амперовским взаимодействием протекающих через них токов [1]. Приведены в аналитической форме выражения для смещений двух параллельных проводников конечной длины, находящихся в вязкой среде, за счет амперовского притяжения. С учетом латеральной диффузии и амперовского взаимодействия ионных каналов в липидном матриксе постсинаптической мембраны последовательно рассмотрены динамика одиночных ионных каналов, расположенных в зоне действия кванта медиатора (“пятна”) и динамика кластеров ионных каналов “пятен” при ритмической активации постсинаптической мембраны несколькими синхронно освобожденным квантами медиатора. Выявлена тенденция к объединению каналов в единый большой кластер, которому предшествует промежуточная кластеризация с расположением ионных каналов и субкластеров из них в виде треугольной решетки. Показано, что ввиду слабости

амперовского взаимодействия этот процесс происходит по физиологическим меркам чрезвычайно медленно и при коэффициенте латеральной диффузии, существенно меньшем оцененного экспериментально, что возможно для массивных кластеров из ионных каналов, предварительно образовавшихся за счет сил контактного белок-белкового взаимодействия.

Для объяснения быстрого образования и роста кластеров из ионных каналов в липидных мембранах предложена двумерная модель коагуляции, по аналогии с трёхмерной моделью, разработанной для объяснения явления коагуляции аэрозолей [2]. Предполагается, что при активации ионных каналов они приобретают способность слипаться при столкновении. Такое предположение означает, что, например, для лиганд-активируемых каналов нейромедиатор не только открывает их, но и, возможно, действует на них как поверхностно-активное вещество. Результаты расчетов показывают, что образование кластеров происходит за время порядка нескольких секунд или долей секунд в зависимости от значения коэффициента латеральной диффузии, и эффективный радиус кластера растет со временем как $r_C \sim t^{\alpha}$, где $0.3 \leq \alpha \leq 0.4$ с последующим замедлением и насыщением в качественном согласии с известными данными наблюдений. [3].

Литература

1. И.А. Ларионов, А.Л. Ларионов, Е.Е. Никольский, Биологические мембраны, **35,** 3, **2018**
2. В.Г. Левич, Физико-химическая гидродинамика. Изд. 2-е, дополненное и переработанное. М.: ГИФМЛ, 1959, 700 с.
3. C.A. Stanich, A.R. Honerkamp-Smith, …, S.L. Keller, Coarsening Dynamics of Domains in Lipid Membranes. Biophys. J. **105**, 444, **2013**

МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОНЕЧНО-РАЗМЕРНОГО КОЛОННОГО ГРАФЕНА

Колесникова А.С., Мазепа М.М.
Саратовский национальный исследовательский университет имени Н.Г. Чернышевского
kolesnikova.88@mail.ru

В условиях общемировой тенденции на сокращение размеров и увеличение производительной способности электронных устройств особое внимание занимают материалы, способные выполнить роль элементных баз подобных устройств.

В качестве одного из таких материалов можно выделить колонный графен: материал, состоящий из графенового полотна с присоединенными к нему углеродными нанотрубками (УНТ). Данный материал выбран за счет уникального сочетания механических и электропроводящих свойств [1-5]. Известно, что протяженный колонный графен обладает схожими механическими свойствами с УНТ, из которого они образованы [3-5].

В настоящее время разработаны методики синтеза колонного графена, преимущественно методом химического осаждения паров [6-7]. Края УНТ при этом остаются открытыми, а в графеновом полотне образуются отверстия [6], по форме и размеру соответствующие УНТ [6]. Также, в процессе синтеза существует возможность задания направления роста УНТ относительно графенового листа. Существенным продвижением в области синтеза колонного графена стали структуры с близко растущими длинными УНТ, пригодные к транспортировке [7].

При исследовании подобных композитов большое внимание уделяется механическим свойствам. Исследуется влияние хиральность УНТ на механические свойства композитов [4], а также геометрические размеры УНТ [3,5]. Необходимость определения механических свойств вызвана, во-первых, тем фактом, что механическая прочность является залогом стабильности и долговечности подобных структур, а во-вторых, известно, что в подобных структурах механическая прочность пропорциональна проводящим свойствам композита [8].

В связи со всем вышеизложенным, целью данной работы стало исследование зависимости механической прочность конечно-размерного колонного графена от его формы и размеров.

Была построена модель композита, соответствующая синтезированным структурам. Для исследования были выбраны композиты, построенные на zigzag-УНТ минимального диаметра (5 Å) с минимальными длинами (от 3 Å до 30 Å). Исследование было проведено для плоских композитов с вертикально-ориентированными УНТ.

Численное исследование модуля Юнга композитов проводилось в программном пакете Gaussian’09 молекулярно-механическим методом [9].

В ходе исследования выявлено, что механические свойства конечно-размерного колонного графена качественно и в порядках соответствуют протяженным композитам [3,5]. Также, в ходе исследования было определено, что модуль Юнга возрастает с увеличением размеров графенового полотна углеродного композита.

Предполагается, что полученные данные будут полезны в перспективе использования данных материалов в автоэлектронной эмиссии.

Литература

1. Глухова О.Е., Колесникова А.С., Слепченков М.М., Савостьянов Г.В., Шмыгин Д.С. Радиотехника, **7**, 64, **2015**
2. R. Shahsavari, N. Sakhavand. Carbon, **95**, 699, **2015**
3. A.S. Kolesnikova, M. M. Mazepa. Published in Proceedings SPIE, **10079**, 10079R, **2017**
4. C.H. Wang, T.H. Fang, W.L. Sun. J. Phys. D: Appl. Phys, **47**, 405, **2014**
5. А. С. Колесникова, Р. А. Сафонов, М. М. Мазепа // Нано- и биомедицинские технологии. Управление качеством. Проблемы и перспективы. Сборник научных статей. Саратов, 41, **2016**
6. Y. Zhu, L. Li, C. Zhang, G. Casillas, Z. Sun, Z. Yan, G. Ruan, Z. Peng, A. R. O. Raji, C. Kittrell, R. H. Hauge, J. M. Tour. Nature Communications, **3**, 1, **2012**
7. N.D., Kim, Y., Li, G., Wang, X., Fan, J., Jiang, L. Li., Y., Ji, G., Ruan, R.H.Hauge, J.M., Tour. Nanoletters, **16**, 1287, **2016**
8. Сорокин П.Б., Чернозатонский Л.А. *УФН*, **183**, 113, **2013**
9. Глухова О.Е., Колесникова А.С., Торгашов Г.В., Буянова З.И. ФТТ, **52**, 1240, **2010**

КИНЕТИКА РАСПАДА РАСТВОРА МОЛЕКУЛЯРНОГО ВОДОРОДА НА ОСНОВЕ АМОРФНОГО СИЛИКАТА МАГНИЯ $Mg_{0.88}SiO_{2.88}$

Мелкова А.А. [1,2], Ефимченко В.С.[1]

[1]*Институт физики твердого тела РАН*
[2]*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова*
chyorn.k@yandex.ru

В большинстве твердых растворов водорода, как разбавленных, так и концентрированных (гидридов), водород находится в виде атомов. Существуют, однако, и твердые растворы, в которых водород содержится в молекулярной форме [1,2]. Ранее, при давлении водорода 75 кбар и температуре 250 °C нами были синтезированы растворы молекулярного водорода в аморфных силикатах магния Mg_ySiO_{2+y} с концентрациями магния y = 0–0.88 [3,4]. Содержание водорода X в синтезированных образцах Mg_ySiO_{2+y}-XH_2 нелинейно уменьшалось с увеличением концентрации ионов магния Mg^{2+} от X = 0,600 (3) при y = 0 до X = 0,259 (3) при y = 0,88.

Целью нынешней работы было исследование кинетики выделения водорода из образца $Mg_{0.88}SiO_{2.88}$-XH_2, полученного выдержкой порошка силиката $Mg_{0.88}SiO_{2.88}$ при P = 75 кбар и T = 250 °C с последующей закалкой до температуры жидкого азота и снижением давления до атмосферного. Выделение водорода изучалось методом десорбции газа из закаленного образца в предварительно откачанный объем при температуре –52 °C. Температура образца поддерживалась постоянной с точностью ±0.2 °C при помощи термостата, заполненного охлажденным водным раствором хлорида кальция.

На рисунке 1 пустыми кружками показаны экспериментальные значения молярной концентрации $X(\tau) = H_2/(H_2 + Mg_{0.88}SiO_{2.88})$ водорода в образце в зависимости от времени. Полученные данные хорошо аппроксимируются экспоненциальной зависимостью $X = 0{,}01295 \cdot e^{-\frac{\tau}{6{,}894}} + 0{,}14622$, показанной на рисунке прерывистой линией.

Экспоненциальный характер этой зависимости показывает, что выделение водорода из гидрированного аморфного силиката $Mg_{0.88}SiO_{2.88}$ является реакцией первого или второго порядка и,

следовательно, её скорость зависит как от температуры, так и от исходной концентрации водорода в образце.

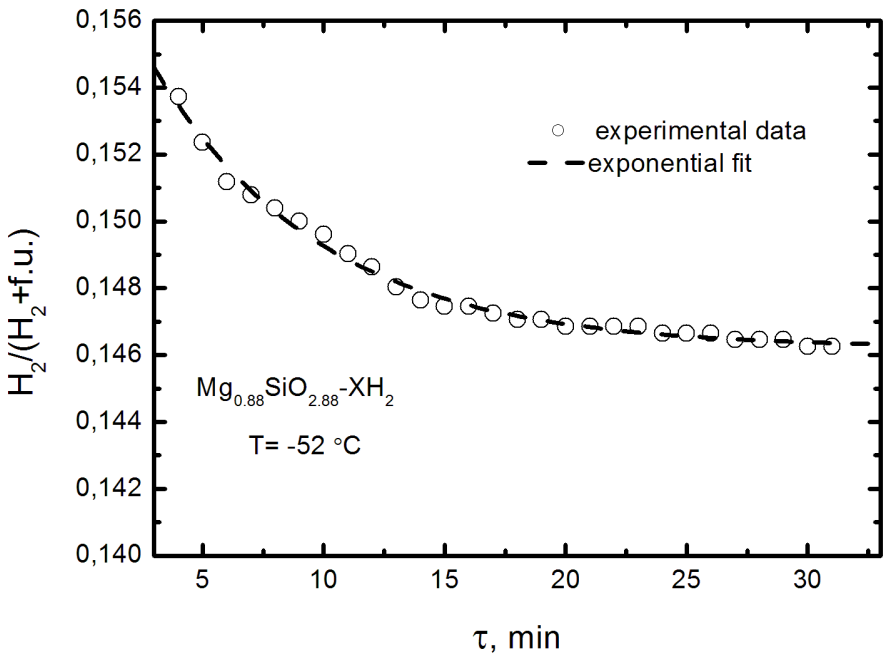


Рисунок 1. Изменение концентрации водорода в закаленном образце твердого раствора $Mg_{0.88}SiO_{2.88}$-XH_2 в зависимости от времени его отжига в предварительно откачанном измерительном объеме при T = –52 °C.

Литература

1. W. L. Mao et al., Science, **297,** 2247, **2002**
2. V. S. Efimchenko et al., J. Phys. Chem. B, **117,** 422, **2013**
3. V. S. Efimchenko et al., J. Exp. Theor. Phys., **124,** 914, **2017**
4. V.S. Efimchenko et al., J. Alloys Compd., in press

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ СТЕКЛООБРАЗУЮЩИХ СПЛАВОВ Al-Y, ПОЛУЧЕННЫХ В УСЛОВИЯХ ОХЛАЖДЕНИЯ РАСПЛАВА ПОД ДАВЛЕНИЕМ

Меньшикова С. Г.[1], Бражкин В. В.[2]
[1]*ФГБУН "Удмуртский федеральный исследовательский центр Уральского отделения Российской академии наук"*
[2]*Институт физики высоких давлений Российской академии наук*
svetlmensh@mail.ru

В настоящее время является перспективным получение ультрадисперсных и аморфных композитов на основе алюминия с добавками переходных и редкоземельных металлов благодаря их уникальным свойствам.

Методами рентгеноструктурного анализа, оптической микроскопии, измерения микротвёрдости проведено сравнительное исследование структуры и свойств сплавов Al-Y (5 и 10 ат.% Y), полученных в условиях различных скоростей охлаждения расплава, в зависимости от температуры закалки и давления. Температурный диапазон до 1500°C, давление от 0.8 до 5 ГПа, скорость охлаждения до 1000 град/с.

Все полученные образцы имели кристаллическую структуру с фазами α-Al и Al_3Y. При выбранных условиях аморфных, метастабильных фаз в исследуемых сплавах не наблюдалось. Обнаружено влияние термической обработки расплава и давления на морфологию, размер и микротвёрдость структурных составляющих сплавов.

Из проведённых исследований следует, что изменения в структуре сплавов обусловлено высоким давлением, а также временем выдержки сплавов в жидком состоянии. Наблюдается релаксация расплавов, обусловленная процессами доплавления. Измельчение структуры приводит к дисперсионному упрочнению сплавов, на что указывают результаты измерения их микротвёрдости.

Результаты исследований свидетельствуют о влиянии высокого давления на затвердевание расплавов и перспективности использования этого метода для получения ультрадисперсных и аморфных материалов на основе алюминия. Работа в данном направлении продолжается со стеклообразующими сплавами системы Al-Ni-Y.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-02-00643а.

СПОНТАННЫЕ ТОКИ В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СИСТЕМАХ С СИЛЬНЫМ СПИН-ОРБИТАЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Миронов С. В.[1], Буздин А. И. [2]

1 Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород
2 University Bordeaux, LOMA UMR-CNRS 5798, F-33405 Talence Cedex, France
svmironov@ipmras.ru

В работе показано, что спин-орбитальное взаимодействие Рашбы на границе между сверхпроводником (S) и ферромагнетиком (F) приводит к возникновению спонтанного тока, текущего в слое атомарной толщины вблизи границы [1]. Этот спонтанный ток экранируется сверхпроводящим мейсснеровским током, текущим в слое шириной порядка лондоновской длины. Результирующее токовое состояние создает спонтанное магнитное поле вблизи S/F границы в структурах различного типа (см. Рис. 1). Величина этого поля может оказаться достаточной для генерации спонтанных вихрей Абрикосова вблизи границы сверхпроводника. В отличие от поверхностного магнетизма в необычных сверхпроводниках, в нашем случае спонтанные токи возникают ниже температуры сверхпроводящего фазового перехода. Для формирования токовых состояний не требуется внешнее магнитное поле, а величина токов определяется величиной обменного поля в ферромагнетике и константой спин-орбитального взаимодействия. Спонтанные токи должны приводить к появлению магнитного поля рассеяния вблизи торца образца, которое может быть экспериментально обнаружена с помощью SQUID микроскопа или других локальных зондовых измерений. Также эти токи должны приводить к изменению наклона зависимости критического поля разрушения поверхностной

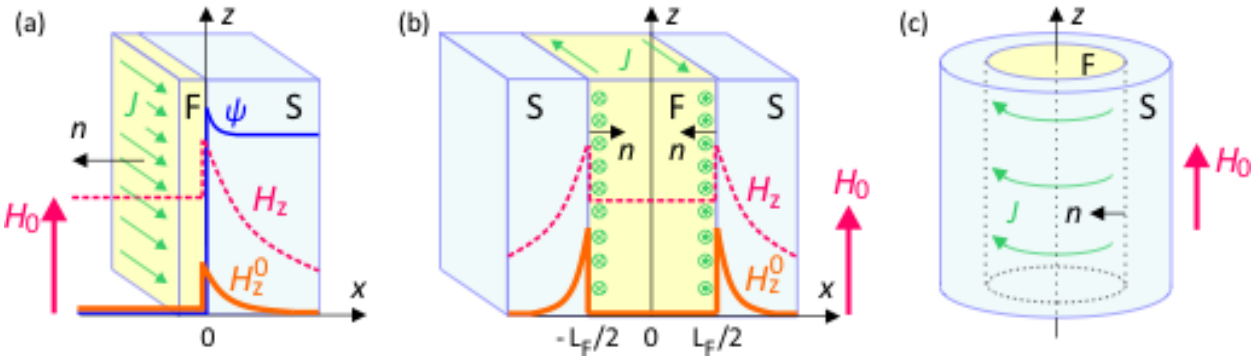


Рис. 1. Гибридные системы сверхпроводник (S) – ферромагнетик (F), в которых спин-орбитальное взаимодействие приводит к возникновени спонтанных поверхностных токов.

сверхпроводимости H_{c3}, причем это изменение оказывается чувствительным к взаимной ориентации внешнего магнитного поля H_0 и обменного поля h в ферромагнетике (см. Рис. 2).

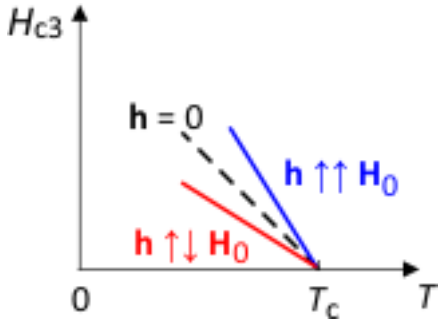


Рис. 2. Поведение критического поля разрушения поверхностной сверхпроводимости H_{c3} в S/F системах с сильным спин-орбитальным взаимодействием.

Для неодносвязных систем (например, для ферромагнитного цилиндра, покрытого сверхпроводящей оболочкой, см. Рис. 1а) спонтанные токи приводят к модификации зависимостей магнитного момента системы от внешнего магнитного поля.

Возникновение поверхностных токов должно также приводить к серии краевых эффектов, таких как перенормировка поверхностного барьера для входа абрикосовских вихрей, анизотропии тока распаривания в режиме поверхностной сверхпроводимости и т.д. При этом наибольшая величина эффектов ожидается для сверхпроводников с большим атомным номером, например, Pb или Hg. Все перечисленные эффекты не являются специфическими для S/F структур, а должны наблюдаться в широком классе систем, в которых сверхпроводник находится в контакте с материалами с сильной спиновой поляризацией и нарушенной симметрией относительно инверсии, такими как топологические изоляторы.

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 15-02-04116) и Российским научным фондом (грант 15-12-10020).

Литература

1. S. Mironov, A. Buzdin, Phys. Rev. Lett., **118**, 077001, **2017**

ВЛИЯНИЕ МЯГКОСТИ МЕЖЧАСТИЧНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА КОЛЛЕКТИВНУЮ ДИНАМИКУ ДВУМЕРНЫХ КЛАССИЧЕСКИХ ЖИДКОСТЕЙ

Мистрюкова Л.А.[1], Крючков Н.П.[1], Бражкин В.В.[2], Юрченко С.О.[1]

[1]*МГТУ им. Н.Э. Баумана, 105005, Москва,2-я Бауманская ул. 5/1*
[2]*ИФВД им. Л.Ф. Верещагина, 108840, Троицк, Калужское шоссе 14*
kryuchkov_nkt@mail.ru, st.yurchenko@mail.ru

Понимание природы свойств классических жидкостей играет ключевую роль во многих фундаментальных и прикладных исследованиях. Одной из важнейших характеристик любой конденсированной системы является спектр ее коллективных флуктуаций. Известно, что в жидкостях могут распространяться не только (компрессионные) продольные, но и коротковолновые поперечные волны. Длинноволновые поперечные волны оказываются неустойчивыми, формируя щель в обратном пространстве (q-gap) [1-3]. В противоположность модельным трехмерным жидкостям, спектры флуктуаций в двумерных системах остаются слабо изученными, как и проблема влияния дальнодействия (т.е. мягкости) межчастичного взаимодействия на спектры флуктуаций жидкости при различных термодинамических параметрах.

В настоящей работе проведена серия моделирований методом молекулярной динамики (МД) двумерных систем частиц, взаимодействующих посредством IPLk (inverse-power-law k) потенциала $u(r) = \epsilon(\sigma/r)^k$ [4]. Рассчитаны и проанализированы спектры элементарных возбуждений двумерных систем на основе стандартного метода потоков [1-3,5] и автокорреляционных функций скоростей. Обработка результатов выполнялась аналогично работе [5]. В результате, установлено, что для температурной зависимости q-gap(T) характерно наличие двух асимптотик (при высоких и низких температурах). Обнаружено, что смена тренда зависимости q-gap(T) сопровождается переходом автокорреляционной функции скорости к монотонно убывающему виду. Показано, что с ростом жесткости взаимодействия точка смены тренда сильно смещается в высокотемпературную область. На Рис. 1 представлен пример дисперсионной зависимости и зависимость температуры смены тренда q-gap(T) от степени k IPL потенциала.

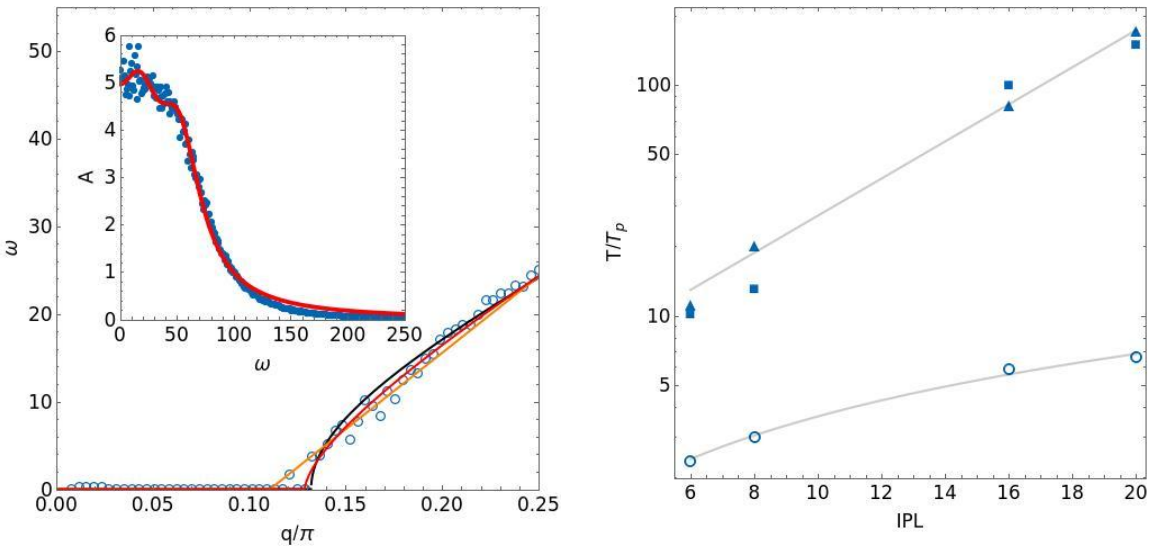


Рис. 1 Пример дисперсионной зависимости, зависимость температуры смены тренда q-gap(T) от степени k IPL потенциала (треугольники), температура перехода автокорреляционной функции скорости к монотонной зависимости – квадраты.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 17-19-01691.

Литература

1. K. Trachenko and V. V. Brazhkin, Rep. Progr. Phys. **79**, 016502, **2016**
2. Y. D. Fomin, V. N. Ryzhov, E. N. Tsiok, and V. V. Brazhkin, Journal of Physics: Condensed Matter 29, 345401 **(2017).**
3. Y. D. Fomin, V. N. Ryzhov, E. N. Tsiok, J. E. Proctor, C. Prescher, V. B. Prakapenka, K. Trachenko, and V. V. Brazhkin, Journal of Physics: Condensed Matter 30, 134003 **(2018).**
4. LAMMPS, http://lammps.sandia.gov/
5. S.A. Khrapak, N.P. Kryuchkov, S.O. Yurchenko Physical Review E **97**, 022616 **(2018)**

АНИЗОТРОПНОЕ ВЛИЯНИЕ ЗАРОЖДАЮЩЕЙСЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ НА ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ В FeSe

Могилюк Т.И.[1], Кешарпу К.К.[2], Григорьев П.Д.[2, 3]

[1]*Научно-исследовательский центр Курчатовский институт, Москва, Россия*
[2]*Национальный исследовательский и технологический университет «МИСиС», Москва, Россия*
[3] *Институт теоретической физики имени Л.Д Ландау РАН, Черноголовка, Россия*
5taras@mail.ru

Сверхпроводимость в наиболее перспективных соединениях, таких как меднооксидные или железосодержащие соединения, как правило, проявляется при наличии нестехиометрии химического состава или легировании. Сверхпроводимость в таких системах, возможно, первоначально возникает в виде небольших изолированных сверхпроводящих островков [1], которые становятся соединёнными и когерентными при понижении температуры или при изменении других параметров, таких как легирование или давление. Именно такое поведение было обнаружено недавно в работе [2] при исследовании монокристаллов FeSe: измерения проводимости мостиковых структур, ориентированных перпендикулярно слоям монокристаллов FeSe, показали присутствие избыточной проводимости, наблюдавшейся до температуры 40 К. Детальные измерения магнитной восприимчивости монокристаллов FeSe позволили обнаружить появление слабого диамагнитного отклика при тех же температурах. Причём в транспортных измерениях эффект проявлялся анизотропно: избыточная проводимость при высоких T наблюдалась лишь в транспорте в направлении, перпендикулярном слоям FeSe, тогда как в транспорте в плоскости слоев эффект избыточной проводимости наблюдался лишь в узкой области температур сверхпроводящих флуктуаций (не более 1–2 К выше Tc=8 К). Данные результаты были интерпретированы как результат проявления неоднородной сверхпроводимости в виде малых включений с объемной долей ~ 10^{-3}–10^{-4} [2].

В настоящей работе предложено теоретическое описание проводимости именно в такой неоднородной системе со сверхпроводящими островками сфероидной формы с произвольным

эксцентриситетом, т.е. в форме эллипсоида вращения с двумя одинаковыми главными осями вдоль проводящей плоскости и меньшей главной осью в межслоевом направлении. Анализ полученных экспериментальных результатов в рамках данной модели позволил получить как качественное, так и количественное согласие при оценке доли сверхпроводящей фазы, полученной при измерениях магнитной восприимчивости и электронного переноса.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант 18-32-00205, 18-02-01022, 18-02-00280, 16-02-00522).

Литература

1. V. Z. Kresin, Yu. N. Ovchinnikov, and S. A. Wolf, Physics Reports **431**, 231, **2006**
2. A. A. Sinchenko, P. D. Grigoriev, A. P. Orlov, A. V. Frolov, A. Shakin,
1. D. A. Chareev, O. S. Volkova, and A. N. Vasiliev, Phys. Rev. B **95**,
2. 165120, **2017**
3. P.D. Grigoriev, A.A. Sinchenko, K.K. Kesharpu, A. Shakin, T.I. Mogilyuk, A.P. Orlov, A.V. Frolov, D.S. Lyubshin, D.A. Chareev, O.S. Volkova, A.N. Vasiliev, JETP Letters, Vol. **105,** 786, **2017**

МЕТОД ИДЕНТИФИКАЦИИ ФАЗ ПРИ СПИНОДАЛЬНОМ РАСПАДЕ В ДВУМЕРНЫХ КОЛЛОИДНЫХ СИСТЕМАХ

Овчаров П. В., Крючков Н. П., Яковлев Е.В., Зайцев К. И., Юрченко С. О.

МГТУ им. Н.Э.Баумана
telemachor@gmail.com, st.yurchenko@mail.ru

Коллоидные суспензии являются хорошо известными модельными системами в физике мягкой материи [1]. Это системы, в которых частицы (псевдо-атомы) взаимодействуют между собой и могут демонстрировать фазовые переходы, подобно настоящим атомным системам. Модельные системы позволяют легко детектировать частицы, используя оптическую микроскопию и являются удобным инструментом для изучения фазовых переходов на кинетическом уровне (отдельных частиц).

Коллоидные системы выгодно отличаются от пылевой плазмы тем, что в них могут быть реализовано не только отталкивающее взаимодействие, но и притягивающее. Притягивающее взаимодействие между коллоидными частицами может быть индуцировано внешним полем, например, магнитным [2] или электрическим [3]. Благодаря наличию притягивающей составляющей потенциала в коллоидных системах могут существовать твёрдая, жидкая и газообразная фазы. Для обсуждаемых систем проблема детектирования отдельных коллоидных частиц уже была успешно решена [4], однако задача выделения конденсированных кластеров до недавнего времени не была решена.

Данная презентация посвящена методу распознавания фаз, который позволяет идентифицировать частицы в системе, относящиеся к газу, конденсату, и поверхности, основе анализа геометрии ячеек Вороного [5]. Метод распознавания фаз позволяет вычислить плотность газовой и конденсированной фазы и построить фазовую диаграмму. Метод был протестирован на системах с потенциалом типа Леннарда-Джонса с коротким и дальним притяжением. Такой способ проверки позволяет утверждать, что метод применим и для промежуточных видов взаимодействия. В работе показано, что метод с высокой точностью позволяет построить линии бинодали в области жидкость-газ, кристалл-газ, найти тройную точку, а также оценить положение критической точки. Также была

исследована устойчивость метода к изменению параметров алгоритма и изменению начальных параметров системы. Продемонстрирована применимость предложенного метода для исследования фазовых диаграмм коллоидных систем с притягивающим потенциалом взаимодействия.

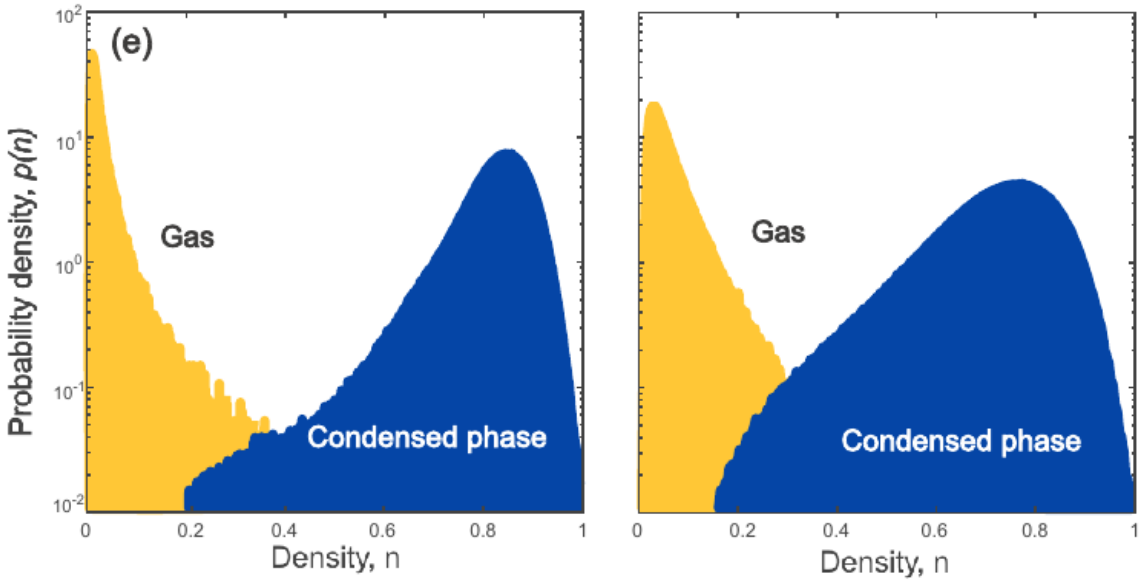


Рис. 1 Пример статистик ячеек Вороного для систем с низкой и высокой температурой.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда, проект № 17-19-01691.

Литература

1. A.V. Ivlev, C.P. Royall, H. Loewen, and G.E. Morfill, World Scientific, Singapure, **2009**
2. Du D., Li D., Thakur M., Biswal S.L., Soft Matter, **9**, 6867, **2013**
3. E.V. Yakovlev, K.A. Komarov, K.I. Zaytsev, N.P. Kryuchkov, K.I. Koshelev, A.K. Zotov, D.A. Shelestov, V.L. Tolstoguzov, V.N. Kurlov, A.V. Ivlev & S.O. Yurchenko. Sci. Rep. **7**, 13727, **2017**
4. Crocker J.C., Grier D.G., Journal of Colloid and Interface Science,**1996**
5. P.V. Ovcharov, N.P. Kryuchkov, K.I. Zaytsev, S.O. Yurchenko. J. Phys. Chem. C **121** (48), **2017**

ВЯЗКОСТЬ ЖИДКИХ СПЛАВОВ КОБАЛЬТА С БОРОМ И КРЕМНИЕМ

Олянина Н.В.*, Бельтюков А.Л., Ладьянов В.И.
Удмуртский федеральный исследовательский центр Уральского отделения Российской академии наук,
426067, Россия, г. Ижевск, ул. Т. Барамзиной, д. 34
**e-mail: oljanina@mail.ru*

В настоящей работе проведены исследования температурных (политерма) и концентрационных (изотерма) зависимостей кинематической вязкости расплавов систем Co-Si, Co-B и Co-Si-B.

Исследования вязкости проводили методом крутильных колебаний на автоматизированной установке [1] в защитной атмосфере гелия в тиглях из Al_2O_3 при наличии двух торцевых поверхностей трения [2].

Температурные зависимости вязкости расплавов систем Co-B и Co-Si (с содержанием металлоида до 54 ат.%), а так же расплавов $Co_{89}B_xSi_{11-x}$, $Co_{81}B_xSi_{19-x}$ и $Co_{75}B_xSi_{25-x}$ имеют монотонный характер и хорошо описываются уравнением Аррениуса. Это указывает на отсутствие резких изменений структуры расплавов при их нагреве.

Изотермы вязкости расплавов бинарных систем Co-B и Co-Si имеют немонотонный характер. В системе Co-B при содержании бора до 15 ат.% и в интервале от 36 до 50 ат.% вязкость практически не зависит от концентрации; в интервале концентраций от 20 до 36 ат.% B наблюдается интенсивный рост значений вязкости. Концентрационная зависимость вязкости расплавов системы Co-Si имеет куполообразный вид с максимальными значениями в интервале 30-40 ат.% кремния. Немонотонный характер концентрационных зависимостей вязкости является косвенным подтверждением структурных изменений, происходящих в расплаве, при изменении состава. В концентрационных интервалах с максимальными значениями вязкости в расплаве, по-видимому, реализуется ближнее упорядочение типа соединений Co_2B и Co_2Si соответственно.

Для системы Co-Si-B построены изотермы вязкости квазибинарных систем $Co_{89}B_{11}$–$Co_{89}Si_{11}$, $Co_{81}B_{19}$–$Co_{81}Si_{19}$ и $Co_{75}B_{25}$–$Co_{75}Si_{25}$. Полученные изотермы имеют монотонный характер, который не изменяется с увеличением температуры расплава. Замена атомов кремния атомами бора в этих системах практически не оказывает влияния на значения вязкости расплавов. Можно полагать,

что в расплавах тернарной системы в исследованном концентрационном интервале присутствуют области (атомные микрогруппировки) с ближним упорядочением, характерным для жидких бинарных сплавов и дополнительных соединений не образуется. Изменения концентрации бора и кремния сопровождаются изменением объемной доли микрогруппировок каждого типа.

Проведен обзор существующих уравнений для расчета концентрационных зависимостей вязкости металлических расплавов, основанных на данных термодинамических свойств (например, [3]). Эти уравнения можно разделить на две группы. К первой группе относятся уравнения, в которых в качестве параметров присутствуют значения вязкости чистых компонентов. Это уравнения Мелвина-Хьюза, Iida-Ueda-Morita, Козлова-Романова-Петрова, Sichen-Bygden-Seetharaman, Chhabra, Kaptay, Sato, Schick-Brillo-Egry-Hallstedt, Gąsior. Вторая группа – уравнения, не содержащие значения вязкости чистых компонентов: уравнения Hirai и Budai-Benko-Kaptay.

Проведены расчеты концентрационных зависимостей вязкости высокотемпературных расплавов как бинарных, так и тройных систем кобальта с бором и кремнием. Наилучшее совпадение с экспериментальной зависимостью показывают уравнения Козлова-Романова-Петрова [4] и Kaptay [5]. Для расчета по данным уравнениям необходимы только данные по вязкости чистых компонентов и интегральной энтальпии образования (смешения) расплава. Даже для систем с существенно разными значениями температур плавления чистых компонентов, как, например, в системе Co-B, эти уравнения предсказывают адекватные значения вязкости.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (№ гос. регистрации темы АААА-А17-117022250039-4) и частичной поддержке проекта фундаментальных исследований УрО РАН № 18-10-2-41.

Литература

1. А. Л Бельтюков и др., ПТЭ, № 2, 155, **2008**
2. Н. В. Олянина и др., Расплавы, № 2, 83, **2012**
3. W. Gąsior, CALPHAD, **44**, 119, **2014**
4. Л. Я. Козлов и др., Изв. вуз. Черная металлургия, № 3, 7, **1983**
5. G. Kaptay, Procceedings of microCAD 2003 conference, Miskolc, 23, **2003**

ТЕРМИЧЕСКАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ SII КЛАТРАТА КРЕМНИЯ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ И ТЕМПЕРАТУРАХ

Орлов Н.С., Шолин И.А.

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Россия
nikitasorlov95@gmail.com

Клатраты – это соединения включения, кристаллическая решетка которых содержит в себе полости, которые могут заполняться слабо связанными с основной решеткой атомами или молекулами. Начиная с 90-ых годов XX века клатратные структуры стали предметом активных экспериментальных и теоретических исследований [1]. Интерес к клатратам обусловлен перспективой применения такого рода материалов для фотовольтаики, а также использования в качестве высокотемпературных сверхпроводников и анодных материалов литиевых аккумуляторов.

В данной работе мы рассматривали клатратные структуры кремния sII типа Na_xSi_{136} $0<x\leq24$, кристаллическая решетка которого образована атомами кремния, а полости заполнены атомами натрия (Рис.1.). Нас заинтересовало это соединение, т.к. оно остается термически устойчивым при практически полном освобождении полостей (в отличие, например, от аналогичных по структуре водных гидратов).

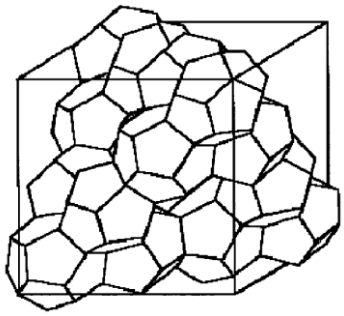


Рис.1. *Взаимное положение структурных элементов (додекаэдры и гексадекаэдры) в клатрате II типа* [2].

Практическое применение клатрата Na_xSi_{136} ограничено сохранением этой фазы в потенциальных условиях эксплуатации. Клатратная фаза Na_xSi_{136} является метастабильной как при нормальных условиях, так и в области высоких давлений и температур. Поэтому мы занялись определением области ее термической устойчивости. Ранее мы уже проводили исследования области термической устойчивости в атмосфере водорода методом термобарической закалки с выдержкой при определенных значениях давления и температуры в течение 24 часов. Фазовый состав образцов

определялся методом рентгеновской дифракции в криостате при 85 К. Граница области термической устойчивости клатрата в атмосфере водорода отмечена кривой на рис.2.

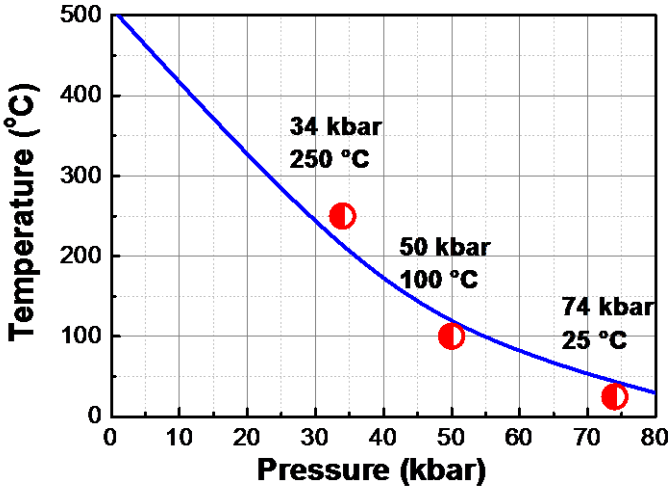


Рис.2. *Область термической устойчивости клатрата Na_xSi_{136} в атмосфере водорода (кривая линия) и в безводородной атмосфере (точки).*

В этом году мы продолжили наши исследования по аналогичной методике, но теперь в безводородной атмосфере. Мы проводили исследования при трех условиях по давлению и температуре (точки на рис. 2.). При выдержке в течение 24 часов при этих условиях у нас получилось, что фазовый состав образцов начинает меняться в сторону увеличения доли кремния с алмазной структурой. Уменьшение доли основной фазы Na_xSi_{136} составляло от 5 до 20 %. Сравнив результаты полученные ранее в атмосфере водорода с нашими нынешними результатами (две точки расположенные левее кривой), складывается впечатление, что в атмосфере водорода клатрат Na_xSi_{136} является более устойчивым. На наш взгляд, объем имеющихся у нас данных не позволяет утверждать это однозначно, но это интересный эффект, который будет предметом нашего дальнейшего изучения.

Работа выполнена при поддержке программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Физика конденсированных сред и материалы нового поколения».

Литература

1. Juli-Anna Dolyniuk et al., Mater. Sci. Eng. R-Rep., 108, **2016**
2. Edouard Reny et al., J. Mater. Chem., **8**, 2839, **1998**

ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА СВЕРХПРОВОДНИКА $BaNi_2As_2$ LDA+DMFT И ARPES

Павлов Н.С., Некрасов И.А.

Институт электрофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия
pavlovns@gmail.com

Сейчас в современной физике конденсированного состояния достаточно актуальны исследования железных сверхпроводников. Соединение $BaNi_2As_2$ является аналогом сверхпроводника $BaFe_2As_2$. В данном соединение критическая температура 0.7 К, тогда как в $BaFe_2As_2$ она составляет 32 К. В отличие от $BaFe_2As_2$ в системе $BaNi_2As_2$ электрон-электронные корреляции вблизи уровня Ферми проявляют себя слабо (ARPES зонная структура вблизи уровня Ферми хорошо согласуется с DFT зонной структурой [1]).

Известно, что на Ni-3d состояниях кулоновское взаимодействие достаточно велико, поэтому необходимо его учитывать при теоретическом описании зонной структуры. Также электрон-электронные корреляции приводят к конечному времени жизни и сдвигу зон. Цель данной работы исследовать ARPES спектр [2] сверхпроводника $BaNi_2As_2$ в широком энергетическом интервале в рамках LDA+DMFT подхода [3]. Параметры взаимодействия на Ni-3d состояниях были выбраны согласно предыдущим расчётам: U=4.5 эВ, J=0.85 эВ.

При проведении ARPES измерений величина волнового вектора в плоскости xy достаточно точно определяется. Величина волнового вектора по оси z вычисляется на основе закона сохранения энергии и не всегда может быть точно вычислена для конкретного измерения. Теоретические исследования позволяют сказать, при какой величине k_z вероятнее всего был получен ARPES спектр. Сравнение результатов расчётов и ARPES показано на Рис. 1. Анализ результатов LDA+DMFT расчётов показал, что лучшее согласие положения экспериментальных и теоретических квазичастичных зон наблюдается при k_z=0.95 π/a.

На Рис. 1 (c) показана LDA+DMFT спектральная функция, где квазичастичные зоны хорошо определены, корреляционные эффекты проявляются слабо (перенормировка зон ~1.2). В тоже время в ARPES спектрах квазичастичные зоны слабо определены (они заметно уширены). На Рис. 1 (d) учтено экспериментальное разрешение по

энергии и по волновому вектору. Видно, что общие структуры такой спектральной функции согласуются с ARPES данными Рис. 1 (a,b). Следовательно, плохо определённая зонная структура в ARPES в области 113-115 эВ является не следствием сильных корреляционных эффектов, а следствием экспериментального разрешения.

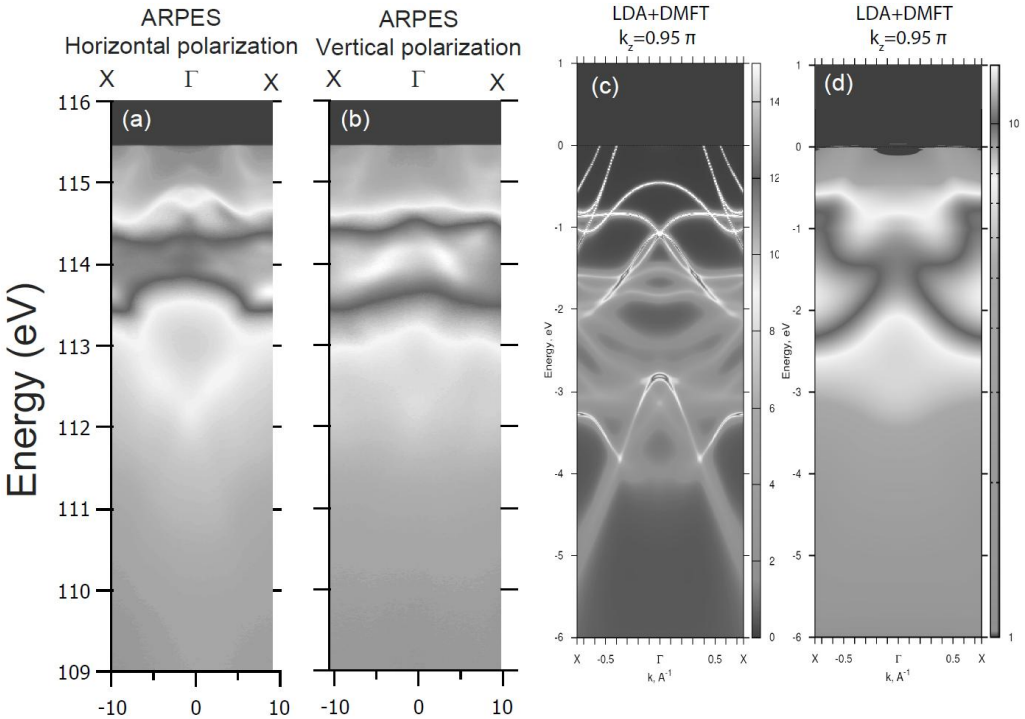


Рис. 1. Сравнение APRES данных [2], полученных с горизонтальной (a) и вертикальной (b) поляризацией света, и LDA+DMFT спектральной функции (c), LDA+DMFT спектральной функции с учётом экспериментального разрешения (d).

Работа выполнена при финансовой поддержке ФАНО в рамках госконтракта № 0389-2014-0001, при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант №17-02-00015) и в рамках программы Президиума РАН «Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости».

Литература

1. Bo Zhou et al., Phys. Rev. B **83**, 035110, **2011**
2. D. V. Evtushinsky et al., to be published
3. G. Kotliar et al., Rev. Mod. Phys., **78**, 865, **2006**

ДИНАМИКА ИЗМЕНЕНИЯ СВОЙСТВ РАСПЛАВА МЕТАЛЛА ПРИ БЫСТРОМ ОХЛАЖДЕНИИ

Писарев В.В., Норман Г.Э.

НИУ ВШЭ, МФТИ(ГУ), ОИВТ РАН
vpisarev@hse.ru

Рассмотрена динамика изменения вязкости, самодиффузии, структуры и некоторых других свойств расплавов металлов при быстром охлаждении от равновесной жидкости до кристаллического или аморфного состояний. Упор сделан на динамику изменения корреляций. Рассмотрены временные автокорреляционные функции (АКФ) сдвигового напряжения в тонкой пленке, определяющие вязкость расплава, и корреляционные функции смещений отдельных частиц расплава. Исследование проведено методом молекулярной динамики с потенциалом погруженного атома для расплавов алюминия и меди.

В процессе охлаждения Al ниже 600 К обнаружены следующие особенности АКФ сдвиговых напряжений: (а) рост дисперсии АКФ, рассчитанных в различных молекулярно-динамических запусках, что говорит о появлении неравновесности системы; в той же области температур появляются (б) колебания АКФ, содержащих нормальную к плоскости пленки компоненту, что говорит о появлении поперечных звуковых волн, и (в) резкое замедление релаксации при охлаждении пленки, что свидетельствует о резком росте вязкости расплава.

Таким образом, получено прямое свидетельство перехода расплава в неравновесное состояние при стекловании при высокоскоростном охлаждении. Температура перехода повышается с ростом скорости охлаждения, что также характерно для перехода жидкость-стекло.

Проведено сопоставление с другими критериями стеклования: расщепление второго пика парной корреляционной функции, увеличение числа икосаэдрических кластеров, изменение энергии активации самодиффузии и калориметрическим критерием. Выявлены две характерные температуры, их зависимости от скорости охлаждения.

При исследовании корреляций смещений атомов расплава обнаружена особенность функции CC(t), равной среднему косинусу

угла между смещениями двух частиц за время t и определяемой формулой

$$CC_{R_0}(t) = \langle (\Delta \boldsymbol{r}_i \cdot \Delta \boldsymbol{r}_k)/(\Delta r_i \cdot \Delta r_k) \rangle_{|\boldsymbol{r}_i(0)-\boldsymbol{r}_k(0)|=R_0} = \langle \cos\varphi \rangle_{|\boldsymbol{r}_i(0)-\boldsymbol{r}_k(0)|=R_0},$$

где $\Delta \boldsymbol{r}_i$ – смещения атомов за время t, угловые скобки означают усреднение по всем парам атомов, находящимся в начальный момент времени на расстоянии R_0 друг от друга [1]. При температурах выше температуры плавления коррелятор CC(t) практически постоянен. При переходе в область переохлажденного расплава начинается рост этого коррелятора. Таким образом, хотя термодинамические функции гладко меняются при переходе в метастабильную фазу [2,3], кинетические характеристики, в частности, корреляции, имеют излом.

Тезисы подготовлены при финансовой поддержке гранта президента РФ МК-1404.2017.8.

Литература

1. В.П. Волошин и др., Журнал структурной химии, **55**, 1097, **2014**
2. Л.Д.Ландау, Е. М. Лифшиц. Теоретическая физика., Т. V. Статистическая физика. Ч. I. 5-е изд. М.: ФИЗМАТЛИТ, **2002**
3. А.Ф. Андреев, ЖЭТФ, **64**, 2064, **1963**

ОБРАЗОВАНИЕ ВОДЫ ИЗ ФАЯЛИТА Fe_2SiO_4 ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ ВОДОРОДА

Прокошин А. В.[1,2], Ефимченко В. С.[1]
[1]*Институт физики твердого тела РАН*
[2]*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова*
prokoshin.artem@gmail.com

Ранее образование воды при разложении силиката железа Fe_2SiO_4 в атмосфере водорода наблюдалось при давлениях ниже 1 атм. и температурах выше 800 °C [1]. Предполагается, что с помощью этой реакции участники будущих лунных космических экспедиций смогут получать воду и кислород из железосодержащих силикатных минералов [2].

Изучение реакции фаялита с водородом при высоких давлениях также важно для геофизики и геохимии, поскольку оба вещества содержатся в земной коре и верхней мантии.

Нами было проведено гидрирование фаялита при давлении водорода P=75 кбар и температуре T=280 °C с последующей закалкой до температуры жидкого азота и понижением давления до атмосферного. Полученный образец был изучен при атмосферном давлении и температуре жидкого азота методами рентгеновской дифракции и комбинационного рассеяния света (КРС). Обнаружено, что после гидрирования фаялит полностью распадается на гидрид железа FeH с двойной ГПУ структурой [3] и коэсит – фазу высокого давления SiO_2. Часть кислорода, оставшаяся после разложения Fe_2SiO_4, должна была прореагировать с водородом и образовать воду. Однако в спектрах КРС и рентгеновской дифракции каких-либо особенностей, соответствующих наличию водного льда, обнаружено не было.

Для того, чтобы доказать или опровергнуть наличие воды, методом квадрупольной масс-спектрометрии было проведено исследование химического состава газа, выделявшегося при нагреве в вакууме закаленных образцов дейтерированного фаялита.

Насыщение фаялита дейтерием происходило при тех же давлениях и температурах, что и гидрирование. Замена водорода на дейтерий было сделана для того, чтобы при анализе масс-спектров можно было отличить воду, образовавшуюся при разложении фаялита, от воды, попавшей в измерительную ампулу,

предварительно охлажденную в жидком азоте, при помещении в нее закаленного образца.

Масс-спектры были получены на квадрупольном масс-спектрометре XT100M компании Extorr при непрерывном отогреве дейтерированного фаялита от T= –196 до +20 °C в кварцевой ампуле, откачанной до 10^{-8} торр при температуре жидкого азота. Для сравнения, аналогичным образом были изучены масс-спектры газа в ампуле, не содержащей образца. Ионизация газа во всех случаях осуществлялась электронным ударом с энергией электронов 70 эВ.

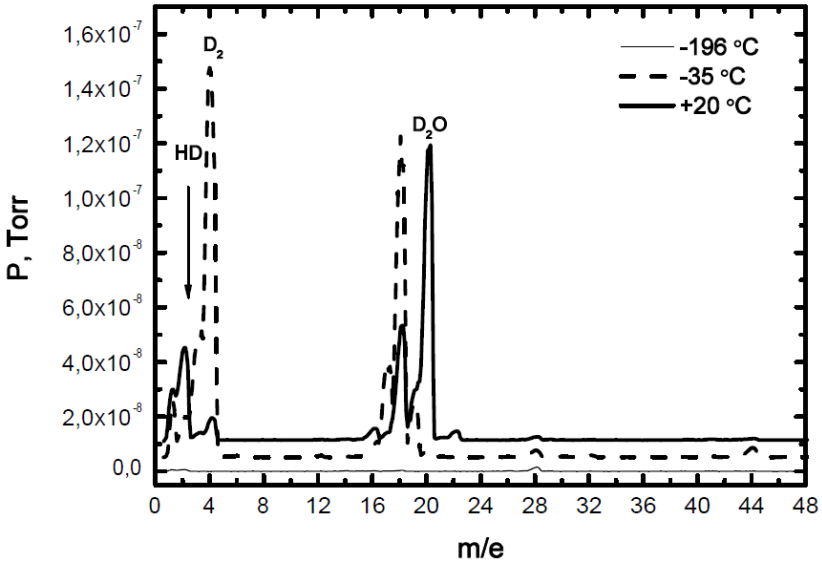


Рисунок 1. Масс-спектры газа, выделявшегося при нагреве фаялита, дейтерированного при P=75 кбар и T=280 °C.

Полученные масс-спектры показаны на рисунке 1. При температуре –35 °C наибольшую интенсивность имели пики при m/e=3 и 4, соответствующие молекулам HD и D_2. Наиболее вероятно, их возникновение было связано с выделением дейтерия из соединения FeD, образовавшегося после распада фаялита. При дальнейшем нагреве ампулы с дейтерированным фаялитом до T=+20 C наиболее интенсивными были пики при m/e=19 и 20, соответствующие молекулам D_2O и HDO, не наблюдавшиеся при аналогичном нагреве пустой ампулы. Таким образом, их наличие может быть связано только с испарением тяжелой воды D_2O, образовавшейся после распада фаялита под давлением дейтерия P=75 кбар и T=280 °C.

Работа поддержана грантом № 18-02-01175 Российского фонда фундаментальных исследований.

Литература

1. I. Gaballah et. al. Men.Sci. Rev. Metall., 735, **1975**.
2. C. C. Massieon et al., Ind. Eng. Chem. Res. **32**, 1239, **1993**.
3. V. E. Antonov et. al., J. Alloys and Compounds, **264**, 214, **1998**

КИНЕТИКА КРИСТАЛЛИЗАЦИИ БЫСТРОЗАКАЛЕННОГО АМОРФИЗУЮЩЕГОСЯ СПЛАВА $Cu_{48}Zr_{48}Al_4$

Куликова Т.В., Рыльцева А.А., Пикулина Е.В., Шуняев К.Ю.

Институт металлургии УрО РАН, г. Екатеринбург

aleaiil@mail.ru

Система Cu-Zr обладает уникальной стеклообразующей способностью и является основой для разработки отдельного класса объемных металлических стекол [1-3]. Бинарный сплав $Cu_{50}Zr_{50}$ также демонстрирует эффекты памяти формы из-за обратного мартенситного превращения. Хорошо известно, что небольшие добавки алюминия существенно улучшают как стеклообразующую способность, так и механические свойства бинарных сплавов Cu-Zr [4-7]. Наиболее актуальные составы тройных сплавов для получения объемоаморфных образцов находятся в узком концентрационном интервале (x = 0 - 8 ат. %) $Cu_{50-x}Zr_{50-x}Al_{2x}$ [6]. В связи с этим в данной работе были проведены структурные и термические исследования сплава $Cu_{48}Zr_{48}Al_4$ методами термического (прибор STA 409 Luxx NETZSCH) и рентгенофазового (дифрактометр Shimadzu XRD-7000) анализов. На основе полученных данных проведены исследования кинетики кристаллизации $Cu_{48}Zr_{48}Al_4$. Для описания процессов кристаллизации и определения их кинетических параметров проведено кинетическое моделирование методом многовариантной нелинейной регрессии, реализованным в пакете Netzsch Thermokinetics.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 18-32-00127 мол_а).

Литература

1. A.Inoue, Acta Mater, 48, 279 – 306, **2000**
2. A.Inoue, W. Zhang, Mater Trans, 45, 584 – 587, **2004**
3. C.Y. Son, C.K. Kim, S.Y. Shin, S. Lee, Mater. Sci. Eng., 508, 15 – 22, **2009**
4. F. Lu, L. T. Kong, Z. Jiang, et al., J. Mater. Sci., 49, 496 – 503, **2014**
5. D. Wang, H. Tan, Y. Li, Acta Mater., 53, 2969 – 2979, **2005**
6. Q. Zhang, W. Zhang, G. Xie, A. Inoue, Mater. Trans., 48(7), 1626, **2007**
7. J. Das, S. Pauly, C. Duhamel et al., J. Mater. Res., 22, 326 – 333, **2007**

СТРУКТУРЫ ЗОЛОТОГО СЕЧЕНИЯ В СИСТЕМЕ С ДВУХ-МАСШТАБНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Рыльцев Р. Е [1,2], Щелкачев Н.М.[2]

1) Институт металлургии УрО РАН, Екатеринбург
2) Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Москва
rrylcev@mail.ru

Эффективные парные потенциалы, описывающие взаимодействие между частицами в металлических сплавах, молекулярных системах и мягкой материи, часто являются мультимасштабными, то есть имеют несколько минимумов, перегибы в отталкивающей части потенциала и т.п. Следствием этого становится существование нескольких характерных длин связей между частицами, конкуренция между которыми может приводить к аномалиям физических свойств [1], стеклованию [2] и образованию сложных кристаллических и квазикристаллических фаз [1,3,4]. Одним из простейших потенциалов такого типа является двухмасштабный RSS (Repulsive Shoulder System) потенциал, имеющий отрицательную кривизну в области отталкивания:

$$U_{RSS}(r) = \varepsilon\left(\frac{d}{r}\right)^n + \varepsilon\left[1 - \tanh\left(k(r-\sigma)\right)\right]. \qquad (1)$$

Такой потенциал может рассматриваться в качестве простейшей модели, описывающей эффективное взаимодействие в стерически стабилизированных коллоидах. Ранее было показано [1-4], что свойства RSS существенно зависят от значения параметра σ, определяющего ширину отталкивающей ступеньки, то есть соотношение между двумя пространственными масштабами (длинами связей). Однако, не менее важным может оказаться влияние параметра k, определяющего степень мягкости отталкивающей ступеньки.

В данной работе мы систематически исследуем структуру твердых фаз RSS при различных значениях плотности и параметра k с фиксированным значением $\sigma = (1+\sqrt{5})/2 \approx 1.618$, то есть при соотношении масштабов, равном золотому сечению. Подобный выбор масштабов обусловлен тем, что указанное соотношение способствует

формированию локального икосаэдрического порядка и характерно для квазикристаллических структур.

При варьировании плотности системы в интервале 0.5-1.2 (в безразмерных Леннард-Джонсовских единицах) и параметра мягкости *k* в интервале 2-10, были получены различные кристаллические и квазикристаллические фазы: hcp, bcc, hP2 (Mg), β-Mn, два различных типа додекагональных квазикристаллов, неупорядоченная аморфная фаза, а также икосаэдрический квазикристалл. Отметим, что фаза икосаэдрического квазикристалла, была получена впервые для систем с двухмасштабным взаимодействием. Таким образом, было показано, что значение мягкости потенциала в RSS может существенно изменять структуру твердых фаз, образующихся из высокотемпературной жидкой фазы при охлаждении.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 18-12-00438).

Литература

1. Y. D. Fomin, N. V. Gribova, V. N. Ryzhov, S. M. Stishov, D. Frenkel, J. Chem. Phys., **129**, 064512, **2008**
2. R.E. Ryltsev, N.M. Chtchelkatchev, V.N., Phys. Rev. Lett., **110**, 025701, **2013**
3. R.E. Ryltsev, B.A. Klumov, N.M. Chtchelkatchev, Soft Matter **11**, 6991, **2015**
4. R.E. Ryltsev, N.M. Chtchelkatchev, Soft Matter, **13**, 5076, **2017**

АНОМАЛЬНЫЕ ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ВЕРХНЕГО КРИТИЧЕСКОГО ПОЛЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК ВТСП YBCO С КОНРОЛИРУЕМОЙ ДОЗОЙ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ

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

Настоящая работа посвящена экспериментальной проверке оригинальной научной идеи, которая может являться одной из возможных причин аномального поведения $H_{c2}(T)$, обладающего положительным значением $d^2H_{c2}(T)/dT^2$ вблизи критической температуры $T_{c0}=T_c(H=0)$. Данная идея связана с влиянием дефектов на сверхпроводящий фазовый переход и заключается в следующем: при постепенном увеличении H в неупорядоченном образце происходит структурный переход (кроссовер) от состояния с регулярной решеткой вихрей Абрикосова к состоянию со случайно распределенными сверхпроводящими островками [1]. Указанный переход приводит к увеличению флуктуационного верхнего критического магнитного поля отдельных сверхпроводящих зародышей по сравнению со значением, которое определяется средней по образцу длиной сверхпроводящих корреляций. А вследствие этого, происходит уширение резистивного перехода образца по температуре при постепенном увеличении внешнего магнитного поля. Можно предложить несколько способов определения $H_{c2}(T)$, выбирая разные критерии для определения T_c из транспортных измерений резистивной зависимости R(T). Обычно экспериментально данный критерий определяется из условия: $R(T_c,H)=gR_n$, где R_n – сопротивление материала в нормальном состоянии. Меняя параметр g от 0 до 1, получаем набор разных зависимостей $H_{c2}(T)$. Выбирая значение g близкое к 1, скажем, 0.9

(онсет резистивного перехода), мы находим критическую температуру изолированных сверхпроводящих островков.

В работе выполнены резистивные измерения пленки высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO) толщиной 200 нм в сильных магнитных полях H (до 12T). Пленка YBCO выращивалась методом магнетронного распыления на подложках из алюмината лантана. Проведено несколько экспериментальных серий транспортных измерений узких мостиков на основе выращенной пленки YBCO с разной дозой D имплантированных ионов кислорода средних энергий (E=100 кэВ). Ионная имплантация была необходима для контролируемого изменения свойств пленки [2]. Постепенное увеличение D 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). Сопротивления мостиков и их критические параметры измерялись стандартным четырехзондовым методом.

В итоге, в работе экспериментально исследованы: (а) зависимость критической температуры T_{c0} от концентрации нейтральных дефектов в ВТСП мостиках; (б) линии фазового перехода $H_{c2}(T)$ для нескольких доз ионной имплантации и для разных резистивных уровней $R(T_c,H)= gR_n$, где g изменяется от 0 до 1. В рамках теоретических исследований в настоящей работе найдено аналитическое выражение для линии фазового перехода $H_{c2}(T)$ сверхпроводников с пространственно модулированным коэффициентом диффузии за счет внесения нейтральных дефектов (необычный тип спаривания [d-wave]), учитывая факт подавления сверхпроводимости примесями в нулевом магнитном поле. Получено хорошее соответствие между экспериментальными данными по $H_{c2}(T)$ и соответствующими теоретическими формулами.

Исследования выполнены при поддержке грантов РФФИ №15-02-04027 и 15-42-02195, гранта РНФ №15-12-10020 и программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости».

Литература

1. A. A. Kopasov, D. A. Savinov, and A. S. Mel'nikov, Phys. Rev. B, **95**, 104520, **2017**
2. В. К. Васильев, Д. С. Королев, С. А. Королев, Д. В. Мастеров, А. Н. Михайлов, А. И. Охапкин, С. А. Павлов, А. Е. Парафин, П. А. Юнин, Е. В. Скороходов, Д. И. Тетельбаум, Поверхность, **4**, 1, **2016**

ДЕЯТЕЛЬНОСТЬ НАУЧНОГО СОВЕТА РАН ПО ФИЗИКЕ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД В РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

Сагоян Л.И.

Институт физики твердого тела РАН
lsag@vmail.ras.ru

В 1992 году в связи с политическими событиями в стране АН СССР была преобразована в Российскую академию наук (РАН).

Постановлением Президиума РАН № 29 от 14.01.92 года приостановлена работа научных советов и комиссий АН СССР.

Постановлением Президиума РАН № 13 от 26.01.99 г. создаётся Научный совет РАН по физике конденсированных сред. Меняется структура и состав совета. Образуется 9 Секций Совета по основным направлениям исследований в этой области: теория твёрдого тела, физика кристаллов, физика высоких давлений, магнетизм, физика сегнетоэлектриков и диэлектриков, физика поверхности, неразрушающие физические методы контроля, исследование конденсированных сред ядерно-физическими методами, физика прочности и пластичности.

Деятельность Научного совета РАН по физике конденсированных сред в первую очередь связана с именем академика Ю.А.Осипьяна, который его возглавлял с 1987 по 2008 год.

Академик Ю.А.Осипьян – крупный учёный-физик, Советник по науке Президента СССР, вице-президент АН СССР (1988-1991), президент IUPAP (1991-1994), известный политический и общественный деятель государственного масштаба. Блестящий организатор и аналитик (ак. А. С. Боровик-Романов). Он первым в

стране создал новую систему управления наукой на конкурсной основе, руководил Государственной программой по высокотемпературной сверхпроводимости и ГНТП «Актуальные направления в физике конденсированных сред», создал совместно с ак. Г. В. Курдюмовым ИФТТ РАН в 1963 год.

В связи с кончиной ак. Ю. А. Осипьяна, решением Бюро ОФН РАН от 12.11.2008 г. Научный совет РАН по физике конденсированных сред возглавляет чл.-к. РАН В. В. Кведер (2008 – н/вр.). Пересмотрена структура Совета. Создана Секция «Нанотехнологии и наноматериалы», которая вошла в состав Совета.

В. В. Кведер - чл.-к. РАН (2006), директор ИФТТ РАН (2002-2017), зам. академика-секретаря ОФН РАН (2012–н/вр.), вице-президент IUPAP.

Все главные вопросы Совет решает на Бюро Совета, в составе которого представлены руководители всех входящих в его состав 10 Секций. Ежегодно Бюро Совета собирается на итоговые заседания, где заслушиваются сообщения руководителей Секций Совета о важнейших результатах научных исследований по проблеме и научно-организационной деятельности Секций за истекший год. В результате обсуждения лучшие работы года рекомендуются в доклад Президенту и Правительству РФ. Общий годовой отчёт Совета направляется в ОФН РАН.

Принятый в 2013 году закон о РАН № 253 и реформа академического сектора науки лишили РАН возможности полноценно заниматься научно-организационной деятельностью. Это также сказалось на деятельности научных советов РАН.

В сентябре 2017 года прошли выборы нового руководства РАН. В результате договорённостей главы государства В. В. Путина и Президента РАН ак. А. М. Сергеева в ГД РФ внесён новый законопроект о РАН, расширяющий её права и полномочия. Поправки в закон о РАН предусматривают переход на новый уровень координации фундаментальных исследований, прогнозирование, международное научное сотрудничество, популяризацию науки среди граждан страны (научная дипломатия).

Поставленные перед РАН цели и задачи потребуют активизации деятельности Академии наук и, в первую очередь, работы её Отделений и научных советов.

ПЕРЕХОД ТВЕРДОГО ВОДОРОДА В ПРОВОДЯЩЕЕ СОСТОЯНИЕ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

Норман Г.Э., Саитов И.М.

НИУ ВШЭ, МФТИ(ГУ), ОИВТ РАН
saitovilnur@gmail.com

Предположение о существовании металлического водорода выдвинуто Вигнером и Хантингтоном в 1935 г. Получена оценка давления металлизации при нулевой температуре в 25 ГПа. Тема продолжена многими теоретиками, которые увеличивали требуемое давление. В.Л. Гинзбург [1] включил эту проблему в список особенно важных и интересных проблем физики. Развивались и экспериментальные исследования. Однако только в 2017 г. было обнаружено резкое увеличение коэффициента отражения водорода при давлении 495 ГПа и температуре 5.5 К, что интерпретировалось как переход твердого водорода в проводящую фазу [2]. В докладе сделан обзор теоретических и экспериментальных работ, а также предложений о практических приложениях металлического водорода. Упор сделан на последние теоретические и экспериментальные исследования и оригинальные результаты авторов доклада.

В [3] получена оценка точки перехода водорода в металлическое состояние 217 К при давлении 500 ГПа в предположении, что структура проводящей фазы имеет группу симметрии $I4_1/AMD$. Существование моноатомного металлического водорода в диапазоне давлений 350 – 500 ГПа проанализировано в [4] в рамках теории функционала плотности (ТФП): показано, что (а) атомарный водород, имеющий решетку с симметрией FDDD, является стабильной фазой, (б) структура FDDD устойчива при понижении давления и переходе в область метастабильности. В [5] сопоставлены метод Монте Карло и ТФП с молекулярной динамикой на интегралах по траекториям при температурах 200 К и 414 К в диапазоне давлений от 250 ГПа до 500 ГПа. Исследованы парные корреляционные функции (ПКФ) и электропроводность. В рамках ТФП был использован функционал, учитывающий дисперсионное взаимодействие, что приводит к распаду молекул водорода при более сильном сжатии в сравнении с функционалами, не учитывающими данный эффект.

В данной работе в рамках ТФП и квантовой молекулярной динамики рассчитаны зависимости давления, электропроводности и протон-протонных ПКФ от плотности в диапазоне 1.14 – 2.0 г/см^3 при температурах 50 и 100 К. Рассчитанный диапазон давлений 300 – 1200 ГПа, т.е. твердая фаза. Расчеты проводятся с использованием пакета VASP. Для обменно-корреляционного взаимодействия используется приближение обобщенных градиентов с параметризацией в форме функционала PBE. В качестве начальной конфигурация используется моноклинная решетка группы C2/c, так как данная структура является наиболее устойчивой в области давлений выше 260 ГПа, что при рассматриваемых температурах соответствует фазе III твердого водорода. Число протонов в элементарной ячейке 24.

Обнаружен структурный переход при давлении 602 ГПа, характеризующийся заметным скачком электропроводности и резким уменьшением числа молекул H_2. При значении плотности 1.563 г/см^3 и давления 602 ГПа происходит исчезновение пика ПКФ на расстоянии 0.74 Å, соответствующем межатомному расстоянию в молекуле H_2, что является указанием на распад молекул H_2. При этом резко увеличивается значение электропроводности до 85300 (Ом·см)$^{-1}$ и возникает пик ПКФ на расстоянии 0.92 Å. Это расстояние равно межпротонному расстоянию в молекулярном ионе H_3^+. Такое положение первого максимума ПКФ остается неизменным в диапазоне давлений 602 – 832 ГПа. Это говорит о неявном появлении ионов H_3^+ в структуре твёрдого водорода при его переходе в проводящее состояние. Таким образом, природа перехода сочетает ионизацию со структурными изменениями. При дальнейшем сжатии первый максимум ПКФ начинает соответствовать среднему расстоянию между протонами при заданной плотности, что указывает на полную диссоциацию ионов водорода. Сильная ионизация при фазовом переходе в плотном твердом водороде/дейтерии сближает этот переход с плазменным фазовым переходом во флюиде водорода.

Работа проведена при поддержке гранта РНФ 18-19-00734.

Литература

1. В.Л. Гинзбург О физике и астрофизике. М.: Наука **1992, 2001**
2. R. Dias, I. F. Silvera, Science, **355**, 715, **2017**.
3. Н.А. Кудряшов и др., Письма в ЖЭТФ, **104**, 488, **2016**
4. Н.Н. Дегтяренко и др., Письма в ЖЭТФ, **105**, 624, **2017**
5. G. Rillo et al, J. Chem. Phys. **148**, 102314 **2018**

ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРИИ АБРАХАМСА-ВОЛЬФЛЕ К ОПИСАНИЮ ЭСР В ГЕКСАБОРИДЕ ЦЕРИЯ

Самарин А.Н., Гильманов М.И., Семено А.В., Демишев С.В.

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
Московский физико-технический институт
sasha@lt.gpi.ru

В недавней работе [1] были представлены результаты анализа электронного спинового резонанса (ЭСР) в Кондо-решетке CeB_6. Одной из интересных особенностей является аномальная температурная зависимость осциллирующей намагниченности от температуры $M_0(T)$, которая может быть найдена в рамках модели локализованных магнитных моментов (ЛММ). Для направления [100] в диапазоне температур T ~ 2.4-2.6 K наблюдалось превышение осциллирующей намагниченности над статической ($M_0 > M$).

Теория ЭСР Абарахамса-Вольфле [2] была разработана специально для объяснения формы резонансной линии в Кондо-решетке $YbRh_2Si_2$. Модель учитывает вклад в ЭСР от ЛММ и электронов проводимости [2]. Каждый вклад характеризуется свим g-фактором (g_f, g_c) и шириной резонансной линии (W_f, W_c). В данной модели динамическая магнитная восприимчивость

$$\chi \sim \mu_B^2 (g_f^2\chi_{ff} + g_c^2\chi_{cc} + 2g_cg_f\chi_{cf})$$

представляет собой сумму трех членов: ЛММ (χ_{ff}), электронов проводимости (χ_{cc}) и вклада, описывающего взаимодействие ЛММ и зонных электронов (χ_{cf}) [2].

В настоящей работе было показано, что теория Абрахамса-Вольфле [2] позволяет описать экспериментальные кривые резонансного поглощения, считая, что осциллирующая намагниченность совпадает со статической ($M_0 = M$), а g-факторы одинаковы ($g_f = g_c$). Было показано, что наша модель позволяет качественно и количественно описать ЭСР в гексабориде церия. На рис. 1 приведена температурная зависимость расчетной ширины линии ЭСР от локализованных магнитных моментов $W_f(T)$, которая увеличивается с температурой. Был оценен вклад электронов проводимости в линию поглощения: ширина линии

ЭСР от зонных электронов $W_c(T)$ оценивается в 30-75 раз больше $W_f(T)$ (рис. 1) и наблюдается в эксперименте как широкая базовая линия. Показано, что при анализе в рамках модели ЛММ именно вклад зонных электронов приводит к аномальному отклонению осциллирующей намагниченности от статической, наблюдавшейся в [1].

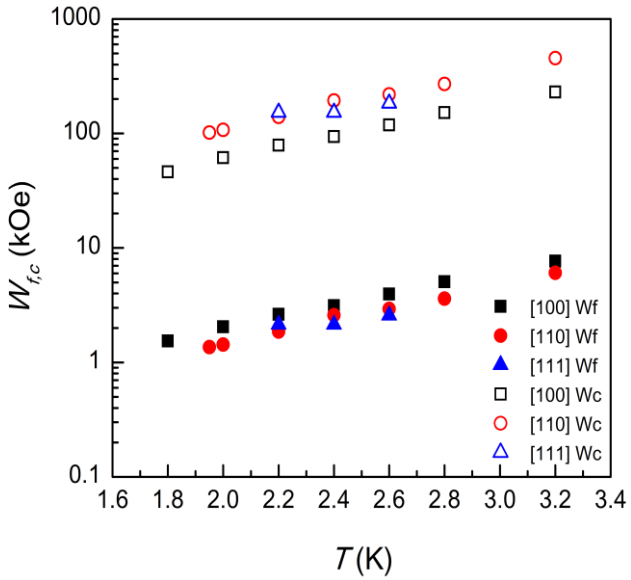


Рис. 1. Температурные зависимости ширины линии ЭСР для различных кристаллографических направлений. W_f – вклад от ЛММ, W_c – вклад от зонных электронов.

Работа выполнена при поддержке 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.V. Semeno et al., Sci. Rep. 6, 39196, **2016**
2. E. Abrahams et al., Phys. Rev. B 78, 104423, **2008**

ДИСЛОКАЦИОННАЯ МОДЕЛЬ ПЛАВЛЕНИЯ В 3D: ВАЖНЫЕ СЛЕДСТВИЯ

Сон Л.Д.

Уральский государственный педагогический университет, Екатеринбург, Россия
ldson@yandex.ru

Теория плавления, основанная на статистике топологических дефектов, получила широкое распространение для двумерных систем – см., например, обзор [1]. В предыдущем докладе [2] мы обсуждали детали построения аналогичной теории для трехмерны систем. В частности, затрагивались физические основания и область применимости теории, а также математические проблемы вычисления статсуммы по конфигурациям криволинейных объектов [3-6]. Кроме того, мы упомянули упрощенную феноменологическую теорию, которая следует из дислокационных представлений [7-9]. В настоящем докладе мы даем краткий обзор этих результатов. При развитии всякой содержательной теории при решении поставленных задач возникают новые, поэтому далее мы фокусируемся именно на них.

К их числу относится, во – первых, описание кинетики кристаллизации, которая кардинально не похожа на диффузионный рост зародыша. Рост кристалла в дислокационной модели происходит через ориентационное присоединение больших (порядка десяти межатомных расстояний) блоков.

Во – вторых, возникает вопрос об описании структуры жидкости вблизи плавления. Вопрос этот старый, и рассуждения о «квазигазовой» и «квазикристаллической» жидкостях ведутся уже давно, но дислокационная модель дает основания для новой точки зрения: различие между ними заключается в **топологической связности** области с хорошим локальным порядком.

В – третьих, встает вопрос о стеклообразовании в системах с дислокационным плавлением. Естественным способом сдвиговой релаксации в таких системах является скольжение дислокаций, поэтому теория аморфизации (появления сдвиговой жесткости) должна опираться на дислокационные представления.

Обсуждение этих трех проблем и является основным содержанием нашего доклада.

Работа поддержана РФФИ (18-03-00433, 18-02-00643).

Литература

1. В.Н.Рыжов, Е.Е.Тареева, Ю.Д.Фомин, Е.Н.Циок. УФН **187**, 9, 921 **2017**
2. Л.Сон, О.Тутынина. Тезисы докладов, с.138-139, **2017**
3. D.R.Nelson, J.Toner. Phys.Rev. **B24,** 363, **1981**
4. С.П.Обухов. ЖЭТФ, **83**,11, 1978, **1982**
5. А.З.Паташинский, Б.И.Шумило. ЖЭТФ, **89,** 1, 315, **1985**
6. А.З.Паташинский, Л.Д.Сон. ЖЭТФ, **103**, 3, 1087, **1993**
7. А.С.Митусь, А.З.Паташинский. ЖЭТФ, **80,** 4, 1551, **1981**
8. L.D.Son, G.M.Rusakov, A.Z.Patashinski, M.A.Ratner. Physica A, **248**, 3-4, 305-322, **1998**
9. L.Son, G.Rusakov, N.Katkov. Physica A, **324**, 3-4, 334-344, **2003**

ВЛИЧНИЕ ТА (ДО 4 АТ.%) НА ПРОЦЕССЫ ЗАТВЕРДЕВАНИЯ РАСПЛАВА FE75B14SI11

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

Удмуртский федеральный исследовательский центр УрО РАН
irina.sterkhova@mail.ru

Система Fe-B-Si является основой большинства промышленно важных аморфных и нанокристаллических материалов с высокими механическими и магнитными свойствами [1-2]. Микролегирование этих сплавов оказывает существенное влияние как на их склонность к аморфизации, так и на их свойства. В [3, 4] показано, что легирование эвтектического сплава $Fe_{75}B_{15}Si_{10}$ тугоплавкими элементами, такими как Nb и Zr (от 1 до 4 ат.%) повышает его стеклообразующую способность и магнитомягкие характеристики. Кроме того, структура и свойства сплава во много зависят от условий его затвердевания. При этом большое значение имеют состояние жидкой фазы перед затвердеванием и условия охлаждения расплава. В связи с этим в работе проведено исследование влиянии Та (до 4 ат.%) на процессы затвердевания расплава $Fe_{75}B_{15}Si_{10}$ в условиях охлаждения со скоростями $1\text{-}10^3$ °С/с.

Проведенные раннее исследования вязкости расплавов $(Fe_{0,75}B_{0,15}Si_{0,1})_{100-x}Ta_x$ (x=1-4) [5] показали наличие седиментационных процессов в расплавах с концентрацией Та более 1,5 ат.%, которые оказывают влияние на состояние жидкой фазы и должны учитываться при выборе условий затвердевания исследованных расплавов, в частности при их аморфизации.

В работе проведены исследования процессов кристаллизации расплавов $(Fe_{0,75}B_{0,15}Si_{0,1})_{100-x}Ta_x$ (x=1-4) в зависимости от температуры жидкой фазы перед охлаждением в широком диапазоне скоростей охлаждения (1-10^3 °С/с). Кристаллизацию расплавов при охлаждении со скоростями 20-100 °С/мин проводили в режиме термоциклирования образца методом дифференциального термического анализа. Затвердевание исследованных расплавов при скоростях охлаждения 10^2-10^3 °С/с проводили методом насасывания расплава при заданной температуре в капилляры из кварцевого стекла с внутренним диаметром 3мм с закалкой в холодную воду. Анализ структур полученных в различных условиях охлаждения проводили методами рентгеноструктурного анализа и металлографии.

Исследование кристаллизации расплавов $(Fe_{0,75}B_{0,14}Si_{0,11})_{100-x}Ta_x$ (x=0-4) ($V_{охл}$=20-100 °С/мин) показало, что повышение концентрации Та в сплаве более 2ат.% сопровождается изменением характера затвердевания. Кристаллизация сплавов с концентрацией Та до 2 ат.% сопровождается двумя экзотермическими эффектами, тогда как сплавы с концентрацией более 2 ат.% Та кристаллизуются в три стадии. При этом в расплавах с концентрацией Та до 2 ат.% на первой стадии выделяются первичные кристаллы твердого раствора на основе α-Fe, а для расплавов с концентрацией более 2 ат.% Та на первой стадии образуются первичные кристаллы FeTaB. Повышении скорости охлаждения расплавов до 100°С/мин сопровождается незначительны увеличением величины их переохлаждения. При этом повышение концентрации Та в сплаве более 2 ат.% также сопровождается увеличением величины двухфазной области, что не способствует их аморфизуемости. Кроме того, сплавы с концентрацией 1 и 2 ат.% Та характеризуются более высокими значениями переохлаждения. При этом температура расплава слабо влияет на ее величину, но оказывает существенное влияние на ширину двухфазной области. Разница между температурами солидус и ликвидус для сплавов с концентрацией до 2 ат.% Та резко уменьшается при охлаждении расплавов от температур выше 1300°С. Увеличение скорости охлаждения до 10^2-10^3 °С/с для расплавов с

концентрацией Та от 0,5 до 1,5 ат.% приводит к их неравновесной кристаллизации при которой до комнатной температуры сохраняется фаза Fe_3B, а при скоростях охлаждения 10^3 °С/с в них возможно образование аморфной фазы.

Исследование выполнено по теме НИР (№ АААА–А16–116021010084-2) и частичной поддержке проекта фундаментальных исследований УрО РАН № 18-10-2-41.

Литература

1. Y. Yoshizawa, S. Oguma, K. Yamauchi, J. Appl. Phys., **64**, 6044, **1988**
2. B. Shen, A. Inoue, C. Chang, Appl. Phys. Lett., **85**, 4911, **2004**
3. A. Inoue, B. Shen, Materials Transactions, **43**, 2350, **2002**
4. A. Inoue, B. Shen, Materials Transactions, **43**, 766, **2002**
5. В.И. Ладьянов, И.В. Стерхова, Л.В. Камаева, А.Ю. Корепанов, Р.З. Хадиулин, Химическая физика и мезоскопия, **3**, 416, **2017**

СТРУКТУРНЫЕ МЕХАНИЗМЫ АМОРФИЗАЦИИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ ПРИ КРУЧЕНИИ ПОД ВЫСОКИМ ДАВЛЕНИЕМ

Сундеев Р.В.[1,2], Глезер А.М.[1,3], Шалимова А.В.[1]

[1] ФГУП «ЦНИИчермет им. И.П.Бардина», Москва, Россия
[2] МИРЭА, Москва, Россия
[3] НИТУ «МИСиС», Москва, Россия
sundeev55@yandex.ru

Аморфные металлические сплавы (АМС) находят широкое практическое применение поскольку обладают целым рядом разнообразных уникальных свойств, например, имеют высокую прочность и твердость при достаточной пластичности на изгиб и сжатие, высокую прочность при растяжении, усталостную прочность и т.д. Наиболее распространенным способом получения АМС является метод закалки из расплава. В настоящее время стало очевидным, что аморфное состояние в металлических сплавах можно получить также в ходе больших пластических деформаций: например, кручение под высоким давлением (КВД), аккумулируемая прокатка.

В работе проведены эксперименты по изучению эволюции структуры и механического поведения в ходе деформации *in situ* исходно кристаллического сплава Ti_2NiCu при КВД при комнатной температуре. *In situ* зафиксирована кривая изменения момента кручения в зависимости от величины деформации, что позволило непосредственно наблюдать переход материала из кристаллического состоянии в аморфное в ходе КВД. Обнаружено резкое скачкообразное возрастание напряжения сдвига в ходе деформации исходно кристаллического сплава Ti_2NiCu. Установлено, что наблюдающийся эффект обусловлен деформационным фазовым переходом «кристалл $\Rightarrow$ аморфное состояние» и соответствующим изменением механизма деформации. Показано, что аморфизация материала начинается на границах зерен и фрагментов кристаллической фазы в результате реализации процессов зернограничного проскальзывания. Аморфизированные границы образуют «зернограничный каркас», который расширяется в ходе деформации и трансформируется в массивную аморфную фазу.

Методами рентгеноструктурного анализа, просвечивающей электронной микроскопии и EXAFS спектроскопии, изучены особенности локальной атомной структуры аморфного сплава Ti_2NiCu, полученного методом закалки из расплава и КВД. Показано, что возникающая в ходе КВД кристаллического сплава Ti_2NiCu и аморфная фаза имеет различную локальную атомную структуру в зависимости от величины деформации. Локальная атомная структура уплотняется под действием значительных деформационных воздействий и становится более «упорядоченной» при деформации, соответствующей $n = 6$, что может быть связано с протеканием в материале процессов, предшествующих кристаллизации.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 16-32-60034 мол_а_дк).

КРИТИЧЕСКАЯ ТЕМПЕРАТУРА ГЕТЕРОСТРУКТУР СВЕРХПРОВОДНИК/ФЕРРОМАГНЕТИК С МАГНИТНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ В ПЛОСКОСТИ ГРАНИЦЫ

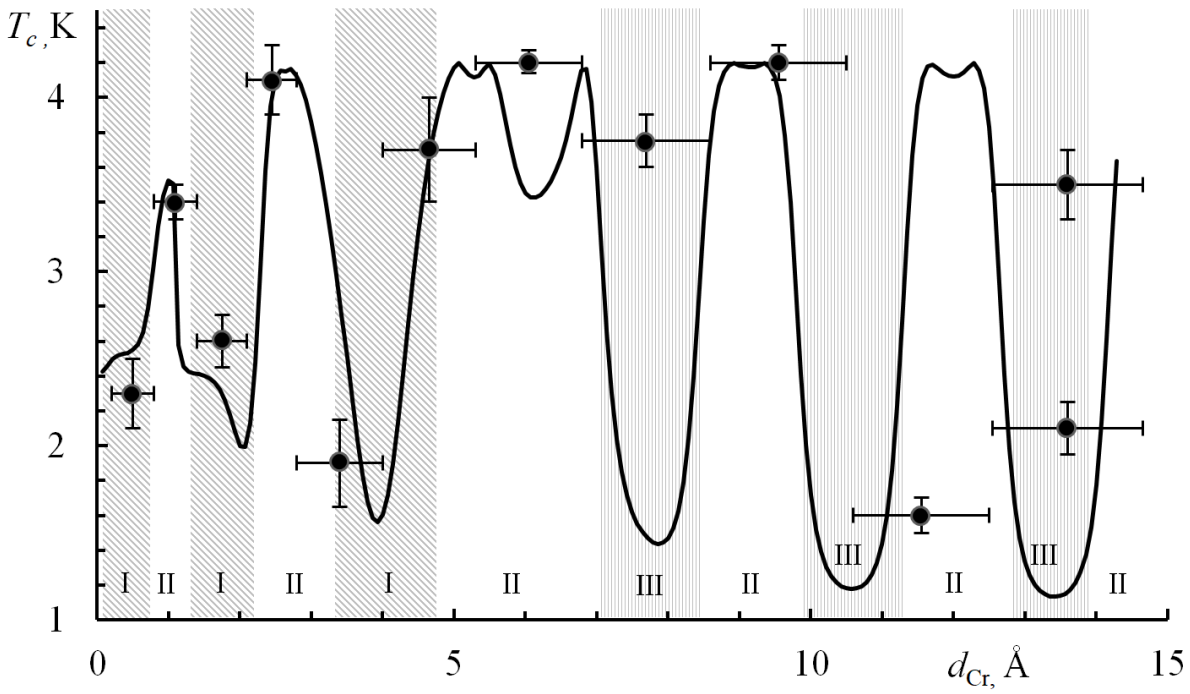
Туманов В.А.[1] Горюнов Ю.В.[2] Прошин Ю.Н.[1]

1) Казанский федеральный университет
2) Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского РАН
tumanvadim@yandex.ru

Мы исследовали влияние магнитных неоднородностей в гетерогенных системах, состоящих из слоев сверхпроводника и магнитного металла. В теоретических расчетах мы использовали модель магнитного сверхпроводника, учитывающую взаимодействие коллективизированных электронов с локализованными спинами в приближении эффективного обменного поля. С помощью локальных унитарных преобразований в гамильтониане, при определенных конфигурациях намагниченности, удается избавиться от явной зависимости от координат. Краевая задача на уравнения Узаделя в этом случае также значительно упрощается, что позволяет получить ее аналитическое решение. Мы рассчитали критическую температуру тонкослойной S/F системы с периодической структурой доменов в плоскости границы [1].

Экспериментально и теоретически исследованы сверхпроводящие и магнитные свойства слоистой системы (Fe(8Å)/Cr/Fe(8Å))/V(340Å)/Fe(20Å) в зависимости от толщины прослойки хрома [2]. Температура перехода в сверхпроводящее состояние определялась через скачок магнитной восприимчивости на переменном токе. На Рис. 1 представлена зависимость критической температуры сверхпроводящего перехода от толщины прослойки хрома. Образцы с переменной толщиной прослойки хрома готовились методом непрерывного напыления, поэтому горизонтальный допуск у экспериментальных значений (заполненные кружки) соответствует клинообразности прослойки хрома. Согласно нашим оценкам участки образцов с критической температурой 3.8-4.2 К соответствуют ситуации, когда слой железа между хромом и ванадием расщеплен на домены, характерный размер которых порядка сверхпроводящей длины когерентности.

Мы также рассмотрели эффект близости сверхпроводника с ферромагнитным металлом, где присутствует взаимодействие



Дзялошинского - Мория. В таких системах возможно возникновение киральных поплавков [3]. Локальное повышение критической температуры вблизи поплавка вносит вклад в свободную энергию, приходящуюся на один поплавок, что в свою очередь существенно влияет на его устойчивость.

Рис. 1. Критическая температура системы (Fe/Cr/Fe)/V/Fe как функция толщины хрома. Сплошная линия – наша теоретическая оценка этой зависимости. Диапазоны толщин I и III соответствуют параллельным и антипараллельным намагниченностям слоев железа, разделенных слоем хрома, соответственно. Области II – мелкой доменной структуре в прилегающем к сверхпроводнику слое железа.

Работа частично поддержана субсидией Министерства образования и науки РФ (№ 3.2166.2017), выделенной Казанскому федеральному университету для выполнения проектной части государственного задания в области научной деятельности. ТВА также благодарен гранту РФФИ (№ 16-02-01016).

Литература

1. V. A. Tumanov, Yu. N. Proshin, J. Low Temp. Phys., **185**, 460, **2016**
2. В. А. Туманов, Ю. В. Горюнов, Ю. Н. Прошин Письма в ЖЭТФ, **107**, 449, **2018**
3. F. N. Rybakov et al. Phys. Rev. Lett., **115,** 117201, **2015**

РАСЧЕТ ДИНАМИЧЕСКОГО СТРУКТУРНОГО ФАКТОРА СИЛЬНО НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ В РАМКАХ САМОСОГЛАСОВАННОГО ОПИСАНИЯ

И.И. Файрушин

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия
fairushin_ilnaz@mail.ru

Коллективные динамические свойства сильно неидеальной плазмы (СНП) являются предметом широкого круга исследований [1]. Ключевым параметром для описания этих свойств является динамический структурный фактор (ДСФ) [1-4], который непосредственно измеряется, например, используя методы неупругого рассеяния рентгеновских лучей. В общем случае знание ДСФ дает информацию о температуре электронов и ионов, степени ионизации плазмы, электронной плотности, коллективной и одночастичной динамике, статических корреляциях, электрон-ионных столкновениях и электронной структуре [4].

В данной работе с использованием самосогласованной модели [5] выполнен расчет динамического структурного фактора однокомпонентной СНП, являющейся системой частиц, взаимодействующих посредством потенциала Юкавы. Проведено сравнение полученных зависимостей с результатами численного моделирования и расчетами по другим моделям [2, 3]. Показано, что самосогласованная модель дает наилучшее приближение к результатам численных экспериментов, полученных методом молекулярной динамики.

Литература

1. Z. Donko, G.J. Kalman and P. Hartmann, J. Phys.: Condens. Matter, **21**, 413101, **2008**
2. Yu.V. Arkhipov et al.. Phys. Rev. Lett., **119**, 045001, **2017**
3. J. Ortner, Physica Scripta, **T**, 69, **2000**
4. F. Graziani et all., Frontiers and Challenges in Warm Dense Matter (Springer International Publishing, Switzerland, 2**014)**
5. A.V. Mokshin and B.N. Galimzyanov, J. Phys.: Condens. Matter, **30**, 085102, **2018**

РЕАКЦИОННЫЙ СИНТЕЗ СВЕРХТВЕРДЫХ КОМПОЗИТОВ В СИСТЕМЕ B-C-N

Филоненко В.П.[1], Зибров И.П.[1], Анохин А.С.[1,2]
[1]*Институт физики высоких давлений им. Л. Ф. Верещагина РАН*
[2]*Институт металлургии и материаловедения им. А. А. Байкова РАН*
filv@hppi.troitsk.ru

Насыщенность решетки кубического нитрида бора (cBN) точечными дефектами в виде атомов замещения должна обеспечивать высокую подвижность атомов при спекании частиц в условиях термодинамической стабильности алмазоподобных фаз. Активный массоперенос в объеме и на поверхности кристаллов способствует формированию прочных границ раздела и получению компактов или композитов с высоким уровнем упругих модулей и эксплуатационных характеристик.

Синтез кристаллов cBN с высокой концентрацией точечных дефектов проводили из смесей нитрида углерода (C_3N_4) и меламина ($C_3N_6H_6$) с бором. Были определены составы исходных смесей и термобарические параметры, которые обеспечивают максимальную насыщенность решетки нитрида бора атомами замещения - углеродом и кислородом. Установлено, что для замещения кислородом позиций азота необходимо создать в реакционном объеме ячейки высокого давления высокое парциальное давление кислорода при дефиците азота по отношению к бору. Анализ компакта, полученного в результате совмещенного синтеза и спекания порошков гетероалмазов $BC_xN(O)$ показал, что размеры кристаллов в нем не превышают 1 мкм, а износостойкость компакта оказалась лучше, чем из спеченного промышленного порошка cBN с размерами частиц 3-1 мкм [1].

Алмазные нано- и микрокристаллы с большим количеством точечных дефектов в виде атомов бора и вакансий получали из смесей М-карборана ($B_{10}C_4H_{16}O_2$) с ламповой сажей или глобулярным углеродом. При 8 ГПа и 1300 °С в глобулярном углероде начинают зарождаться наноразмерные алмазы [2] . А из смесей наноуглерода с М-карбораном образуются кристаллы с параметром решетки, увеличенным с 3.567Å до 3.580Å Уточнение структуры по рентгеновским данным показало, что в узлах решетки алмаза находится до 2% атомов бора, окруженных вакансиями. Такие кристаллы будут иметь преимущество перед обычными порошками алмаза в процессе их P-T консолидации.

В работе [3] было показано, что максимальная твердость композитов, спеченных из смесей наночастиц алмаза и cBN, достигается при содержании алмаза около 50%. Мы использовали для получения композитов наноалмазы с размерами частиц около 100 нм, которые смешивались с меламином и бором. В процессе термобарической обработки такой смеси (8 ГПа, 1700 °C) шел синтез кристаллов cBC_xN, которые спекались с алмазами. При таком варианте консолидации блокировалась графитизация поверхности наноалмазов и происходило формирование малодефектных границ раздела алмаз-алмаз и алмаз-нитрид бора (Рис. 1).

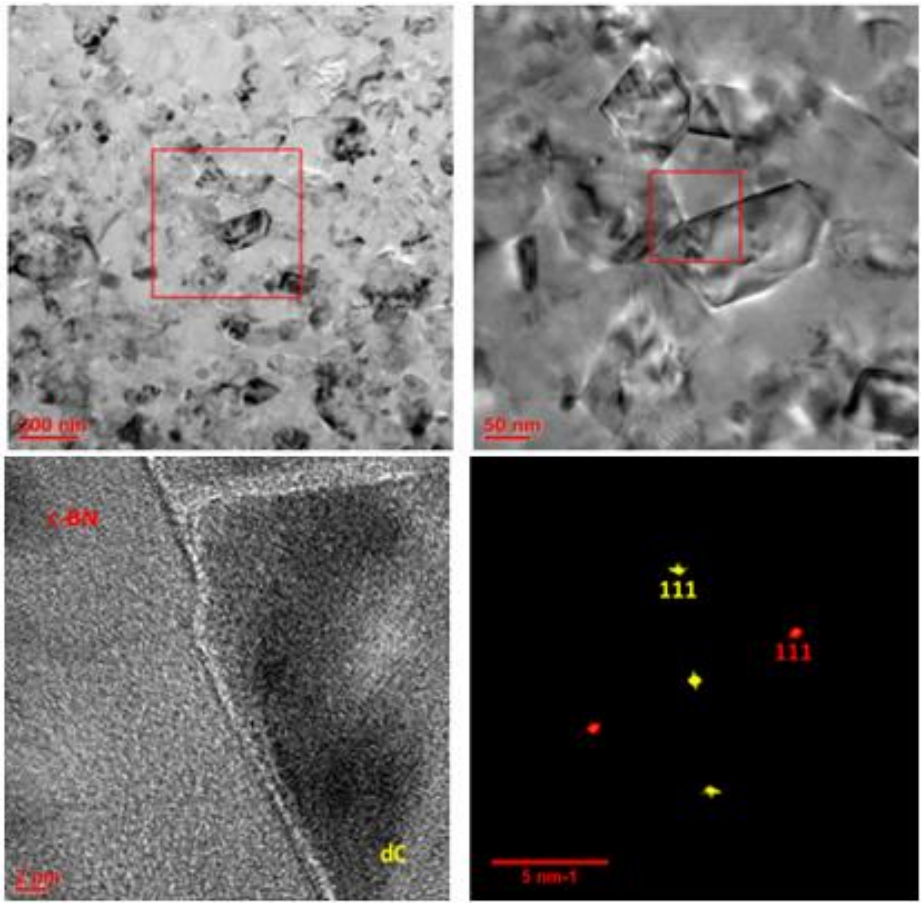


Рис. 1. Анализ границ раздела в композите алмаз-cBN

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 17-02-01285).

Литература

1. В.П. Филоненко, И.П. Зибров и др., Неорг. мат., 1-8, 5, 53, 2017
2. X. Liu, X. Chen, etc. Scient. Reports, 6:30518, 2016
3. V. P. Filonenko etc. Inorg. Mat.: Appl. Res., 551–555, 4, 8, 2017

РАСПАД КОНЦЕНТРИРОВАННОГО РАСТВОРА ВОДОРОДА В КВАРЦЕВОМ СТЕКЛЕ

Хряпин К. И.[1,2], Мелетов К. П.[1] , Ефимченко В. С.[1]
[1]*Институт физики твердого тела РАН*
[2]*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова*
khryapin05@yandex.ru

Проведенные ранее исследования [1] обнаружили значительную растворимость водорода в аморфном кремнеземе, достигавшую молярного отношения H_2/SiO_2 X = 0.53 (или 1.8 масс. % H_2) при давлении водорода 75 кбар и температуре 250 °C. Изучение спектров комбинационного рассеяния света (КРС) показало, что водород растворялся в решетке аморфного SiO_2 в виде молекул H_2.

В данной работе, также методом КРС, была изучена кинетика выделения водорода из образца SiO_2-XH_2 путем измерения зависимости интенсивности вращательных линий молекул H_2 от времени. Измерения проводились на массивных образцах гидрированного кварцевого стекла, поскольку люминесцентный фон в их спектрах КРС был намного ниже, чем у использовавшихся ранее порошкообразных образцов. Кроме того, согласно результатам термодесорбционного анализа, растворимость водорода в массивных образцах кварцевого стекла была несколько выше, чем в порошковых образцах.

Приведенные ниже результаты были получены на образце SiO_2-$0.63H_2$, насыщенном водородом путем выдержки диска кварцевого стекла толщиной 1 мм и диаметром 5 мм в атмосфере H_2 при P = 75 кбар и T = 290 °C в течение 24 час с последующей закалкой до температуры жидкого азота и снижением давления до атмосферного.

Спектры КРС были измерены при температурах –165 и –120 °C на спектрометре Acton SpectraPro-2500i в интервале частот 100–900 см$^{-1}$ с использованием излучения с длиной волны λ = 532 нм. В процессе измерения температура поддерживалась постоянной с точностью ±1 °C. Помимо линий кварцевого стекла, в полученных спектрах имелись две вращательные линии водорода на частотах 322 и 602 см$^{-1}$. Первая вращательная линия была хорошо отделена по частоте от линий кварцевого стекла, поэтому изменение её интенсивности использовалось для изучения кинетики распада твердого раствора SiO_2-$0.63H_2$.

Отжиг образца в течение 40 мин при температуре –165 °С не привел к изменению его КРС спектра, что может указывать на отсутствие вылета водорода из кварцевого стекла при этой температуре. Напротив, спектр, измеренный при –120 °С, существенно эволюционировал со временем.

На рисунке 1 черными кружками показаны экспериментальные значения площади S_{H2} первой вращательной линии H_2, нормированной на общую площадь спектра, в зависимости от времени выдержки образца при температуре –120 °С.

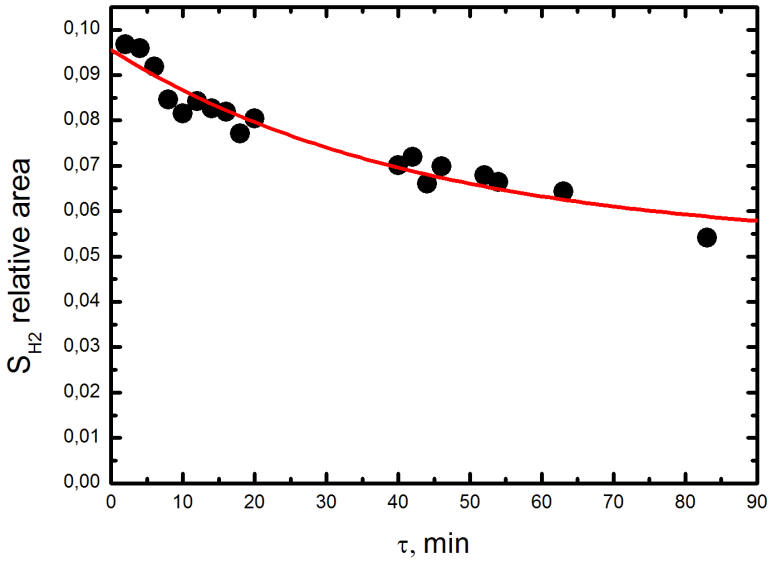


Рисунок 1. Интегральная интенсивность вращательного пика H_2 при 322 см$^{-1}$ в зависимости от времени отжига образца при T=-120 °С.

Полученные данные хорошо аппроксимируются экспоненциальной зависимостью $S_{H2} = 0.0431 \cdot \exp(-\tau / 43.41) + 0.0524$, показанной на рисунке 1 сплошной линией. Экспоненциальный характер этой зависимости показывает, что выделение водорода из гидрированного кварцевого стекла является реакцией первого или второго порядка и, следовательно, её скорость зависит как от температуры, так и от исходной концентрации водорода в образце.

Измерения методом термодесорбции показали, что в процессе выдержки при T = –120 °С количество водорода в образце снизилось примерно вдвое, от X = 0.63 до X=0.29.

Литература

1. V. S. Efimchenko et al., J. Phys. Chem. B, **117,** 422, **2013**

ВЛИЯНИЕ ПИННИНГА НА ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ДВУМЕРНЫХ СФЕРАХ ГЕРЦА

Циок Е. Н., Фомин Ю. Д., Гайдук Е. А., Рыжов В. Н.
Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН
108840, г. Москва, г. Троицк, Калужское шоссе 14, ИФВД РАН
elena.tsiok@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. Богатство фазовой диаграммы вместе с простой функциональной формой потенциала делает модель Герца привлекательной для изучения двумерных незаряженных коллоидных ансамблей. Нами было показано [1] существование нетривиальных двумерных структур с возвратным плавлением в широком диапазоне плотностей, включая додекагональный квазикристалл, а также проанализирован сценарий плавления треугольной и квадратной фаз низкой плотности.

Методами компьютерного моделирования с использованием пакета программ LAMMPS была исследована фазовая диаграмма двумерной системы сфер 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. Для определения точных границ гексатической фазы и треугольного кристалла, а также тетратик-фазы и квадратного кристалла применялся критерий, основанный на дальнодействующем поведении ориентационных и трансляционных корреляционных функций, а также перенормированных модулей упругости. Нанесение границ гексатик и тетратик фаз на изотермы позволил сделать вывод о сценарии перехода. Был получен ряд важных результатов, в частности, показано, что фазовая диаграмма двумерной системы сфер Герца содержит области с различной кристаллической структурой, плавление которых происходит в соответствии с разными сценариями, включая как переход первого рода (правая ветвь линии плавления квадратного кристалла), два непрерывных перехода через промежуточную гексатическую фазу с квазидальним ориентационным порядком в соответствии с теорией Березинского-Костерлица-Таулеса (БКТ)-Хальперина-Нельсона-Янга (правая ветвь линии плавления треугольного кристалла) и двухстадийное плавление посредством двух переходов: непрерывного БКТ перехода кристалл –

гексатическая/тетратическая фаза и перехода первого рода гексатическая/тетратическая фаза – изотропная жидкость (левые ветви линии плавления треугольного и квадратного кристаллов) [2].

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 0.2% способен качественно изменить сценарий плавления, превратив переход первого рода на правой ветви линии плавления квадратного кристалла в два перехода: непрерывный переход типа БКТ из кристалла в тетратическую фазу и переход первого рода из тетратической фазы в изотропную жидкость. В остальной части фазовой диаграммы случайный пиннинг не повлиял на сценарий плавления треугольного/квадратного кристалла в изотропную жидкость, а лишь расширил область гексатической/тетратической фазы, что позволило исследовать динамические свойства этих фаз на основе вычисления коэффициентов диффузии.

Из совокупности полученных данных были построены точные фазовые диаграммы системы Герца в присутствии пиннинга и без него в области низких плотностей и определены точные сценарии плавления треугольного и квадратного кристаллов.

В области возвратного плавления (отрицательный наклон линии плавления) была обнаружена аномалия плотности, подобно наблюдаемой в воде, и трикритическая точка при T = 0.0034.

В работе предложено решение новой задачи, связанной с генерацией гексатической и тетратической фаз (возвратного плавления) на линиях фазовых переходов между различными кристаллическими структурами при низких температурах в системе с пиннингом (0.2%). Было рассчитано асимптотическое поведение корреляционных функций ориентационного и трансляционного параметров порядка для определения границ устойчивости кристаллических и ориентационно упорядоченных фаз, а также упругих модулей.

Исследование выполнено при поддержке гранта РНФ №14-22-00093).

Литература

1. Yu. D. Fomin et al, Mol. Phys. DOI: 10.1080/00268976.2018.1464676 **2018**

2. V.N. Ryzhov, E.E. Tareyeva, Yu.D. Fomin, E.N. Tsiok, Physics Uspekhi, **60**, 9, 857-885, **2017**