

Уральское отделение РАН
Институт физики металлов УрО РАН

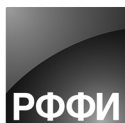
**Международная зимняя школа физиков-теоретиков
«КОУРОВКА-XXXV»**

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

«Гранатовая бухта», Верхняя Сысерть, 23 февраля – 1 марта 2014 г.

Екатеринбург
2014 г.

Финансовая поддержка



Российский Фонд Фундаментальных Исследований



Фонд некоммерческих программ «Династия»

Dynasty

Программный комитет

Председатель программного комитета

Садовский М.В. (*академик РАН, Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия*)

- * Борисов А.Б. (*член-корр. РАН, Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия*)
- * Буздин А.И. (*проф., Universite, Bordeaux, France*)
- * Ирхин В.Ю. (*проф., Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия*)
- * Мазин И.И. (*проф., Naval Research Laboratory, Washington DC, USA*)
- * Медведев М.В. (*проф., Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия*)
- * Лихтенштейн А.И. (*проф., Hamburg University, Germany*)
- * Хомский Д.И. (*проф., Koeln University, Koeln, Germany*)
- * Шавров В.Г. (*проф., Институт радиоэлектроники, Москва, Россия*)

Организационный комитет

Председатель оргкомитета

Меньшенин В.В. (*д.ф.-м.н., Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия*)

- * Ляпилин И.И. (*д.ф.-м.н., Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия*)
- * Чарикова Т.Б. (*д.ф.-м.н., Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия*)
- * Кудряшова О.В. (*к.ф.-м.н., Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия*)
- * Зарубин А.В. (*к.ф.-м.н., Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия*)
- * Некрасов И.А. (*к.ф.-м.н., Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия*)
- * Кулеев И.И. (*к.ф.-м.н., Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия*)
- * Агзамова П.А. (*Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия*)

Содержание

ЛЕКЦИИ	7
Два лика жидкости: между твердым телом и газом, <i>В.В. Бражкин</i>	9
Topology in physics, <i>G.E. Volovik</i>	10
ARPES и сильные корреляции, <i>А.А. Кордюк</i>	11
Спин-флуктуационная теория сверхпроводимости в соединениях железа, <i>М.М. Коршунов, Ю.Н. Тогушова</i>	12
Спиновые флуктуации и высокотемпературная сверхпроводимость в купратах, <i>Н.М. Плакида</i>	13
КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ И МАГНЕТИЗМА	14
Уединённая возвратная сверхпроводимость, индуцированная внешним магнитным полем в гетероструктурах ферромагнетик/сверхпроводник, <i>М.В. Авдеев, Ю.Н. Прошин</i>	15
Магнитокалорический эффект вблизи температуры Кюри, <i>Н.Г. Бебенин</i>	16
Термодинамическая спин-флуктуационная теория магнетизма металлических сплавов, <i>В.И. Гребенников</i>	17
Расчет спектра коллективных спиновых возбуждений в купратных ВТСП методом функций Грина, <i>М.В. Еремин, И.М. Шуганов</i>	18
Магнитокалорический эффект в квазиодномерных магнетиках с фрустрациями, <i>Ф.А. Кассан-Оглы, В.М. Медведев, А.И. Прошкин, А.В. Зарубин</i>	19
Аномальное поведение намагниченности кубических ферромагнетиков с локализованными магнитными моментами вблизи точки фрустрации, <i>А.Н. Игнатенко, А.А. Катанин, В.Ю. Ирхин</i>	20
Экспериментальное измерение магнитокалорического эффекта в перспективных материалах в сильных магнитных полях, <i>А.П. Каманцев, В.В. Коледов, А.В. Маширов, Э.Т. Калимуллина, В.Г. Шавров, Я. Цвик, И.С. Терешина, Л. Гонзалес, Б. Эрнандо</i>	21
Локальные парная запутанность квантовых состояний и магнитная тороидизация в линейной антиферромагнитной XXZ цепочке спинов $S = 1/2$ в неоднородном магнитном поле, <i>А.А. Кокин</i>	22
Проблемы спиновой динамики ферромагнетиков при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов, <i>М.И. Куркин, Н.Б. Орлова</i>	23
Спиновый эффект Зеебека в системе непроводящий магнетик/металл, <i>И.И. Ляпилин, М.В. Окороков</i>	24
Хаос в джозефсоновских структурах, <i>С.Ю. Медведева, Ю.М. Шукринов</i>	25
Сверхпроводимость в низкоразмерных электронных системах, индуцированная за счет эффекта близости: Андреевское отражение, эффект Джозефсона и вихревые состояния, <i>А.С. Мельников</i>	26
Магнитоэлектрический и антиферромагнитный фотогальванический эффекты в оксидах $R\text{Mn}_2\text{O}_5$. Симметричный подход, <i>В.В. Меньшенин</i>	27
Адиабатический принцип в теории теплоемкости твердых тел, <i>С.М. Подгорных</i>	28
Эффект близости для структур F-S: существует ли электрон-электронное притяжение в ферромагнетике?, <i>Ю.Н. Прошин, М.М. Хусаинов, М.В. Авдеев</i>	29
Резонансные явления в квазиодномерной спиральной магнитной структуре, <i>В.В. Киселев, А.А. Расковалов</i>	30
What electronic structure (if any) is favorable for high- T_C superconductivity?, <i>М.В. Sadovskii</i>	31
Эффективная масса в состоянии высокой проводимости низкоразмерных систем, <i>Л.М. Свирская</i>	32
Топологические скачки намагниченности в киральной солитонной решетке, <i>А.С. Овчинников, Вл.Е. Сеницын, И.Г. Бострем, Дж. Кишине</i>	33

Обобщенная теория спиновых флуктуаций в ангармонических металлических магнетиках, <i>А.З. Солонцов</i>	34
T_C неупорядоченных сверхпроводников вблизи перехода Андерсона, <i>И.М. Сулов</i>	35
Теория сверхпроводимости на фоне пространственно неоднородного среднего обменного поля, <i>В.А. Туманов, Ю.Н. Прошин</i>	36
Магнитосопротивление в ферромагнитных точечных контактах, <i>Н.Х. Усеинов, Л.Р. Тагиров</i>	37
СИЛЬНО КОРРЕЛИРОВАННЫЕ И НЕУПОРЯДОЧЕННЫЕ СТРУКТУРЫ	38
Ab initio подход к исследованию сверхтонких полей в титанатах, <i>П.А. Агзамова, Ю.В. Лескова, В.П. Петров, В.А. Чернышев, А.Е. Никифоров</i>	39
Уровни Ландау в графене в скрещенных магнитном и электрическом полях, <i>З.З. Алисултанов</i>	40
Магнитосопротивление соединения $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$, обусловленное расслоением на парамагнитную и ферромагнитную фазы, <i>М.И. Куркин, С.А. Гудин, Н.Н. Гапонцева, Э.А. Нейфельд, Н.А. Королев, Н.А. Угрюмова</i>	41
Переход Мотта—Хаббарда и эффект Кондо в легированных сильно коррелированных системах, <i>В.Ю. Ирхин, А.В. Зарубин, А.О. Анохин</i>	42
Точное выражение для голографического сверхпроводника в модели Хаббарда, <i>В.М. Жарков</i>	43
Влияние спин-решеточного взаимодействия на термодинамику ферромагнетиков: численное моделирование при конечных температурах, <i>А.К. Журавлев, Ю.Н. Горностырев</i>	44
Влияние электронных корреляций на формирование спиральных магнитных состояний в модели Хаббарда, <i>П.А. Игошев, М.А. Тимиргазин, А.К. Аржников, В.Ю. Ирхин</i>	45
Ab-initio вычисления для получения магнитных и электронных свойств $\text{GdFe}_{11}\text{Ti}$ и его нитрида, <i>Е.Е. Кокорина, М.В. Медведев, И.А. Некрасов</i>	46
Quantum Monte-Carlo phase diagram for a model cuprate, <i>V.V. Konev, A.V. Korolev, P.G. Matveyeva, E.V. Vasinovich, Y.D. Panov, A.S. Moskvin</i>	47
Imperfect nesting and phase separation in doped iron pnictides, <i>K.I. Kugel, A.L. Rakhmanov, A.V. Rozhkov, A.O. Sboychakov, F. Nori</i>	48
Экспериментальное исследование электронных и магнитооптических свойств топологических изоляторов, <i>Т.В. Кузнецова, В.И. Гребенников, О.Е. Терещенко, М.В. Якушев, К.А. Кох, С. Seibel, S. Fiedler, H. Bentmann, F. Reinert, Е.В. Чулков</i>	49
Исследование электронной структуры t-J модели в рамках кластерной теории возмущений с контролируемым спектральным весом, <i>В.И. Кузьмин, С.В. Николаев, С.Г. Овчинников</i>	50
Нормальная фаза и сверхпроводимость в модели Хаббарда с притяжением: исследование в рамках теории динамического среднего поля (DMFT), <i>Н.А. Кулева, Э.З. Кучинский, М.В. Садовский</i>	51
Зонная структура одностенных углеродных нанотрубок типа зигзаг в модели Хаббарда в приближении статических флуктуаций, <i>Г.И. Миронов</i>	52
Орбитальный порядок и зарядовое распределение в LaMnO_3 по данным ЯМР ^{139}La и ^{17}O , <i>К.Н. Михалев, З.Н. Волкова, С.В. Верховский, А.П. Геращенко, А. Трокинер, М.В. Еремин, О.А. Аникеенок, Н.И. Медведева, Л. Пинсард-Годо</i>	53
DFT, L(S)DA, LDA+U, LDA+DMFT..., whether we do approach to a proper description of strongly correlated systems?, <i>A.S. Moskvin</i>	54
Исследование натриевых кобальтатов Na_xCoO_2 методом ЯМР, <i>И.Р. Мухамедшин, Н. Alloul</i>	55
Исследование поверхности Ферми в рамках кластерной теории возмущений с контролируемым спектральным весом, <i>С.В. Николаев, С.Г. Овчинников</i>	56

Structural properties and high-temperature spin and electronic transitions in GdCoO ₃ : Experiment and theory, <i>Yu.S. Orlov, L.A. Solovyov, V.A. Dudnikov, A.S. Fedorov, A.A. Kuzubov, N.V. Kazak, V.N. Voronov, S.N. Vereshchagin, N.N. Shishkina, N.S. Perov, K.V. Lamonova, R.Yu. Babkin, Yu.G. Pashkevich, A.G. Anshits, and S.G. Ovchinnikov</i> .	57
Согласованный способ вычисления поправки на двойной учёт: LDA'+DMFT подход, <i>Н.С. Павлов, И.А. Некрасов, М.В. Садовский</i>	58
Симметрия и магнитные свойства в Gd ₂ CuO ₄ и PrMn ₂ O ₅ , <i>Д.И. Радзивончик, В.Б. Быструшкин, В.В. Меньшенин</i>	59
Скирмионная решетка как глобальный энергетический минимум в пленках изотропных и слабоанизотропных кубических гелимагнетиков, <i>Ф.Н. Рыбаков, А.Б. Борисов, А.Н. Богданов</i>	60
Antiferromagnetic states and phase separation in doped AA-stacked graphene bilayers, <i>A.O. Sboychakov, A.V. Rozhkov, A.L. Rakhmanov, F. Nori</i>	61
Орбитально-селективный переход Пайерлса в системах на основе 4d-5d переходных металлов, <i>С.В. Стрельцов, Д.И. Хомский</i>	62
Электронный спектр одномерной модели Хаббарда, <i>Н.И. Чащин</i>	63
ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ И НИЗКОРАЗМЕРНЫЕ СТРУКТУРЫ	64
Управление движением классическими и квантовыми частицами и процессами переноса спина переменными внешними полями, <i>В.Е. Архинчев</i>	65
Магнитная теорема о силах и поиск оптимальных путей перехода между магнитными состояниями, <i>П.Ф. Бессараб, Х. Йонсон, В.М. Уздин</i>	66
Теоретическое описание кинетических свойств стеклующихся систем с помощью калибровочной теории перехода жидкость – стекло, <i>М.Г. Васин</i>	67
Исследование критической динамики ϕ^4 -модели вблизи квантового фазового перехода, <i>М.Г. Васин</i>	68
Фазовые переходы во фрустрированной модели Изинга на квадратной решетке, <i>Ф.А. Кассан-Оглы, А.К. Журавлев, М.К. Рамазанов, А.И. Прошкин</i>	69
Электромагнитное излучение при фазовых переходах в сплаве Гейслера Ni _{2,14} Mn _{0,81} GaFe _{0,05} , <i>В.В. Коледов, Д.В. Каленов, А.П. Каманцев, Д.С. Кучин, В.В. Мерцакри, М.П. Пархоменко, С.В. фон Гратовски, В.Г. Шавров, Д.А. Кузьмин, И.В. Бычков</i>	70
Применение основного уравнения магнитостатики к задачам магнитной толщинометрии, <i>В.В. Дякин, О.В. Кудряшова, В.Я. Раевский</i>	71
Электромагнитное излучение при фазовых переходах в магнитных кристаллах, <i>Д.А. Кузьмин, И.В. Бычков, Д.В. Каленов, А.П. Каманцев, В.В. Коледов, Д.С. Кучин, В.Г. Шавров</i>	72
Критическое поведение мультиферроиков в области фазовых переходов в несоизмеримые магнитные структуры, <i>В.В. Меньшенин</i>	73
Исследование фазовых переходов и критических свойств спиновых систем с фрустрациями методами Монте-Карло, <i>А.К. Муртазаев, М.К. Рамазанов, М.К. Бадиев, Д.Р. Курбанова</i>	74
КРС спектроскопия электронных и фононных возбуждений в гексаборидах YB ₆ и LaB ₆ , <i>Ю.С. Поносов, С.В. Стрельцов, А.В. Левченко, В.Б. Филиппов</i>	75
Магнитные и тепловые свойства 4-х вершинной модели Поттса, <i>А.И. Прошкин, Ф.А. Кассан-Оглы</i>	76
Исследование критического поведения ультратонких ферромагнитных пленок методами компьютерного моделирования, <i>П.В. Прудников, М.А. Медведева, А.С. Елин</i>	77
Особенности неравновесного критического поведения и результаты их изучения методами компьютерного моделирования, <i>В.В. Прудников, П.В. Прудников, Е.А. Поспелов</i>	78
Anomalous Melting Scenario of the Two-Dimensional Core-Softened System, <i>V.N. Ryzhov, D.E. Dudalov, Yu.D. Fomin, E.N. Tsiok</i>	79

Энергетические поверхности и магнитные переходы в кластерах на металлической подложке, <i>А. Скородумов, В.М. Уздин</i>	80
Исследование влияния обменно-корреляционного потенциала на магнитные и структурные свойства сплава Гейслера Ni_2MnSn в рамках теории функционала плотности, <i>В.В. Соколовский, Ю.А. Соколовская, В.Д. Бучельников</i>	81
Magnetic properties of severe plastic deformed Gd in high fields, <i>S.V. Taskaev, M.N. Ulyanov, D.S. Bataev, K.P. Skokov, V.D. Buchelnikov, V.V. Khovaylo, A.P. Pellenen</i>	82
Вид соотношений Эссама-Фишера и Рашбрука при низких температурах, <i>В.Н. Удодов</i> .	83
К температурной зависимости параметров микромагнитного моделирования, <i>М.А. Москаленко, В.М. Уздин, Х. Йонсен</i>	84
Моделирование хрупкого разрушения в Ti_3Al , <i>Л.И. Яковенкова</i>	85
СЕМИНАР ПАМЯТИ Е.А. ТУРОВА	86
Евгений Акимович Туров	87
Ударное возбуждение гиперзвуковых колебаний при перемагничивании ферритовой пластины, <i>В.С. Власов, Д.А. Плешев, Ф.Ф. Асадуллин, В.Г. Шавров, В.И. Щеглов</i> .	89
Авторезонансное параметрическое возбуждение магнитного бризера в слабом ферромагнетике с дефектом анизотропии, <i>Е.Г. Екомасов, В.Н. Назаров, Р.Р. Муртазин</i> . . .	90
Изменение поляризации электромагнитной волны структурой графен – магнитный полупроводник – графен во внешнем магнитном поле, <i>Д.А. Кузьмин, И.В. Бычков, В.Г. Шавров</i>	91
Роль Е.А. Турова в развитии науки о магнитоэлектричестве, <i>М.И. Куркин</i>	92
Структура и устойчивые состояния магнитных неоднородностей, образующиеся на дефектах, <i>Р.М. Вахитов, Р.В. Солонецкий, А.Р. Юмагузин</i>	93
Авторский указатель	94

ЛЕКЦИИ

Приглашённые лектора

- * **В.В. Бражкин** (*Институт физики высоких давлений РАН, Троицк, Россия*)
Два лика жидкости: между твердым телом и газом
- * **Г.Е. Воловик** (*Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черногловка, Россия*)
Топология в физике
- * **А.А. Кордюк** (*Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова НАН Украины, Киев, Украина*)
ARPES и сильные корреляции
- * **М.М. Коршунов** (*Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия*)
Спин-флуктуационная теория сверхпроводимости в соединениях железа
- * **А.Е. Кошелев** (*Argonne National Laboratory, Illinois, USA*)
 1. Генерация электромагнитного излучения внутренними джозефсоновскими контактами в высокотемпературных сверхпроводниках
 2. Аномальный эффект близости между сверхпроводниками с s и s_{\pm} спариванием
- * **А.И. Лихтенштейн** (*University of Hamburg, Hamburg, Germany*)
Корреляционные эффекты в наносистемах
- * **Н.М. Плакида** (*Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия*)
Спиновые флуктуации и высокотемпературная сверхпроводимость в купратах
- * **А.Н. Рубцов** (*Московский государственный университет, Москва, Россия*)
Первопринципные расчеты коллективных мод в коррелированных системах
- * **Д.И. Хомский** (*University of Cologne, Cologne, Germany*)
Взаимосвязь электричества и магнетизма в твёрдом теле: токи, диполи, монополи

Два лика жидкости: между твердым телом и газом

В.В. Бражкин

Институт физики высоких давлений РАН, Троицк, Россия
E-mail: brazhkin@hppi.troitsk.ru

С начала 20-го века преобладали подходы, рассматривающие жидкость как плотный неидеальный газ. В значительной степени эти подходы, но уже на современном математическом языке, до сих пор служат основой теории жидкостей. В лекции будут кратко суммированы достижения и результаты таких моделей. Вместе с тем, в последние десятилетия было осознано, что жидкость вблизи кривой плавления имеет гораздо больше общего с твердым телом, нежели с газом. На достаточно высоких частотах в жидкости имеются возбуждения типа поперечных фононов, обеспечивающие сдвиговую жесткость. Это приводит к тому, что многие физические величины (теплоемкость, теплопроводность, электропроводность и др.) слабо изменяются при плавлении кристалла, несмотря на потерю дальнего порядка. Вблизи кривой плавления такое поведение жидкости наблюдается вплоть до давлений и температур, намного превышающих критические. При нагревании при сверхкритических давлениях жидкости «теряют» свою индивидуальность и при определенных температурах превращаются в плотный бесструктурный газ. В качестве возможного критерия данного перехода уместно рассмотреть различие не в термодинамических, а в динамических характеристиках жидкости и газового флюида. Наиболее важным является то, что тип траекторий движения частиц и механизм диффузии в жидкостях и газах различный. В газах кинетическая энергия частиц значительно превышает энергию взаимодействия между ними, и диффузия определяется свободным движением частиц и процессами межчастичных столкновений (баллистический столкновительный режим). В жидкостях при низких температурах энергия взаимодействия между частицами достаточно велика, и процесс диффузии, также как и в кристаллах и стеклах, определяется активационными прыжками атомов или молекул (колебательно-прыжковый режим). Траектории движения частиц в жидкостях и газах, таким образом, имеют качественно различный характер. Можно заключить, что различие между жидкостью и газом существует при любых внешних параметрах, и что оно более фундаментально, чем ранее предполагалось. Более того, рассмотрение различных состояний вещества с точки зрения динамики движения составляющих их частиц позволяет понять генезис проблемы теоретического описания жидкости. Твердые тела и газы являются в определенном смысле «чистыми» агрегатными состояниями. В твердых телах (кристаллы, стекла) динамика движения частиц является чисто колебательной, в то время как в газах – чисто баллистически-столкновительной. С физической точки зрения это связано с тем, что в твердых телах кинетическая энергия частиц много меньше потенциальной энергии их взаимодействия и соответственно много меньше энергии барьеров между различными потенциальными минимумами, в то время как в газах – наоборот. Жидкость при таком рассмотрении является не «чистым» состоянием материи, а «смешанным» агрегатным состоянием – переходным от твердых тел к газам. В любой жидкости присутствуют оба типа движения частиц – и колебательное, и баллистическое, и их взаимная доля плавно меняется при изменении внешних параметров. В определенном смысле это и является причиной сложности теоретического описания микроскопической динамики жидкого состояния.

Topology in physics

G.E. Volovik^{1,2}

¹Aalto University, School of Science and Technology, Aalto, Finland

²Landau Institute for Theoretical Physics RAS, Moscow, Russia

E-mail: volovik@boo.jum.hut.fi

Topological media are gapped or gapless fermionic systems, whose properties are protected by topology, and thus are robust to deformations of the parameters of the system and generic. The class of gapless topological media contains normal metals, chiral superfluid ³He-A, graphene, cuprate superconductors, Weyl semimetals and quantum vacuum of Standard Model in symmetric phase. These media have topologically protected zeroes in energy spectrum, which form Fermi surfaces, Weyl points, Dirac lines, and other objects in momentum space characterized by topological invariants, expressed in terms of Green's function.

Vacua with Weyl points serve as a source of effective relativistic quantum field theories (QFT) emerging at low energy: chiral fermions, effective gauge fields and tetrad gravity with spin connection and torsion emerge together in the vicinity of a Weyl point. The accompanying effects (chiral anomaly and gravitational anomaly; chiral magnetic effect and chiral vortical effect; electroweak baryo-production and its observed analogue in superfluid ³He; etc.) are expressed via symmetry protected topological invariants. Systems with degenerate Weyl or Dirac points may have Dirac fermions with nonlinear spectrum: instead of conical point they have quadratic, cubic, quartic, etc. touching of branches). Such systems experience emergent QFT with anisotropic scaling and serve as a source for the emergent quantum gravity of Horava-Lifshits type.

The gapless topological media exhibit the bulk-surface and bulk-vortex correspondence: they have exotic gapless fermions living on the surface of the system or within the core of topological defects, where they form Fermi arc or flat band. Flat band appears in particular on the surface of semimetals with nodal lines in bulk: all electrons within the flat band have exactly zero energy. This property crucially influences the critical temperature of the superconducting transition in such media. While in all the known superconductors the transition temperature is exponentially suppressed as a function of the pairing interaction, in the flat band the transition temperature is proportional to the pairing interaction, and thus can be essentially higher. So topology gives us the general recipe for the search or artificial fabrication of the room-temperature superconductors.

The topological media, which are gapped in bulk, according to the bulk-surface correspondence have topologically protected gapless surface excitations, such as Majorana fermions. The class of gapped topological media includes topological insulators, superfluid ³He-B, the quantum vacuum of Standard Model in the broken symmetry phase, and 2 + 1 topological media, which experience quantization of Hall and spin Hall conductivity in the absence of external magnetic field. The quantization of physical parameters is supported by topological invariants, including topological invariants protected by symmetry.

ARPES и сильные корреляции

А.А. Кордюк

Институт металлофизики НАН Украины, Киев, Украина
*E-mail: kordyuk@gmail.com

Фотоэмиссионная спектроскопия с угловым разрешением (ARPES) является сегодня одним из основных методов исследования в физике твердого тела и входит в необходимый «джентльменский набор» методов, с помощью которых все крупнейшие мировые научные центры состязаются в разрешении наиболее актуальных проблем, в число которых входит и общая проблема описания сильно-коррелированных электронных систем. Забавно, что своим чрезвычайно быстрым развитием ARPES-метод обязан именно проблеме описания «сильных корреляций» в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП), поскольку ожидалось, что сравнением расчета одночастичной спектральной функции и ARPES-спектра можно будет выделить правильный способ учета корреляций и понять, в частности, природу загадочного псевдощелевого состояния. Однако при постепенном улучшении экспериментального разрешения оказалось, что ARPES-спектр купратов в большинстве случаев хорошо описывается моделью ферми-жидкости, а псевдощель является следствием электронного упорядочения [1, 2].

Цель этих лекций – познакомить слушателей с основами ARPES-метода и особенностями его применения к исследованию различных классов соединений.

На примере ВТСП рассмотрены методы определения поверхности Ферми и зоны проводимости [1], выявления сверхструктуры, исследования псевдощели и сверхпроводящей щели и способы экспериментального выделения и анализа собственной энергии [3], а также обсуждается механизм сверхпроводящего спаривания в ВТСП-купратах [2, 4].

Дихалькогениды переходных металлов рассмотрены как пример систем с паэрлсовским переходом, при котором формируется волна зарядовой плотности (CDW) и сопутствующая ей псевдощель в одночастичном спектре [5]. Для сверхпроводников на основе железа сравнение ARPES-эксперимента и LDA-расчета позволяет идентифицировать орбитальный характер ключевых зон и выявить корреляцию топологии поверхности Ферми со сверхпроводимостью [6].

На примере топологических изоляторов обсуждаются эффекты сосуществования поверхностных и объемных состояний [7].

Также обсуждается связь ARPES-спектра с электронными свойствами кристалла, а именно с проводимостью, эффектом Холла, глубиной проникновения и др.

1. A.A. Kordyuk, S.V. Borisenko, *Low Temp. Phys.* **32**, 298 (2006).
2. A.A. Kordyuk, V.B. Zabolotnyy, D.V. Evtushinsky, D.S. Inosov, T.K. Kim, B. Büchner, S.V. Borisenko, *Eur. Phys. J. Special Topics* **188**, 153 (2010).
3. A.A. Kordyuk, S.V. Borisenko, A. Koitzsch, J. Fink, M. Knupfer, H. Berger, *Phys. Rev. B* **71**, 214513 (2005).
4. T. Dahm, V. Hinkov, S.V. Borisenko, A.A. Kordyuk, V.B. Zabolotnyy, J. Fink, B. Buchner, D.J. Scalapino, W. Hanke, B. Keimer, *Nat. Phys.* **5**, 217 (2009).
5. S.V. Borisenko, A.A. Kordyuk, A.N. Yaresko, V.B. Zabolotnyy, D.S. Inosov, R. Schuster, B. Buchner, R. Weber, R. Follath, L. Patthey, H. Berger, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 196402 (2008).
6. A.A. Kordyuk, *Low Temp. Phys.* **38**, 888 (2012).
7. A.A. Kordyuk, T.K. Kim, V.B. Zabolotnyy, D.V. Evtushinsky, M. Bauch, C. Hess, B. Büchner, H. Berger, S.V. Borisenko, *Phys. Rev. B* **83**, 081303 (2011).

Спин-флуктуационная теория сверхпроводимости в соединениях железа

М.М. Коршунов^{1,2*}, Ю.Н. Тогушова^{1,2}

¹Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

²Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

*E-mail: mkor@iph.krasn.ru

В своей лекции я подробно опишу построение теории сверхпроводящего спаривания за счёт спиновых флуктуаций в однозонном случае (теория Берка-Шриффера). Затем покажу, каким образом она обобщается на многозонный-многоорбитальный случай, соответствующий соединениям железа. Также затрону вопрос экспериментальной верификации предсказаний спин-флуктуационной теории в пниктидах и халькогенидах.

Авторы выражают благодарность за частичную финансовую поддержку программе Президиума РАН № 20.7, гранту РФФИ № 13-02-01395, темплану СФУ № Ф-11, государственной поддержке ведущих научных школ НШ-1044.2012.2, фонду «Династия» и МЦФФМ.

Спиновые флуктуации и высокотемпературная сверхпроводимость в купратах

Н.М. Плакида

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия
E-mail: plakida@theor.jinr.ru

Обсуждаются возможные механизмы высокотемпературной сверхпроводимости в медно-оксидных соединениях (купратах) в рамках теории электронных систем с сильными корреляциями на основе модели Хаббарда [1]. Основное внимание уделено спин-флуктуационному механизму спаривания. При этом дается обзор недавних экспериментов по измерению спектра спиновых флуктуаций в широком классе купратов методом резонансного магнитного неупругого рассеяния рентгеновских лучей [2–4]. Излагается теория спиновых возбуждений в рамках t - J модели в нормальной [5] и сверхпроводящей [6] фазах на основе метода проектирования в уравнениях движения для спиновых функций Грина (ФГ).

Микроскопическая теория сверхпроводимости построена в рамках модели Хаббарда в пределе сильных корреляций при расщеплении исходной зоны проводимости на две подзоны однократно и двукратно заполненных состояний. При этом учитывается также межузельное кулоновское отталкивание и электрон-фононное взаимодействие. На основе метода уравнений движения для ФГ выводится точное уравнение Дайсона для нормальной и аномальной компонент для двух подзон. Массовый оператор вычисляется в самосогласованном борновском приближении. Представлены результаты вычислений для электронного спектра в нормальной фазе [7] и температуры сверхпроводимости [8] в зависимости от допирования. Показано, что основной вклад в сверхпроводящее спаривание d -волновой симметрии дает кинематическое спин-флуктуационное взаимодействие во втором порядке по константе связи порядка ширины зоны ~ 2 эВ. При этом межузельное кулоновское отталкивание и электрон-фононное взаимодействие дают лишь малый вклад, поскольку определяются $L = 2$ гармоникой взаимодействия. В частности, сильные поляронные эффекты за счет локального электрон-фононного взаимодействия не дают вклада в сверхпроводимость, но могут уменьшать квазичастичный вес и подавлять сверхпроводимость. Сравнение с результатами расчетов методом Монте Карло для модели Хаббарда с кулоновским межузельным отталкиванием подтверждает кинематический спин-флуктуационный механизм спаривания. В теории сверхпроводимости, основанной на приближении вспомогательных полей (slave bosons) кинематический механизм спаривания отсутствует.

1. N.M. Plakida, High-Temperature Cuprate Superconductors. Experiment, Theory, and Applications, Springer Series in Solid-State Sciences **166** (2010).
2. M. Le Tacon et al., Phys. Rev. B **88**, 020501(R) (2013).
3. M. Le Tacon et al., Nat. Phys. **7**, 725 (2011).
4. M.P.M. Dean et al., Phys. Rev. Lett. **110**, 147001 (2013).
5. A.A. Vladimirov, D. Ihle, N.M. Plakida, Phys. Rev. B **80**, 104425 (2009).
6. A.A. Vladimirov, D. Ihle, N.M. Plakida, Phys. Rev. B **83**, 024411 (2011).
7. N.M. Plakida, V.S. Oudovenko, JETP **104**, 230 (2007).
8. N.M. Plakida, V.S. Oudovenko, Europ. Phys. Jour. **86**, 115 (2013).

**КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ
СВЕРХПРОВОДИМОСТИ И МАГНЕТИЗМА**

Уединённая возвратная сверхпроводимость, индуцированная внешним магнитным полем в гетероструктурах ферромагнетик/сверхпроводник

М.В. Авдеев*, Ю.Н. Прошин

Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия
*E-mail: avdeev.maxim.kfu@gmail.com

Интерференционные эффекты, возникающие за счёт эффекта близости [1] в тонкоплёночных гетероструктурах ферромагнетик (F)/сверхпроводник (S) приводят к ряду интересных явлений. В частности, к нетривиальной зависимости критической температуры T_c от толщины F слоев d_f [2,3] от монотонного спада до нуля и немонотонного выхода на плато до возвратной и периодически возвратной сверхпроводимости, предсказанной в [4,5].

В данной работе мы рассматриваем тонкоплёночные трехслойные FSF и FFS гетероструктуры в присутствии внешнего параллельного магнитного поля H . В рамках развитой теории обсуждаются результаты экспериментальной работы [6], где исследовалась трёхслойная FSF система CuNi/Nb/CuNi. На основе подгонки теоретических параметров предсказывается возникновение уединённой возвратной сверхпроводимости в системе F_1F_2S при увеличении внешнего магнитного поля. На рис. 1 показано возникновение при $H = 4.1$ Тл такой уединённо возвратной зависимости.

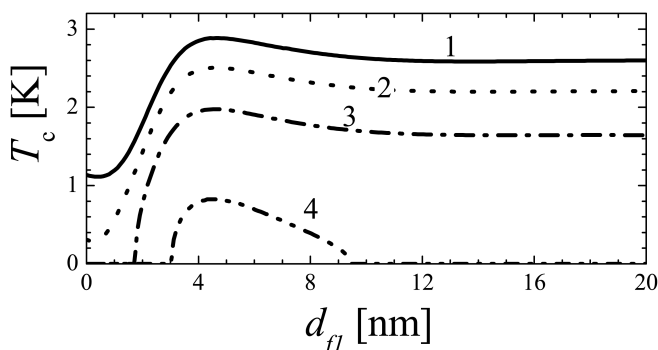


Рис. 1. Влияние магнитного поля на фазовую диаграмму F_1F_2S системы (при AP состоянии): (1) $H = 0$, (2) $H = 2$ Т, (3) $H = 3$ Т, (4) $H = 4.1$ Т; толщина F_2 слоя фиксирована $d_{f_2} = 6$ нм

Построены фазовые диаграммы исследуемых FS гетероструктур, обсуждаются их возможные приложения в качестве спиновых переключателей, даны рекомендации для поиска оптимальных параметров, необходимых для их устойчивой работы.

Работа частично поддержана РФФИ (грант 13-02-01202) и Министерство образования и науки РФ.

1. P.G. de Gennes, Rev. Mod. Phys. **36**, 225 (1964).
2. Ю. Изюмов, Ю. Прошин, М. Хусаинов, УФН **172**, 114 (2002).
3. A. Buzdin, Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).
4. M. Khusainov, Y. Proshin, Phys. Rev. B **56**, R14283 (1997).
5. Ю. Прошин, М. Хусаинов, ЖЭТФ **113**, 1708 (1998).
6. E. Antropov, M.S. Kalenkov, J. Kehrle, et al., Superconductor Science and Technology **26**, 085003, (2013).

Магнитокалорический эффект вблизи температуры Кюри

Н.Г. Бебенин

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия
E-mail: bebenin@imp.uran.ru

Интерес к магнитокалорическому эффекту (МКЭ) обусловлен перспективами создания магнитных холодильников, см. обзоры [1–3]. Наибольшая величина изменения энтропии в магнитном поле, ΔS , наблюдается в окрестности каких-либо особых точек. Основные особенности МКС в ферромагнетиках можно понять в рамках теории Ландау, записав термодинамический потенциал в виде:

$$F = \frac{1}{2}AM^2 + \frac{1}{4}BM^4 + \frac{1}{6}DM^6 + 2\pi NM_z^2 - M_z H_z, \quad (1)$$

где M — намагниченность, N — размагничивающий фактор, $A = a(T - T_C)$, B и D от температуры не зависят. Если $B > 0$, при $A = 0$ происходит переход второго рода (в нулевом поле); условие $B = 0$ определяет трикритическую точку; если же $B < 0$, в системе происходит переход первого рода. В магнитном поле температура перехода первого рода растет, а скачок намагниченности уменьшается, так что в критическом поле H_{crit} и при критической температуре T_{crit} скачок на кривой $M(T, H = H_{crit})$ исчезает. Следовательно, необходимо рассмотреть четыре возможных ситуации, что и делается в первой части доклада.

Далее рассматриваются некоторые результаты модельных и первопринципных расчетов в сопоставлении с результатами, полученными в феноменологическом подходе для материалов с переходом первого и второго рода. Для трикритической точки и критической точки (окончания линии переходов первого рода) такого рода расчеты, по-видимому, не проводились.

В третьей части доклада анализируется влияние неоднородности на МКС. Рассмотрение ведется в рамках феноменологического подхода, так как модельных расчетов такого рода немного. Показывается, что наиболее существенным влияние неоднородности является тогда, когда переход из ферромагнитного в парамагнитное состояние является переходом первого рода.

Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными.

Работа выполнена при поддержке Президиума РАН (проект 12-П-2-1034) и РФФИ (проект 12-02-0208).

1. A.M. Tishin, Y.I. Spichkin, *The Magnetocaloric Effect and its Applications*, IOP Publishing Ltd. (2003).
2. K.A. Gschneidner Jr., V.K. Pecharsky, A.O. Tsokol, *Rep. Progr. Phys.* **68**, 1479 (2005).
3. V.D. Buchelnikov, V.V. Sokolovskiy, *Phys. Met. Metallogr.* **112**, 633 (2011).

Термодинамическая спин-флуктуационная теория магнетизма металлических сплавов

В.И. Гребенников

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия
E-mail: greben@imp.uran.ru

Предлагается теория для количественного описания термодинамических, магнитных и электронных свойств неупорядоченных сплавов переходных и нормальных металлов, например, системы Fe–Al, получаемой как из расплава, так и в виде метастабильных состояний, возникающих при механических воздействиях. Рассматривается система коллективизированных $3d$ -электронов с сильным внутриатомным обменным взаимодействием $-u_j s_j^2$ (s_j спин электронов на узле с номером j). Величина константы взаимодействия u_j принимает несколько разных значений с вероятностью j в зависимости от типа узла, который определяется его ближайшим окружением. Наша цель вычислить термодинамические характеристики электронной подсистемы (энтропию, теплоемкость) при произвольной температуре, найти величину локальных магнитных моментов на атомах разных типов, результирующую намагниченность и ее изменение в магнитном поле, описать магнитные фазовые переходы. Задача решается методом динамической теории флуктуаций электронной спиновой плотности [1,2], и включает вычисление спиновых флуктуаций в парамагнитном состоянии и радиус их корреляции. Одночастичная функция Грина $g(E)$ и ее собственно энергетическая часть $\Sigma(E)$ дают информацию о спектре элементарных возбуждений, затухании состояний на уровне Ферми, и в частности, позволяют вычислить электросопротивление за счет рассеяния на спиновых флуктуациях.

Статистическая сумма системы с межэлектронным взаимодействием с помощью преобразования Стратоновича-Хаббарда приводится к статсумме зонных электронов, находящихся в флуктуирующем (в пространстве и «термодинамическом времени» $\tau \in [0, \hbar/k_B T]$, T — температура) обменном поле $V_j(\tau)$. Принципиальной новой особенностью данной задачи по сравнению со стандартной теорией флуктуирующего поля в ферромагнетиках является наличие нескольких типов узлов с разным взаимодействием u_j . Вместо одного уравнения возникает система уравнений для определения среднего значения поля \bar{V}_j и электронного спинового момента \bar{s}_j для разных типов узлов $\bar{V}_j = -u_j \bar{s}_j$. Эта система имеет несколько ферромагнитных решений, переходы между которыми дают разнообразие температурных зависимостей магнитных характеристик неупорядоченных сплавов. Величина спина задается интегралом по энергии E от мнимой части одноузельной «примесной» функции Грина с функцией Ферми $f(E)$ вида $\bar{s}_j = \int \text{Im} \langle g(1 - (\bar{V}_j + \Delta V_j - \Sigma)g)^{-1} \rangle f dE / \pi$. Здесь угловые скобки обозначают усреднение по тепловым флуктуациям обменного поля ΔV_j . Собственно энергетическая функция $\Sigma(E)$ находится из условия обращения в нуль средней по флуктуациям и типам атомов одноузельной матрицы рассеяния, а функция Грина задается интегралом от плотности электронных состояний $\nu^0(E)$ сплава (без электрон-электронного взаимодействия) $g(E) = \int dE' \nu^0(E') / (E - \Sigma(E) - E')$. Обозначенная выше система содержит также уравнения для вычисления самосогласованной функции распределения флуктуирующего обменного поля, которая фактически определяет температурное поведение свойств. В качестве приложения предложенной теории рассмотрены результаты расчета температурных зависимостей магнитных характеристик железоалюминиевых сплавов.

1. В.И. Гребенников, Ю.И. Прокопьев, О.Б. Соколов, Е.А. Туров, ФММ **52**, 659 (1981).
2. N.B. Melnikov, B.I. Reser, V.I. Grebennikov, J. Phys.: Condens. Matt. **23**, 276003 (2011).

Расчет спектра коллективных спиновых возбуждений в купратных ВТСП методом функций Грина

М.В. Еремин*, И.М. Шигапов

Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

*E-mail: meremin@kpfu.ru

Предполагается подвести итоги расчетов динамической спиновой восприимчивости купратных ВТСП методом функций Грина, в рамках модели синглетно-коррелированной зоны (аналог $t - J$ -модели, но для верхней хаббардовской зоны) [1–3]. Уравнения для квазичастичных операторов получаются методом проектирования (Л. Рот, Цванциг, Мори и др.). В отличие от приближения Хаббард 1, при этом получается правильное асимптотическое поведение ширины зоны. В отсутствие носителей тока она обращается в нуль, что соответствует диэлектрику. Система из 5 зацепляющихся уравнений для функций Грина позволила самосогласованно учесть вклады в восприимчивость от коллективизированных и локализованных спинов. В предельных случаях выражение для восприимчивости соответствует известным результатам. При малой плотности носителей — восприимчивости локализованных спинов в двумерной системе с сильными антиферромагнитными корреляциями, а в случае широкой зоны проводимости — обобщенной восприимчивости коллективизированных электронов.

Используя параметры зоны, определенных по данным фотоэлектронной эмиссии, рассчитаны графики реальной и мнимой частей как функции частоты и волнового вектора. Контуры максимумов в мнимой части восприимчивости — «горные цепи» — обсуждаются в контексте с возможным проявлением дисперсионных ветвей коллективных спиновых возбуждений. Результаты расчета качественно соответствуют имеющимся экспериментальным данным по неупругому рассеянию нейтронов и рентгеновских лучей (RIXS). В области волнового вектора $Q = (\pi, \pi)$, при $T < T_C$, имеются две ветви. Одна (с дисперсией вверх) напоминает магنونную моду в двумерном антиферромагнетике, а вторая (с дисперсией вниз) — ветвь спинового экситона внутри сверхпроводящей щели. В области промежуточных волновых векторов $Q = (\pi/3, 0)$, тестируемой методом RIXS, имеются два «горных хребта» с дисперсией, напоминающей поведение расщепленной ветви парамагнетонного типа.

Работа поддержана фондом РФФИ, грант № 13-02-00492.

1. М.В. Еремин, А.А. Алев, И.М. Еремин, ЖЭТФ **133**, 862 (2008) [JETP **106**, 752 (2008)].
2. M.V. Eremin, I.M. Shigapov, I.M. Eremin, Eur. Phys. J. B **85**, 131, (2012).
3. M.V. Eremin, I.M. Shigapov, Ho Thi Duyen Thuy, J. Phys.: Cond. Mat. **25**, 345701 (2013).

Магнитокалорический эффект в квазиодномерных магнетиках с фрустрациями

Ф.А. Кассан-Оглы¹, В.М. Медведев², А.И. Прошкин¹, А.В. Зарубин^{1*}

¹Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

²Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

*E-mail: Alexander.Zarubin@imp.uran.ru

Особый интерес представляет исследование магнитокалорического эффекта (МКЭ) в системах, магнитная структура которых может быть проинтерпретирована как одномерная. Ряд таких квазиодномерных систем проявляют необычные магнитные свойства, обусловленные особенностями пространственной или магнитной структуры, также фрустрациями [1].

В работе получены точные решения для МКЭ в одномерных моделях Изинга, Гейзенберга, ХУ-модели, также планарных, стандартных и модифицированных моделях Поттса [2]. Проведены исследования зависимости МКЭ в одномерных магнитоупорядоченных системах (пара-, ферро- и антиферромагнетиках) от обменных параметров (взаимодействия между ближайшими, вторыми соседями), температуры, а также от величины и направления внешнего магнитного поля.

Показано, что в рассматриваемых магнетиках МКЭ существенно различен. В ферромагнетике и парамагнетике эффект положителен, а в антиферромагнетике — знакопеременен и достигает больших значений при низких температурах в непосредственной окрестности фрустр-рационального поля. При наличии конкурирующих взаимодействий в рассматриваемых моделях могут существовать несколько фрустрационных полей, вблизи каждого из которых МКЭ испытывает смену знака и гигантский рост (рис. 1).

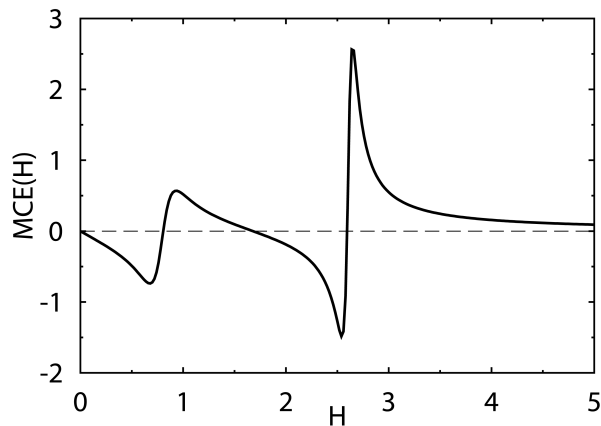


Рис. 1. Полевая зависимость МКЭ при низких температурах в магнетике с двумя фрустрирующими полями в одномерной модели Изинга с конкурирующими взаимодействиями соседей

Таким образом, фрустрации в магнитных одномерных системах приводят к гигантскому МКЭ. На основании обнаруженного явления предложен эффективный метод охлаждения циклической коммутацией внешнего поля вокруг каждого фрустрирующего значения в квазиодномерных магнитных системах. Результаты работы дают широкую предсказательную картину при выборе магнитоупорядоченных материалов для рабочего тела магнитных холодильных машин.

1. Ф.А. Кассан-Оглы, Б.Н. Филиппов, Известия РАН. Серия физическая **74**, 1513 (2010).

2. Ф.А. Кассан-Оглы, М.В. Медведев, А.И. Прошкин, А.В. Зарубин, Известия РАН. Серия физическая **77**, 1449 (2013).

Аномальное поведение намагниченности кубических ферромагнетиков с локализованными магнитными моментами вблизи точки фрустрации

А.Н. Игнатенко*, А.А. Катанин, В.Ю. Ирхин

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

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

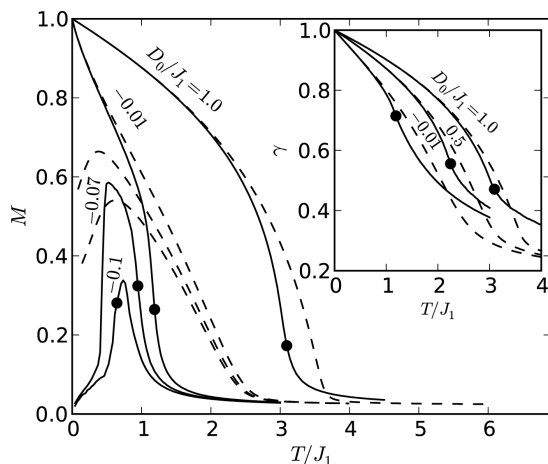


Рис. 1. Зависимость намагниченности от температуры для классической модели Гейзенберга на конечной ГЦК решетке размера $14 \times 14 \times 14$ с обменным взаимодействием первых, вторых и третьих соседей. $J_2 = -0.3J_1$, а $J_3 = (D_0/S - J_1 - J_2)/6$ выбиралось для ряда значений D_0 , указанных на графике. Сплошная линия — моделирование Монте-Карло, пунктирная линия — ССВТ. На вставке — температурная зависимость параметра ближнего порядка $\gamma = \sqrt{\langle S_i \cdot S_j \rangle}$ (i и j — ближайшие соседи)

даря увеличению D . При не слишком сильной фрустрации это приводит к необычной «вогнутой» форме зависимости намагниченности от температуры (см. Рис. 1), в согласии с экспериментальными данными по халькогенидам европия. Методом численного моделирования Монте-Карло построена фазовая диаграмма; обнаружено подавление намагниченности и температуры Кюри по сравнению с результатами самосогласованной спин-волновой теории (ССВТ). Сильные полевые зависимости намагниченности при конечных температурах, полученные вблизи точки фрустрации, обнаруживают определенную аналогию с зонными магнетиками.

Работа частично поддержана программой фундаментальных исследований ОФН РАН «Сильно коррелированные электроны в твердых телах и структурах», проект № 12-Т-2-1001 (УрО РАН), проектом президиума РАН «Квантовые мезоскопические и разупорядоченные структуры» № 12-П-2-1041.

1. N. Shannon, T. Momoi, P. Sindzingre, Phys. Rev. Lett. **96**, 027213 (2006).
2. T. Mairoser, A. Schmehl, A. Melville et al., Phys. Rev. Lett. **105**, 257206 (2010).
3. А.Н. Игнатенко, А.А. Катанин, В.Ю. Ирхин, Письма в ЖЭТФ **97**, 235 (2013).

Недавно было продемонстрировано существование квантового разупорядоченного основного состояния в *двумерных* магнетиках с доминирующими *ферромагнитными* взаимодействиями [1]. Поскольку в ферромагнитном основном состоянии квантовые флуктуации полностью отсутствуют, физика таких «фрустрированных ферромагнетиков» существенно отличается от физики антиферромагнетиков с конкурирующими обменными взаимодействиями. Магнитные фрустрации оказывают также существенное влияние на термодинамические свойства трехмерных систем. Аномальные зависимости намагниченности от температуры для ферромагнетиков действительно наблюдаются экспериментально, например в передопирированных халькогенидах европия [2]. Оказывается, что такие аномалии могут быть получены в рамках модели Гейзенберга при последовательном учете фрустрации.

Исследованы термодинамические свойства кубических гейзенберговских ферромагнетиков с конкурирующими обменными взаимодействиями вблизи точки фрустрации, в которой коэффициент D в спектре спиновых волн $E_k \sim Dk^2$ обращается в нуль. С помощью формализма Дайсона-Малеева установлено, что при низких температурах тепловые флуктуации стабилизируют ферромагнетизм благодаря

Экспериментальное измерение магнитокалорического эффекта в перспективных материалах в сильных магнитных полях

А.П. Каманцев^{1,2*}, В.В. Коледов^{1,2}, А.В. Маширов^{1,2}, Э.Т. Калимуллина¹, В.Г. Шавров¹, Я. Цвик², И.С. Терешина³, Л. Гонзалес⁴, Б. Эрнандо⁴

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

²Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур, Вроцлав, Польша

³Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Москва, Россия

⁴Университет Овьедо, Овьедо, Испания

*E-mail: kama@cplire.ru

В последние годы большой интерес вызывает применение магнитокалорического эффекта (МКЭ) для создания бытовых и промышленных холодильников и тепловых насосов [1]. Достичь большой мощности таких устройств можно при высокой удельной охлаждающей способности Q материала рабочего тела и гигантском адиабатическом изменении температуры ΔT в магнитном поле. Авторами была поставлена задача разработки прямого экспериментального метода для измерения Q и ΔT материалов с МКЭ в магнитных полях до 140 кЭ. Для этих целей был разработан специальный вакуумный калориметр, который помещался в Биттеровский магнит, а также создана уникальная система для экстракционных экспериментов — внесения и вынесения образцов в/из поля магнита, причем в одновременно измерялись обе важнейшие магнитокалорические характеристики материала. В качестве образцов были выбраны: материал с прямым МКЭ — чистый гадолиний [2] и сплав Гейслера $\text{Ni}_{43}\text{Mn}_{37.9}\text{In}_{12.1}\text{Co}_7$ с метамагнитоструктурным фазовым переходом и обратным МКЭ [3].

В результате прямых экспериментов удельная охлаждающая способность гадолиния $Q = +6000$ Дж/кг и адиабатическое изменение температуры $\Delta T = +17.44$ К в магнитном поле 140 кЭ при начальной температуре $T = 297$ К. Измеренные величины являются рекордными для Gd. Для сплава Гейслера $\text{Ni}_{43}\text{Mn}_{37.9}\text{In}_{12.1}\text{Co}_7$ $Q = -2000$ Дж/кг и $\Delta T = -3.25$ К в магнитном поле 80 кЭ при начальной температуре $T = 273$ К. Показано, что магнитное поле величиной 80 кЭ производит полный метамагнитоструктурный фазовый переход мартенсит-аустенит в этом сплаве и обеспечивает минимум температуры за счет обратного МКЭ, в то время как магнитные поля выше, чем 80 кЭ, вызывают повышение температуры вследствие прямого МКЭ в ферромагнитной аустенитной фазе.

1. K.A. Gschneidner Jr., V.K. Pecharsky, Int. J. Refrig. **31**, 945 (2008).

2. S.Yu. Dan'kov, A.M. Tishin, V.K. Pecharsky, K.A. Gschneidner Jr., Phys. Rev. B **57**, 3478 (1998).

3. J. Liu et al., Nature Materials **11**, 620 (2012).

Локальные парная запутанность квантовых состояний и магнитная тороидизация в линейной антиферромагнитной XXZ цепочке спинов $S=1/2$ в неоднородном магнитном поле

А.А. Кокин

Физико-технологический институт РАН, Москва, Россия
E-mail: aakokin@mail.ru

Одномерную спиновую цепочку можно рассматривать, как базовую модель для различных линейных многокубитовых квантовых регистров, построенных на электронных или ядерных спинах в качестве кубитов, таких, например, как периодические структуры на донорных атомах фосфора в кремнии, на NV–центрах окраски в алмазе, на цепочках из эндоэдрально легированных фуллеренов, и др.

В докладе представлены результаты теоретического исследования линейной антиферромагнитной спиновой цепочки с одноосной анизотропией (XXZ -модель) в поперечном неоднородном магнитном поле при низких температурах.

Спиновый гамильтониан цепочки сформулирован для случая низких температур, в условиях применимости спин-волнового приближения. С помощью унитарного преобразования спиновых операторов производится диагонализация гамильтониана. Для определения коэффициентов унитарного преобразования используется метод асимптотического разложения по малому параметру g , характеризующему величину градиента поля [1]. Найдено аналитическое выражение для локальной энергии основного состояния

Сформулирована приведенная к паре соседних в цепочке спинов 4×4 матрица плотности, получены аналитические выражения для ее элементов.

Для характеристики квантовых корреляций в цепочке используется локальная парная запутанность квантовых состояний и в качестве ее меры определяется локальная парная согласованность (coincidence), выражающаяся через матричные элементы приведенной матрицы плотности. Обращение в нуль согласованности соответствует квантовому фазовому переходу в незапутанное квантовое состояние. Показано, что это происходит при определенных значениях анизотропии магнитной структуры Δ_g . Для основного состояния спиновой цепочки найдено также аналитическое выражение для локальной тороидизации.

В принятых приближениях локальное значение энергии и другие матричные элементы в основном состоянии не зависят от положения рассматриваемой пары узлов в цепочке, а наличие неоднородности поля проявляется через перенормировку параметра анизотропии $\Delta_g = \Delta + g/4$ в спиновом гамильтониане.

Интерес к использованию неоднородного магнитного поля в линейных квантовых регистрах связан с тем, что тем самым обеспечивается различие резонансных частот соседних спинов-кубитов в квантовых спиновых регистрах и тем самым открывается возможность индивидуального обращения к отдельным кубитам посредством резонансных электромагнитных импульсов при квантовых операциях, без использования индивидуальных управляющих затворов.

Кроме того, оказывается, что, если квантовый регистр образуется из магнитных изотопов с ядерными спинами, замещающими основные бесспиновые атомы в антиферромагнитной структуре, то, как было показано в [2], при наличии неоднородного внешнего поля возможно возникновение косвенного взаимодействия между ядерными спинами-кубитами с осциллирующей зависимостью от расстояния, что могло бы быть использовано для организации двухкубитовых квантовых операций.

1. А.Х. Найфе, Методы возмущений, Мир (1976).

2. А.А. Кокин, В.А. Кокин, Теоретическая и математическая физика **168**, 467, (2011).

Проблемы спиновой динамики ферромагнетиков при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов

М.И. Куркин^{1*}, Н.Б. Орлова²

¹Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия
²Новосибирский технический университет, Новосибирск, Россия
*E-mail: kurkin@imp.uran.ru

В докладе предполагается обсудить несколько проблем, возникающих при описании процесса перемагничивания ферромагнетиков при воздействии циркулярно поляризованных лазерных импульсов. Эти проблемы удобно сформулировать в виде следующих соотношений:

$$\tau_p \ll \tau_s, \quad (1)$$

$\tau_p = 40$ фс = $4 \cdot 10^{-14}$ с — длительность оптической накачки, обеспечивающей спиновую переориентацию; $\tau_s > 10^{-10}$ с — характерное время динамики спиновой неоднородности размером порядка длины световой волны [1]. Неравенство (1) исключает возможность заметного изменения спинового состояния электронов за время порядка 10^{-6} м.

$$J_p \ll \Delta S = 2S_0, \quad (2)$$

J_p — угловой момент циркулярно поляризованной накачки, переданный электронам при оптическом возбуждении; ΔS — изменение спинового момента при перемагничивании, S_0 — равновесная величина спинового момента перед накачкой.

$$\Delta\sigma = 0; \quad \Delta l = \pm 1; \quad \Delta m = \pm 1, \quad (3)$$

— правила отбора для спинового (σ), орбитального (l) и магнитного (m) квантовых чисел при электродипольном возбуждении циркулярно поляризованным светом. Сохранение спина при таком возбуждении ($\Delta\sigma = 0$) означает отсутствие взаимодействия электрического поля световой волны E со спинами S . Существование косвенного взаимодействия E с S через орбитальные моменты электронов L возможно, но связано с еще одной проблемой, обусловленной неравенством:

$$\tau L > \tau_s > 10^{-10} \text{ с}, \quad (4)$$

τL — время жизни (время «замораживания») неравновесных орбитальных моментов L . Нижняя граница для τL определяется временами орбитальной динамики, которые порядка 10^{-15} с, поскольку определяются кулоновским взаимодействием с кристаллическим полем. Замедление процесса «замораживания» L требует существования «узкого горла» при передаче углового момента от электронов к решетке.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 11-02-00093 и 14-02-00260) и Президиума РАН (проект 12-П-2-1041).

1. C.D. Stanciu et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 047601 (2007).

Спиновый эффект Зеебека в системе непроводящий магнетик/металл

И.И. Ляпилин*, М.В. Огороков

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

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

Одной из центральных задач спинтроники является генерация и управление спиновыми токами в твердом теле. Генерация спинового тока возможна различными методами: оптическими, магнитными и, что особенно важно для применения в различного рода приборах, с помощью электрического тока. Сравнительно недавно наблюдалась генерация спинового тока, обусловленная тепловыми потоками. В работе [1] было показано, что наличие температурного градиента приложенного к пленке $\text{Ni}_{19}\text{Fe}_{81}$ приводит к реализации спинового тока в присоединенном к пленке немагнитном проводящем материале. Обнаруженный эффект — спиновый эффект Зеебека (СЭЗ), наблюдался позже в различных материалах: ферромагнитных полупроводниках $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$, непроводящих магнетиках $\text{LaY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ [2], $(\text{Mn},\text{Zn})\text{Fe}_2\text{O}_4$ [3] и металлических ферромагнетиках Co_2MnSi [4].

Исследование СЭЗ в непроводящих магнетиках показало, что эффект наблюдаем на расстоянии, которое значительно превышает длину спиновой диффузии электронов проводимости. Это означает, что спиновый ток в этом случае обусловлен не проводящими электронами, а другими коллективными возбуждениями, в качестве которых выступают коллективные возбуждения в системе локализованных спинов (спиновые волны или магноны).

Для интерпретации СЭЗ необходимо принимать во внимание динамическое поведение магнетиков во внешних полях. В большинстве работ для этого используют феноменологическое уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ). Различные типы феноменологических уравнений соответствуют представлению слагаемого Гильберта в явном виде через намагниченность и внешнее поле — уравнение Блоха [5] и его модификации [6]. Что касается микроскопических теорий, то их можно условно разделить на теории, посвященные вычислениям релаксационного слагаемого Гильберта и анализу уравнения ЛЛГ; теории, анализирующие поведение временных корреляционных функций операторов \mathbf{M} [7,8]. Области применимости и соотношения между этими подходами можно выяснить при условии наличия точных замкнутых уравнений описывающих динамику магнетиков, которые возможно получить благодаря развитию общих методов неравновесной статистической механики [9]. В рамках таких общих методов нами рассмотрен и изучен СЭЗ в предположении, что как магнитная подсистема, так и подсистема фононов описываются своими эффективными температурами.

1. K. Ucida, et al., Nature Lett. **455**, 778 (2008); Nature Mater. **9**, 894 (2010); Appl.Phys. Lett. **97**, 262504 (2010).
2. S. Bosu, et al., Phys. Rev. B **83**, 224401 (2011).
3. С.М. Jaworski et al., Nature Mater. **9**, 898 (2010).
4. T. Kimura et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 156601 (2007).
5. F. Bloch, Phys. Rev. B. **70**, 460 (1946).
6. R. Godrington et al., Phys. Rev. **95**, 607 (1954).
7. С.В. Тябликов, Методы квантовой теории магнетизма. М., Наука, 1965.
8. Н. Mori, K. Kawasaki, Progr. Theor. Phys. **27**, 529 (1962); **28**, 971 (1962).
9. В.П. Калашников, М.И. Ауслендер, ФММ **44**, 710 (1977).

Хаос в джозефсоновских структурах

С.Ю. Медведева^{1,2*}, Ю.М. Шукринов¹

¹Объединённый институт ядерных исследований, Дубна, Россия

²Московский Физико-Технический институт (государственный университет), Долгопрудный, Россия

*E-mail: medvedeva@theor.jinr.ru

Возникновение хаоса в джозефсоновских системах, с момента своего первого описания до настоящего времени [1], привлекает внимание, как физиков-теоретиков, так и экспериментаторов. Нелинейная динамическая система может перейти в состояние хаоса тремя универсальными способами: через удвоение периода, перемежаемость и квазипериодичность. В настоящей работе демонстрируется проявление перемежаемости в системе связанных джозефсоновских переходов (ДП) под действием внешнего излучения. Для анализа возникающих субгармоник Шапиро использовался алгоритм, предложенный в работе [2]. В качестве расчётной схемы использовали метод Рунге-Кутты 4-го порядка.

Нами исследована фазовая динамика ДП с различными значениями параметра диссипации $\beta = 0.2, 0.3, 0.4, 0.5$ при различных значениях амплитуды и частоты внешнего электромагнитного излучения. Характер поведения системы проанализирован на основе рассчитанных ВАХ, сечений Пуанкаре и экспоненты Ляпунова. Показана возможность возникновения структурированного хаоса в определенных интервалах параметров ДП и внешнего излучения, представляющего собой чередование субгармоник Шапиро и хаотических областей. Рассчитан фрактальный размер структуры, который оказался равным 0.868 с погрешностью расчёта 0.012. Эта величина свидетельствует о полноте данной структуры [3]. Изучены основные свойства структурированного хаоса.

Интересным явлением, связанным с возникновением хаоса в ДП, является фрагментация ступенек Шапиро [4]. Нами представлены результаты исследования фрагментации как в отдельном ДП, так и в их системе. Показано влияние параметров связи между джозефсоновскими переходами и параметра диссипации на фрагментацию ступенек Шапиро и их субгармоник. Найдено, что при больших значениях параметра диссипации фрагментация ступенек оказывается более сильной: с ростом диссипации уменьшается устойчивость субгармоник к внешнему воздействию электромагнитного излучения. Исследование фрагментации ступенек Шапиро проведено в рамках резистивной модели. В случае стека ДП при увеличении параметра связи между переходами фрагментация ступенек Шапиро значительно усиливается.

Полученные результаты могут быть использованы при экспериментальном исследовании хаоса в ДП, а также при проектировании устройств, работа которых основана на эффекте Джозефсона.

1. В.А. Huberman, J.P. Crutchfield, N.H. Packard, *Appl Phys. Lett.* **37**, 750 (1980).
2. Yu.M. Shukrinov, S.Yu. Medvedeva, A.E. Botha, M.R. Kolahchi, A. Irie, *Phys. Rev.* В *принято к печати* (2013).
3. M.H. Jensen, P. Bak, T. Bohr, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 1637 (1983).
4. С.Ю. Медведева, Ю.М. Шукринов, Доклад на II национальной конференции по сверхпроводимости, Москва (2013).

Сверхпроводимость в низкоразмерных электронных системах, индуцированная за счет эффекта близости: Андреевское отражение, эффект Джозефсона и вихревые состояния

А.С. Мельников

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
E-mail: melnikov@ipm.sci-nnov.ru

Тема лекции — это теоретическое описание сверхпроводимости, наведенной в низкоразмерных системах (2D электронный газ, слои графена, тонкие пленки или проволоки нормального металла, топологические изоляторы) за счет эффекта близости с массивным сверхпроводящим электродом. Показано, что наведенная щель в спектре возбуждений низкоразмерной системы существенно определяется характеристиками туннельной связи со сверхпроводником. Обсуждены особенности андреевского отражения и джозефсоновского транспорта в таких системах в чистом и грязном пределах. Проанализирована электронная структура вихрей в низкоразмерных структурах с энергетической щелью, индуцированной за счет эффекта близости, в зависимости от характеристик туннелирования. Предсказано наличие двух пространственных масштабов в локальной плотности состояний вблизи вихрей и предложено теоретическое объяснение экспериментально наблюдаемых особенностей электронной структуры вихревого состояния в сверхпроводниках в рамках предположения о наличии поверхностного несверхпроводящего слоя. Анализируется вопрос о появлении в спектре вихрей Майорановских состояний квазичастиц.

Магнитоэлектрический и антиферромагнитный фотогальванический эффекты в оксидах RMn_2O_5 . Симметричный подход

В.В. Меньшенин

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

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

Изучению магнитоэлектрических свойств мультиферроиков RMn_2O_5 уделяется большое внимание. Одним из проявлений этих свойств является магнитоэлектрический эффект (МЭ).

Описание МЭ в средах с магнитным волновым вектором $\vec{k} \neq 0$ оказывается более сложной задачей по сравнению со случаем, когда магнитная и кристаллическая решетки системы совпадают. Отметим, прежде всего, что при $\vec{k} \neq 0$ не удастся ввести понятие четных и нечетных элементов симметрии, а представление пространственной группы для этого волнового вектора не совпадает в общем случае с представлением точечной группы. В данной работе описан метод, позволяющий находить преобразование магнитных векторов для структур с волновым вектором $\vec{k} \neq 0$ под действием элементов пространственной группы кристалла. Найден способ определения преобразований магнитных моментов ионов в результате действия элементов пространственной группы, который учитывает как повороты моментов, так и пространственное расположение ионов с локализованными моментами в кристалле. Способ базируется на использовании магнитного представления пространственной группы, являющегося прямым (тензорным) произведением перестановочного представления группы симметрии волнового вектора магнитной структуры (в общем случае отличного от нуля) и векторного представления группы вращений магнитных моментов. На его основе удастся описать МЭ в соизмеримой фазе манганатов RMn_2O_5 . Показано [1], что в соизмеримой антиферромагнитной фазе манганатов возможно наблюдение магнитоэлектрического эффекта для всех компонент вектора электрической поляризации при соответствующем выборе ориентации внешнего магнитного поля. Сравнение полученных результатов с экспериментальными данными показывает, что выражение для термодинамического потенциала описывает возможность существования всех наблюдавшихся проявлений МЭ в рассматриваемых оксидах. Установлено, что в соизмеримой антиферромагнитной фазе манганатов может иметь место антиферромагнитный фотогальванический эффект. Суть эффекта состоит в том, что при освещении монохроматическим светом антиферромагнитного кристалла, в котором после магнитного упорядочения центр инверсии становится центром антиинверсии, или отсутствует вовсе, в системе появляется постоянный электрический ток. Направление этого тока определяется только симметрией системы при отсутствии внешнего постоянного электрического поля и пространственных неоднородностей. В оксидах RMn_2O_5 в соизмеримой антиферромагнитной фазе центр инверсии как элемент симметрии отсутствует.

Установлено, что при линейной поляризации света вдоль одной из осей кристалла электрический фотогальванический ток может распространяться вдоль осей a или b кристалла. Составляющая фототока вдоль оси c может генерироваться только в том случае, если вектор поляризации линейно поляризованной волны имеет отличные от нуля проекции на оси a , b , либо a , c , либо b , c соответственно. Показано, генерация фотогальванического тока возможна и при эллиптической поляризации света. Наиболее просто удовлетворяются условия наблюдения фототока вдоль оси c кристалла.

Работа выполнена при частичной поддержке по Программе Президиума РАН «Квантовые мезоскопические и неупорядоченные системы» (грант № 12-П-2-1041).

1. В.В. Меньшенин, ФТТ **54**, 1891(2012).

Адиабатический принцип в теории теплоемкости твердых тел

С.М. Подгорных

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия
E-mail: sp@imp.uran.ru

Новые экспериментальные данные по теплоемкости магнитных и сверхпроводящих металлических веществ приводят к критическому анализу применимости адиабатического принципа, согласно которому свободная энергия Гельмгольца может быть представлена в виде суммы энергий различных компонент системы: ионной решетки, электронов проводимости, спинов и других. Экспериментально измеряемая теплоемкость твердого тела C определяется изменением с температурой энтальпии H образца, а не изменением его внутренней энергии U , как принято рассматривать для простоты в теоретических моделях. Различие заключается в том, что энтальпия $H = U + pV$ содержит в себе кроме внутренней энергии дополнительную величину pV , определяемую совершенной работой над образцом при подводе теплоты. С изменением температуры происходит изменение не только объема V образца, но и давления p в образце $d(pV) = pdV + Vdp$. Когда эксперименты по теплоемкости проводятся при постоянном *внешнем* давлении, то принято считать, что $Vdp = 0$, а измеряемая теплоемкость есть теплоемкость при постоянном давлении C_p . Тогда "экспериментальную" величину теплоемкости при постоянном объеме C_v вычисляют из измеряемой C_p , например, через коэффициент теплового расширения β , считая, что полученные результаты совпадают с изменением внутренней энергии образца, $C_v = (\partial U / \partial T)_v$ [1]. Однако следует отметить, что в металлах (в отличие от изоляторов), кроме внешнего давления на решетку твердого тела, действует значительное внутреннее давление электронного газа, которое определяет сжимаемость образца при низких температурах. Температурная зависимость давления электронного газа отличается от температурной зависимости давления фононов. Поэтому, в процессе нагревания решетки металла при измерении теплоемкости будет происходить дополнительное (по сравнению с изоляторами) изменение *внутреннего* давления на решетку p , а также изменение объема образца V . Теплоемкость такого *политропного* процесса будет содержать составляющие, зависящие от совершенной работы над решеткой, причем эти составляющие могут быть как положительными, так и отрицательными. Нами было обнаружено, что теплоемкость некоторых низкотемпературных сверхпроводников и магнитных соединений зависит от их магнитной предыстории. Существенным экспериментальным фактом является наблюдение отрицательной составляющей в теплоемкости, измеренной на одном и том же образце с различной магнитной предысторией, что невозможно объяснить изменением внутренней энергии какой-либо из подсистем твердого тела. Главное обсуждаемое следствие состоит в возможном преобразовании адиабатического принципа для общей энергии твердого тела как суммы энергий подсистем к его новой форме в виде энергии решетки и суммы работ над решеткой, производимых различными подсистемами: электронами, спинами и другими. Если в энтальпии величина pdV не равна нулю, то измеряемая теплоемкость содержит работу по тепловому расширению решетки образца. Если в энтальпии другая величина Vdp не равна нулю, то измеряемая теплоемкость изменяется на "величину возможной, но еще не совершенной работы" (определение К.А. Путилова). Формально величина Vdp означает изменение потенциальной энергии образца.

Работа поддерживается РФФИ проект 13-02-96022р_урал_a.

1. T.H.K. Barron, G.K. White, Heat capacity and thermal expansion at low temperatures. Kluwer Academic/Plenum Publishers. The International Cryogenics Monograph Series, General Editors: K.D. Timmerhaus, Alan F. Clark, Carlo Rizzuto. P.16. (1999).

Эффект близости для структур F–S: существует ли электрон-электронное притяжение в ферромагнетике?

Ю.Н. Прошин, М.М. Хусаинов, М.В. Авдеев

Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

*E-mail: yurii.proshin@kpfu.ru

В теории эффекта близости для контактов ферромагнитный металл (F) – сверхпроводник (S) обычно полагалось, что константа электрон-электронного взаимодействия в ферромагнетике λ_F равна нулю (см. обзоры [1,2] и приведённые в них ссылки).

Толчком к работе послужили экспериментальные работы [3,4], в которых на сверхрешетке Gd–La было обнаружено существование экстремально высокого значения критической температуры T_c , да еще и при нехарактерном для обычной теории эффекта близости соотношении толщин слоев гетероструктуры $d_{La} < d_{Gd}$. В первых наших работах [5,6] для чистой трехслойной системы F–S–F в куперовском пределе было показано, что подобное поведение системы F–S–F возможно лишь при учете межэлектронного взаимодействия в ферромагнетике. Это взаимодействие в обычном состоянии подавлено сильным обменным полем и является “скрытым”. Но оно может реализоваться в слоистых структурах при антипараллельном расположении намагниченностей в F слоях и распространении сверхпроводящих корреляций из S слоев за счет эффекта близости.

В настоящий момент удалось провести расчеты для чистых четырехслойных асимметричных систем F–S–F’–S’ и сверхрешетки, элементарной ячейкой которой является приведенная выше четырехслойная система. Эти вычисления позволили провести оценку λ_{Gd} и подтвердить предварительные выводы [5,6]. В асимметричных системах F–S предсказывается появление уединенной сверхпроводимости в зависимости $T_c(d_F)$ при фиксированном значении d_F .

Анализ и решения уравнений Узаделя позволили показать, что учет электрон-электронного взаимодействия существенен и для грязных асимметричных систем F–S. Предложен “кандидат” для наблюдения предсказываемых эффектов – трехслойная асимметричная система Gd(1)–La–Gd(2).

Работа частично поддержана Министерством образования и науки РФ и Российским фондом фундаментальных исследований (13-02-01202-а).

1. Ю.А. Изюмов, Ю.Н. Прошин, М.Г. Хусаинов, УФН, **172**, 113 (2002).
2. A. Buzdin, Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).
3. J.P. Goff et al., JMMM **240**, 592 (2002).
4. P.P. Deen et al., J. Phys.: Cond. Matt. **17**, 3305 (2005).
5. М.Г. Хусаинов и др., Письма в ЖЭТФ **90**, 134 (2009).
6. М.Г. Хусаинов и др., Письма в ЖЭТФ **90**, 402 (2009).

Резонансные явления в квазиодномерной спиральной магнитной структуре

В.В. Киселев*, А.А. Расковалов

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

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

Основное состояние конденсированных сред часто бывает неоднородным. В магнитных материалах наблюдают всевозможные периодические структуры, такие как полосовые доменные структуры ферро- и антиферромагнетиков, а также спиральные структуры хиральных магнетиков. Подобные структуры наблюдаются в кристаллах без центра инверсии и стабилизируются взаимодействием Дзялошинского–Мории. Они теоретически описываются в терминах одномерной решетки солитонов (решетки кинков). В настоящее время такие структуры интенсивно исследуются. Они обнаружены в металлах (MnSi), диэлектриках (CuB_2O_4) и полупроводниках ($\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$).

Ввиду наличия изначально нелинейного, неоднородного основного состояния среды, аналитическое описание нелинейных возбуждений на фоне решетки кинков представляет трудную задачу. Вместе с тем, эта задача допускает точное решение с помощью специальных методов интегрирования. В работах [1,2] нами предложена модификация метода обратной задачи рассеяния (процедура «одевания»), которая позволила подробно описать нелинейные возбуждения в квазиодномерной спиральной структуре в рамках модели sine-Gordon.

В настоящей работе в рамках этой модели проведен расчет поглощения мощности однородной накачки в спиральной структуре квазиодномерных легкоплоскостных магнетиков без центра инверсии при наличии постоянного магнитного поля, перпендикулярного оси магнитной спирали [3]. Когда частота накачки совпадает с одной из частот стоячих волн, энергия поля накачки резонансно поглощается. Показана возможность получения информации о материальных параметрах спиральной структуры (постоянных кристаллографической анизотропии и обменного взаимодействия) и временах релаксации в ней спиновых волн путем измерения формы линии поглощаемой ей мощности внешней накачки. Преимущество таких измерений состоит в их достаточной простоте и точности. Показано, что допустимые частоты колебаний пульсирующих солитонов (бризеров) почти всюду лежат ниже спектра стоячих спиновых волн в спиральной структуре: возможно лишь незначительное перекрытие солитонных и спин-волновых частот вблизи точки фазового перехода по полю из несоизмеримой фазы в соизмеримую. Этот факт можно использовать для обнаружения бризеров в спиральной структуре.

Работа выполнена в рамках программы Президиума РАН «Фундаментальные проблемы нелинейной динамики» и поддержана стипендией Президента РФ для молодых ученых СП-6342.2013.1.

1. В.В. Киселев, А.А. Расковалов, ФММ **113**, 1180 (2012).
2. В.В. Киселев, А.А. Расковалов, ТМФ **173**, 268 (2012).
3. В.В. Киселев, А.А. Расковалов, ЖЭТФ **143**, 312 (2013).

What electronic structure (if any) is favorable for high- T_C superconductivity?

M.V. Sadovskii^{1,2}

¹Institute for Electrophysics, Russian Academy of Sciences, Ural Branch, Ekaterinburg

²Institute for Metal Physics, Russian Academy of Sciences, Ural Branch, Ekaterinburg

E-mail: sadovski@iep.uran.ru

We present the general discussion and comparison of electronic (band) structure of high-temperature superconductors, both cuprates and iron pnictides (selenides), with the aim to find probable band structure features favorable for high- T_C superconductivity, from the point of view of modern (microscopic) theory.

Among these features we consider the general DOS evolution, band multiplicity, the role of electronic correlations, pseudogaps etc. Main attention is devoted to electronic (multiple) band structure of iron pnictides and selenides, for which we review some new results obtained within LDA+DMFT. Also we pay some attention to single-layer FeSe and MgFeGe puzzle.

Эффективная масса в состоянии высокой проводимости низкоразмерных систем

Л.М. Свирская

Челябинский государственный педагогический университет, Челябинск, Россия

E-mail: svirskayalm@mail.ru

В [1] установлен критерий состояния высокой проводимости (СВП), согласно которому эффективная масса электрона m^* у дна энергетической зоны, параметр кристаллической решётки a и скорость звука u удовлетворяют условию

$$am^*u > \hbar, \quad (1)$$

где \hbar — постоянная Планка. Этот критерий «отключения» взаимодействия электронов с фононами и исчезновения «решеточного» электросопротивления, учитывает взаимосвязь СВП с пониженной размерностью проводящей подсистемы. На его основе оказалось возможным объяснение [2,3] появления необычно высокой, но конечной (в отличие от сверхпроводников) проводимости квазиодномерных капилляров в твердой фазе металл-аммиачных растворов, одномерных проводящих каналов тонких полимерных плёнок, наноразмерных каналов, окружённых диэлектрической средой полимера.

На основе (1) в [2] было дано объяснение резкого увеличения эффективной массы токоносителей, установленного в [4], при переходе в СВП затвердевших растворов щелочных металлов в аммиаке (до перехода в высокопроводящее состояние зонная масса электрона $m_b \approx 1.25m_0$, где m_0 — масса свободного электрона, а после перехода $m_b \approx 2.3 \cdot 10^4 m_0$). Однако остался открытым вопрос о микроскопическом объяснении этого эффекта.

Согласно полярной модели кристалла Шубина-Вонсовского [5], отметившей своё 80-летие, эффективная масса электрона существенно зависит от отношения энергии кулоновского отталкивания U электронов в «двойках» к интегралу переноса t . В основном синглетном состоянии для системы из двух узлов и двух электронов

$$m^* = \frac{\hbar^2}{2a^2 t^2} \sqrt{\left(\frac{U}{2}\right)^2 + 4t^2}. \quad (2)$$

Соотношение (2) объясняет возникновение большой эффективной массы без предположения об аномально малой величине интеграла переноса. При $4|t| \ll U$ из (2) следует

$$m^* = \frac{U}{2|t|m_t^*}, \quad (3)$$

где m_t^* — эффективная масса в зонной теории. При $U \sim 10$ эВ, $t \sim 0.1$ эВ эффективная масса оказывается на два порядка больше m_t^* . Дополнительное увеличение m^* может быть связано с виртуальными синглетно – триплетными переходами, т.е. с возбуждениями мультиплетности. Основное состояние двухэлектронной системы в случае двух узлов в полярной модели является синглетным ψ_1^s . Более высокая энергия соответствует трёхкратно вырожденному триплетному состоянию ψ^T . Ещё выше находятся синглетное состояние ψ_2^s с одной двойкой и синглетное состояние ψ_3^s , в котором наряду с двойкой имеются также гомеоплярные состояния.

1. С.В. Вонсовский, М.С. Свирский, Л.М. Свирская, ФММ **67**, 885 (1989).
2. С.В. Вонсовский, М.С. Свирский, Л.М. Свирская, ФММ **68**, 208 (1989).
3. Л.М. Свирская, Вестник ЮУрГУ, серия «Математика, механика, физика» **6**, 109 (2012).
4. P. Arendt, Solid State Comm. **67**, 12, 1161 (1988).
5. С.П. Шубин, С.В. Вонсовский, Proc. Roy. Soc. A **145**, 159 (1934).

Топологические скачки намагниченности в киральной солитонной решетке

А.С. Овчинников^{1*}, Вл.Е. Синицын^{1*}, И.Г. Бострем^{1*}, Дж. Кишине^{2*}

¹Институт естественных наук, УрФУ, Екатеринбург, Россия

²Division of Natural and Environmental Sciences, The Open University of Japan, Chiba, Japan

*E-mail: sinitsyn_ve@mail.ru

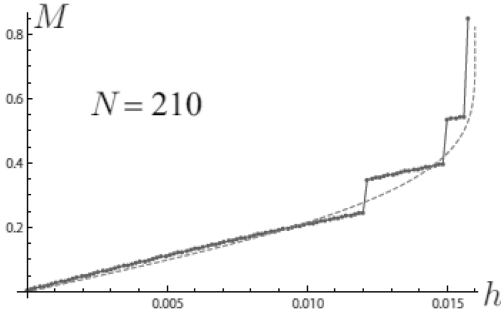


Рис. 1. Кривая намагничивания для системы длиной 210 узлов. Пунктиром показана кривая в континуальном пределе.

Рассматривается киральный гелимагнетик конечной длины с фиксированными ГУ на обоих концах. При параметризации спина i -го узла в виде $S_i = S(\cos \varphi_i, \sin \varphi_i, 0)$ эффективный одномерный гамильтониан в этом случае имеет вид:

$$\begin{aligned} H/J S^2 = & -\sum_{i=0}^{N-1} \cos(\varphi_{i+1} - \varphi_i) \\ & + D_z/J \sum_{i=0}^{N-1} \sin(\varphi_{i+1} - \varphi_i) \\ & - h \sum_{i=0}^N \cos \varphi_i, \end{aligned} \quad (1)$$

где $J > 0$ — изотропное обменное взаимодействие, D_z — вектор Дзялошинского, $h \equiv g\mu_B H_x/J S$ — безразмерное магнитное поле (направление осей x и z выбраны вдоль H_x и D_z соответственно).

В работе рассматривались граничные условия вида: $\varphi_0 = 0$ и $\varphi_N = -2\pi n$, где n — топологическое число, имеющее смысл числа полных периодов солитонной решетки.

Поведение бесконечного гелимагнетика в поперечном магнитном поле хорошо изучено [1]: образуется магнитная структура в виде искаженной спирали, так называемая «солитонная решетка», период которой непрерывно увеличивается с ростом магнитного поля до перехода в индуцированное ферромагнитное состояние. В ходе этого процесса намагниченность также увеличивается непрерывно.

Как показало проведенное в работе численное моделирование, поведение намагниченности в конечной системе при фиксированных ГУ меняется кардинально и связано с эффектом квантования периода спирали. Период солитонной решетки в определенном интервале полей остается постоянным и равным (в единицах постоянной решетки) N/n (N — размер системы), а затем происходит скачкообразное увеличение периода до $N/(n-1)$ и т.д. с дальнейшим ростом поля. В результате кривая намагничивания гелимагнетика приобретает ступенчатый вид (рис. 1)

Эффект квантования намагниченности наблюдался в пленках MnSi для свободных граничных условий [2], развитая теория для фиксированных граничных условий может быть реализована в соединении $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ или в слоистых гетероструктурах типа FM–гелимагнетик–FM.

1. I.E. Dzyaloshinskii, Sov. Phys. JETP **19**, 960 (1964); Sov. Phys. JETP **20**, 665 (1965).

2. M.N. Wilson, E.A. Karhu, A.S. Quigley, U.K. Rössler, A.B. Butenko, A.N. Bogdanov, M.D. Robertson, and T.L. Monchesky, Phys. Rev. B **86**, 144420 (2012).

Обобщенная теория спиновых флуктуаций в ангармонических металлических магнетиках

А.З. Солонцов^{1,2}

¹Центр фундаментальных и прикладных исследований, ВНИИ автоматки им. Н.Л. Духова, Москва, Россия

²Государственный центр физики конденсированных сред, Москва, Россия

E-mail: asolontsov@mail.ru

Спиновые флуктуации (СФ) играют существенную роль в металлических магнетиках и нетрадиционных сверхпроводниках. При этом эта роль до сих пор остается неясной, и описание СФ является одной из фундаментальных проблем физики магнетизма и сверхпроводимости.

Существующая теория — самосогласованная перенормировочная (ССП) теория СФ [1,2] — обладает существенными недостатками, а именно: а) она полностью пренебрегает эффектами нулевых флуктуаций, которые существенно влияют на основное состояние и тепловые свойства металлов и б) основана на теории возмущений и фактически предполагает слабость эффектов взаимодействия флуктуаций, которые в реальных металлах не малы благодаря гигантскому характеру нулевых СФ. Альтернативный подход к теории СФ связан с использованием правила сумм и предполагает, что среднее значение суммы квадратов амплитуд нулевых и тепловых СФ сохраняется [3]. Такой подход имеет ограниченную применимость, связанную с магнетиками с почти локализованными магнитными электронами.

Общий недостаток подходов [1–3] обусловлен положенной в их основу теорией возмущений и предполагает слабость спинового ангармонизма. С другой стороны, в большинстве металлических магнетиков безразмерный параметр ангармонизма, определяемый в основном нулевыми СФ не мал, а сами нулевые флуктуации оказываются гигантскими с амплитудами порядка нескольких магнетонов Бора на элементарную ячейку [4]. Таким образом, подходы [1–3], основанные на теории возмущений, оказываются малоприменимыми для описания реальных металлических магнетиков.

Для описания эффектов нулевых СФ и обусловленного ими сильного спинового ангармонизма предложена спин-флуктуационная теория мягких мод (ММ) [4], являющаяся обобщением СПП подхода. При этом в теории ММ тепловые и нулевые СФ учитываются одновременно при определении свободной энергии в рамках вариационной процедуры без предположения малости спинового ангармонизма.

В настоящем докладе предложена обобщенная теория спиновых флуктуаций (ОТСФ), учитывающая эффекты тепловых и нулевых СФ и сильного спинового ангармонизма в широкой области температур в ферро-, антиферро- и парамагнитных фазах, обобщающая СПП и ММ теории и подход, основанный на правиле сумм. При этом подходы [1–4] следуют из ОТСФ при определенных режимах спинового ангармонизма и в соответствующих областях температур. Предлагаемая обобщенная теория СФ использована для анализа влияния нулевых СФ на основное состояние и спиновую поляризацию манганитов. При этом СФ накладывают квантовые ограничения на возможную 100% поляризацию манганитов и их полуметаллический характер. Нулевые СФ также существенно влияют на низкотемпературную зависимость теплоемкости и на нефермижидкостное поведение сильнокоррелированных электронных систем.

1. T. Moriya, *Spin Fluctuations in Itinerant Electron Magnetism*, Springer (1985).

2. G.G. Lonzarich, L. Taillefer, *J. Phys.* **180**, 4339 (1985).

3. Y. Takahashi, *Theory of spin fluctuations in itinerant electron magnetism*, Springer (2013).

4. A.Z. Solontsov, D. Wagner, *Phys. Rev. B* **51**, 12410 (1995).

T_C неупорядоченных сверхпроводников вблизи перехода Андерсона

И.М. Суслов

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

Согласно теореме Андерсона, температура перехода T_C неупорядоченного сверхпроводника определяется средней плотностью состояний и не меняется при пересечении порога локализации. Это верно в предположении самоусредняемости параметра порядка, нарушение которой ожидается в области сильной локализации. В связи с утверждениями о сильном повышении T_C в окрестности перехода Андерсона мы провели систематическое исследование возможных нарушений самоусредняемости. Сильные отклонения от теоремы Андерсона возможны из-за резонансов на квазидискретных уровнях, приводящих к локализации параметра порядка на атомном масштабе. Этот эффект определяется свойствами отдельных примесей и не имеет прямой связи с переходом Андерсона. В частности, мы не видим оснований говорить о «фрактальной сверхпроводимости» вблизи порога локализации.

Теория сверхпроводимости на фоне пространственно неоднородного среднего обменного поля

В.А. Туманов*, Ю.Н. Прошин

Казанский федеральный университет, Казань, Россия

*E-mail: tumanvadim@yandex.ru

В данной работе мы изучаем сверхпроводящее состояние на фоне пространственно неоднородной направленности среднего обменного поля локализованных спинов [1]. С помощью унитарного поворота в спинором пространстве гамильтониан БКШ с учетом неоднородного по направлению среднего обменного поля может быть переписан в терминах удлинённых производных $D_i = \partial_i + A_i(\varphi, \theta, \xi)$, где $A_i(\varphi, \theta, \xi)$ является эффективным внешним полем Янга–Миллса [2] и содержит, в общем случае, все 3 компоненты. φ и θ — соответствующие углы в сферической системе координат, задающие направление намагниченности, $\xi(\mathbf{r})$ — действительная функция. Матрица поворота выбирается таким образом, чтобы слагаемое, отвечающее за взаимодействие с локализованными моментами, стало диагональным. Поле $A_i(\varphi, \theta, \xi)$ при этом определено неоднозначно: $\xi(\mathbf{r})$ выбирается произвольно, и эта неоднозначность приводит к требованию калибровочной инвариантности теории относительно преобразований поля вида $A_i(\varphi, \theta, \xi) \rightarrow A_i(\varphi, \theta, \xi')$. В силу локальности таких преобразований требование калибровочной инвариантности выполняется, если градиент и поле Янга–Миллса встречаются в сочетании $\partial_i + A_i(\varphi, \theta, \xi)$.

Такой подход во многих (симметричных) случаях упрощает уравнения Горькова и позволяет найти функцию Грина, а затем и критическую температуру магнитного сверхпроводника. В докладе будет представлена критическая температура магнитного сверхпроводника как функция температуры в случае спиральной намагниченности. Квазиклассические уравнения так же, как правило, упрощаются (вращение намагниченности учитывается путем замены обычных производных на удлинённые). Отметим, что в рамках квазиклассического подхода предполагается, что среднее обменное поле наряду со сверхпроводящим параметром порядка меняется медленно по сравнению с длиной когерентности [3]. В нашем варианте теории необходимость в таком приближении не возникает, что является более последовательным, так как неоднородность намагниченности на корреляционной длине отвечает за возникновение триплетных компонент конденсата.

Работа выполнена при частичной поддержке стипендиальной программы фонда Династия, министерства образования и науки РФ и РФФИ.

1. Ya.V. Fominov, A.F. Volkov, K.B. Efetov, Phys. Rev. B. **75**, 104509 (2007).
2. В.А. Рубаков, Классические калибровочные поля, Эдиториал УРСС (1999).
3. E.A. Demler, G.B. Arnold, M.R. Beasley, Phys. Rev. B. **55**, 15174 (1997)

Магнитосопротивление в ферромагнитных точечных контактах

Н.Х. Усеинов*, Л.Р. Тагиров

Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

*E-mail: nuseinov@mail.ru

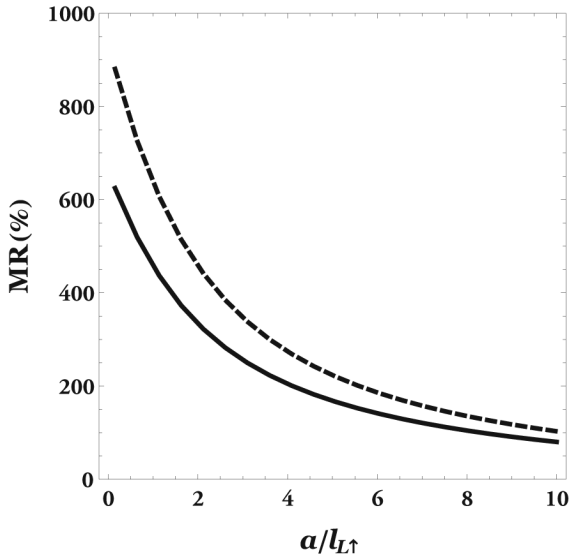


Рис. 1. Зависимость магнитосопротивления от отношения радиуса a точечного контакта Fe–Fe к длине свободного пробега электрона проводимости со спином вверх левого магнитного домена

левая энергетический барьер, проходят отверстие из спиновой подзоны одного металла в спиновую подзону другого металла с тем же направлением спина.

Результаты вычислений MR для контакта Fe–Fe с длиной свободного пробега (3.0 нм) электрона проводимости со спином вверх показаны на рисунке 1. Графики зависимостей MR соответствуют двум толщинам доменной стенки. Штриховая кривая соответствует резкой доменной стенке с толщиной 0.1 нм, сплошная кривая соответствует доменной стенке с толщиной 3.0 нм.

Оригинальность работы заключается в выводе выражения для спин-поляризованного тока с учётом градиентных слагаемых, а также его зависимости от параметров и геометрии материалов: размера контакта, коэффициентов спиновой асимметрии и длин свободного пробега электронов проводимости. Полученные теоретические зависимости MR могут быть использованы при интерпретации экспериментальных данных, возникающих при исследовании резистивных свойств точечных контактов Co–Co, Ni–металл и туннельных структур из CoFeB/MgO.

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ.

1. L.R. Tagirov, B.P. Vodopyanov, K.B. Efetov, Phys. Rev. B. **63**, 104468 (2001).

**СИЛЬНО КОРРЕЛИРОВАННЫЕ
И НЕУПОРЯДОЧЕННЫЕ СТРУКТУРЫ**

Ab initio подход к исследованию сверхтонких полей в титанатах

П.А. Агзамова^{1,2*}, Ю.В. Лескова², В.П. Петров², В.А. Чернышев², А.Е. Никифоров²

¹Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

²Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

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

Титанаты являются удобными модельными объектами для исследования свойств оксидов переходных металлов с орбитальным вырождением в силу относительной простоты электронного состояния (один d -электрон в t_{2g} -оболочке). Актуальным в физике титанатов является вопрос, какая картина орбитального упорядочения реализуется в данных соединениях: статический орбитальный порядок или орбитальная жидкость.

Количественным параметром порядка для орбитальной степени свободы является квадрупольный момент $3d$ -электрона. Поэтому наиболее перспективным локальным методом исследования орбитальной физики титанатов можно по праву считать ядерный магнитный резонанс (ЯМР). Эксперименты ЯМР на ядре $^{47,49}\text{Tl}$ позволяют детектировать локальный орбитальный порядок, в то время как ЯМР на ядрах ^{139}La , ^{89}Y зависит от всей картины орбитального и магнитного порядка. Имеющиеся на данный момент экспериментальные данные по ЯМР для соединений LaTiO_3 и YTi_3 [1–3] нуждаются в теоретическом обосновании.

В данной работе была проведена серия ab initio расчётов с целью количественной оценки параметров спектров ЯМР (ν_Q , η , H_c) на ядрах магнитных ионов $^{47,49}\text{Tl}$ и немагнитных ионов ^{139}La , ^{89}Y . Расчёты проводились как в кластерной модели, так и в модели периодического кристалла.

Результаты кластерного расчёта и расчёта в модели периодического кристалла локальных магнитных сверхтонких полей (H_c) на ядрах немагнитных ионов, где ЯМР зависит от всей картины орбитального и магнитного порядка, согласуются с имеющимися экспериментальными данными и подтверждают наличие статической орбитальной структуры как в LaTiO_3 , так и в YTi_3 .

Кластерный расчёт параметров ν_Q и η на ядрах $^{47,49}\text{Tl}$ в LaTiO_3 даёт величины, близкие к экспериментальным, и коррелирует с LDA расчётами [4], а также расчётами в рамках современной теории кристаллического поля [5], что также подтверждает наличие статического орбитального порядка в подрешётке титана в LaTiO_3 .

Ab initio расчёт параметров ν_Q и η на ядрах $^{47,49}\text{Tl}$ в YTiO_3 , проведённые в рамках статического орбитального упорядочения подрешётки титана, существенно отличаются от результатов работы [2]. Результаты [2] для YTiO_3 не являются прямыми экспериментальными данными, а были получены авторами в предположении редукции $3d$ -квадрупольного момента, вызванной орбитальными флуктуациями. Оценить величину предполагаемой редукции $3d$ -квадрупольного можно либо из микроскопической модели, либо из прямых экспериментальных данных, что требует дополнительных исследований.

1. T. Kiyama, M. Itoh, Phys. Rev. Lett. **91**, 167202 (2003).
2. T. Kiyama, H. Saitoh, M. Itoh et. al, J. Phys. Soc. Jap. **74**, 1123-1126 (2005).
3. M. Itoh, M. Tsuchiya, H. Tanaka et al., J. Phys. Soc. Jap., **68**, 2783-2789 (1999).
4. J.W. Zwanziger, PRB **79**, 033112 (2009).
5. В.В. Игламов, М.В. Ерёмин, ФТТ **49**, 2 (2007).

Уровни Ландау в графене в скрещенных магнитном и электрическом полях

3.3. Алисултанов^{1,2}

¹Институт физики им. Х.И. Амирханова ДНЦ РАН, Махачкала, Россия

²Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия

E-mail: zauro102@gmail.com

Из-за неквадратичности спектра уровни Ландау в графене, помещенном в скрещенные магнитное и электрическое поля должны зависеть от электрического поля. Действительно, еще Лифшицем и Кагановым было показано [1,2], что в случае неквадратичной зависимости энергии электрона от импульса циклотронная частота электронов в магнитном поле зависит от приложенного электрического поля. Здесь мы рассмотрим задачу об уровнях Ландау (УЛ) в щелевом графене, помещенном в скрещенные магнитное и электрическое поля.

Мы используем, следуя Лифшицу и Каганову, квазиклассический подход, основанный на использовании условий квантования Лифшица-Онсагера [3]. Для УЛ бесщелевого графена в скрещенных полях получаем

$$\varepsilon_n = \text{sgn}(n)(1 - \beta^2)^{3/4} \sqrt{2} \hbar v_F l_H^{-1} \sqrt{|n|}, \quad (1)$$

где $\beta = v_0/v_F$, $v_0 = cE/H$ — средняя скорость дрейфа электронов, $l_H = (\hbar c/EH)^{1/2}$ — магнитная длина, $v_F \approx 10^8$ см/с — скорость Ферми электронов графена. Аналогично для щелевого графена получаем

$$\varepsilon_n = \text{sgn}(n) \frac{\sqrt{2} \hbar v_F (1 - \beta^2)^{3/4}}{l_H} \sqrt{|n| + \frac{l_H^2 \Delta^2}{2 \hbar^2 v_F^2 (1 - \beta^2)^{1/2}}}, \quad (2)$$

где Δ — полуширина запрещенной щели в графене. На рис. 1. приведены УЛ для различных значений величины электрического поля и запрещенной щели (чтобы наглядно продемонстрировать влияние электрического поля на УЛ, на рис. 1. приведены лишь первые два УЛ с $n = 1$ и $n = 2$). Из рисунка видно, что величина УЛ существенно зависит от электрического поля. Наличие щели усиливает эту зависимость.

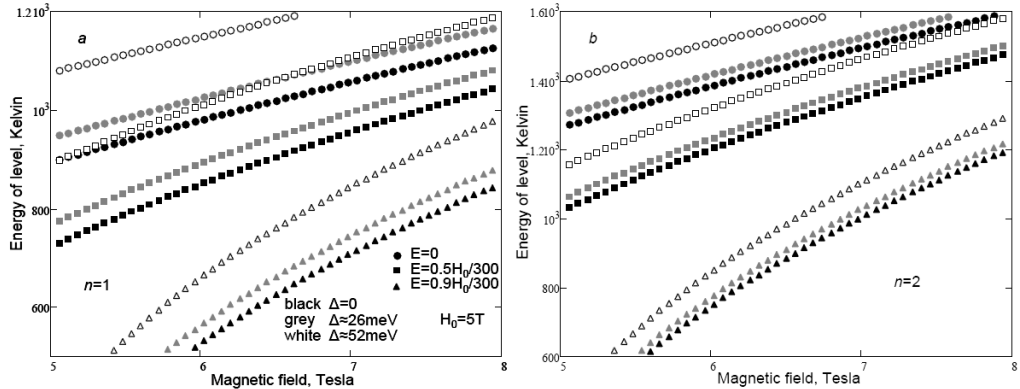


Рис. 1. Уровни Ландау в графене в скрещенных полях при различных значениях величины электрического поля и ширины запрещенной щели: а) $n = 1$, б) $n = 2$

1. И.М. Лифшиц, М.И. Каганов, УФН **69**, 419 (1959).
2. И.М. Лифшиц, М.Я. Азбель, М.И. Каганов. Электронная теория металлов. М., Наука, 1971.
3. И.М. Лифшиц, А.М. Косевич, ЖЭТФ **29**, 730 (1955).

Магнитосопротивление соединения $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$, обусловленное расслоением на парамагнитную и ферромагнитную фазы

М.И. Куркин, С.А. Гудин*, Н.Н. Гапонцева, Э.А. Нейфельд, Н.А. Королев, Н.А. Угрюмова

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

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

Соединение $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$ имеет относительно скромное магнитосопротивление (зависимость электросопротивления ρ от магнитного поля \vec{H}). Однако у него есть достоинство — его зависимость ρ от температуры T относится к активационному типу как выше, так и ниже температуры Кюри T_C . Отсутствие перехода диэлектрик-металл при переходе через T_C значительно упрощает описание механизма магнитосопротивления, обусловленного обменным взаимодействием носителей тока носителями намагниченности, поскольку позволяет ограничиться влиянием обменного взаимодействия только на энергию активации проводимости [1]. Это позволило выделить из полного магнитосопротивления его необменную часть.

Оказалось, что выделенная часть существует в сравнительно узком интервале температур $T = 230 \text{ K} \pm \Delta T$ ($\Delta T \approx 15 \text{ K}$) и в магнитном поле $H < H_S \approx 15 \text{ кЭ}$ [2]. Магнитосопротивление с такими свойствами может быть обусловлено расслоением на парамагнитную и ферромагнитную фазы за счет разброса температуры T_C в интервале $\pm \Delta T$. Поле $H_S \approx 15 \text{ кЭ}$ можно связать с полем магнитного насыщения. Добавочное сопротивление за счет разориентации намагниченностей ферромагнитных областей при $H < H_S$ аналогично гигантскому магнитосопротивлению мультислоев Fe/Cr при антипараллельной ориентации спинов слоев Fe[3].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 14-02-00260) и Президиума РАН (проект 12-П-2-1041).

1. М.И. Куркин и др. ФТГ **55**, 5, 896 (2013).
2. М.И. Куркин и др. ЖЭТФ **143**, 948 (2013).
3. M. Baibich et al. Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).

Переход Мотта—Хаббарда и эффект Кондо в легированных сильно коррелированных системах

В.Ю. Ирхин, А.В. Зарубин*, А.О. Анохин

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

*E-mail: Alexander.Zarubin@imp.uran.ru

В настоящее время интенсивно изучаются системы с частично заполненными d - и f -оболочками, для которых типичен ряд аномальных физических свойств, обусловленных многоэлектронными эффектами (сильным кулоновским взаимодействием).

В работе представлено описание плотности состояний в хаббардовской легированной системе с сильными корреляциями [1]. Данный подход [2] позволяет рассмотреть процесс формирования перехода металл—изолятор Мотта—Хаббарда при отклонении от половинного заполнения зоны носителями заряда, а также появление кондовских аномалий в спектре и низкотемпературные электронные свойства систем с сильными кулоновскими корреляциями.

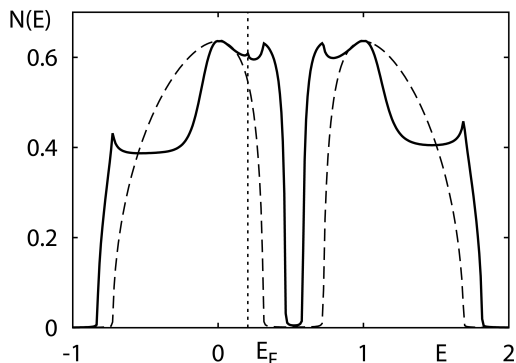


Рис. 1. Плотность состояний для полуэллиптической затравочной зоны с $U = W$ в легированном случае ($n_0 = 0.05$) в приближении «Хаббард-I» (штриховая линия) и несамосогласованном приближении с флуктуациями (сплошная линия)

Получены выражения в модели Хаббарда для функции Грина в многоэлектронном представлении методом уравнений движения, соответствующие первому порядку по $1/z$ и учитывающие многоэлектронные поправки; построено соответствующее самосогласованное приближение. Рассмотрены парамагнитные сильно коррелированные системы при конечном кулоновском отталкивании и отклонении от половинного заполнения энергетической зоны (легированный случай).

Показано, что данная схема расщепления позволяет воспроизвести нетривиальную структуру спектра в случае половинного заполнения в модели Хаббарда. Рассмотренный подход даёт качественное согласие с результатами других аналитических и численных подходов. Проанализировано влияние кулоновского взаимодействия на эволюцию структуры плотности состояний в рамках изучаемых приближений. Построены плотности состояний (см. рис. 1) при различных параметрах кулоновского отталкивания для ряда затравочных модельных плотностей состояний.

Исследовано влияние на энергетический спектр низкотемпературного кондовского рассеяния в рассматриваемой системе, а также образование псевдощелевого состояния в спектре вблизи перехода металл—изолятор при увеличении параметра хаббардовского отталкивания электронов на узле.

1. В.Ю. Ирхин, А.В. Зарубин, ЖЭТФ **143**, 971 (2013).
2. А.О. Анохин, А.В. Зарубин, В.Ю. Ирхин, ФММ **113**, 580 (2012).

Точное выражение для голографического сверхпроводника в модели Хаббарда

В.М. Жарков

Пермский государственный университет, Пермь, Россия
E-mail: vita@psu.ru

Голографический сверхпроводник дает описание сверхпроводимости в режиме сильной связи. Для его описания используется технология Ads/Cft, число работ по этой теме приблизилось к 10000. Исследуется около 15 различных моделей гравитационного сектора, которые содержат лагранжианы Эйнштейна-Гильберта, конформную гравитацию, гравитацию Хоравы, Ловелока, Гаусс-Боннет. С помощью технологии Ads/Cft объяснены основные свойства высокотемпературных сверхпроводников, в частности, сложные основные состояния, содержащие волны зарядовой и спиновой плотностей.

Основным недостатком данного подхода на сегодня является неясность, как вычислить конкретную Ads/Cft из микроскопических моделей твердых тел, которые получаются из зонных расчетов. Также необходимо развить альтернативную процедуру вычисления дуального лагранжиана путем непосредственного вычисления из микроскопических моделей, например, модели Хаббарда.

В данной работе предлагается решение данной проблемы. Впервые схема вычисления эффективного функционала Ads/Cft была предложена для модели Хаббарда в работе [1]. Был вычислен эффективный функционал при фиксированной калибровке для бозонных полей, т.е. учитывались только фермионные поля.

Предагаемая схема получения эффективного функционала включает следующие элементы:

- 1) используется функциональная формулировка для модели Хаббарда, данная автором ранее на основе точно вычисленных суперкогерентных состояниях для различных контракций супералгебры Хаббардовских операторов,
- 2) введение квадратичных комплексных полей, используемых для понижения степеней первичных фермионных мономов эффективного функционала. В работах [2] показано, что в модели Хаббарда появляется электромагнитное поле (6 компонент), векторное поле, принимающее значения в алгебре $SU(2)$ (12 компонент) и симметричное тензорное поле, содержащее 10 компонент,
- 3) подстановка данных полей в минимальную модель голографического сверхпроводника приводит к появлению слагаемых, воспроизводящих полиномиальное по фермионам выражения в эффективном функционале.

Приведем, какие новые свойства появляются у лагранжиана Дирака при точном вычислении. Вычисленных лагранжиан содержит выражение для симметричного тензора второго ранга, задающий в функциональном интеграле двудпараметрическую деформацию производной. Это означает появление в сильнокоррелированных системах нового типа квантовой симметрии поиска которой в модели Хаббарда были безуспешными в течении последних 10 лет. Данное приближение приводит к новой для модели Хаббарда физике, при которой различные величины демонстрируют скачкообразное поведение.

1. V. Zharkov, Theoretical and Mathematical Physics **172**, 3, 1300, (2012).
2. V. Zharkov, Phys. Stat. Sol. C **9**, 1219, (2012).

Влияние спин-решеточного взаимодействия на термодинамику ферромагнетиков: численное моделирование при конечных температурах

А.К. Журавлев^{1*}, Ю.Н. Горностырев^{1,2}

¹Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

²Институт квантового материаловедения, Екатеринбург, Россия

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

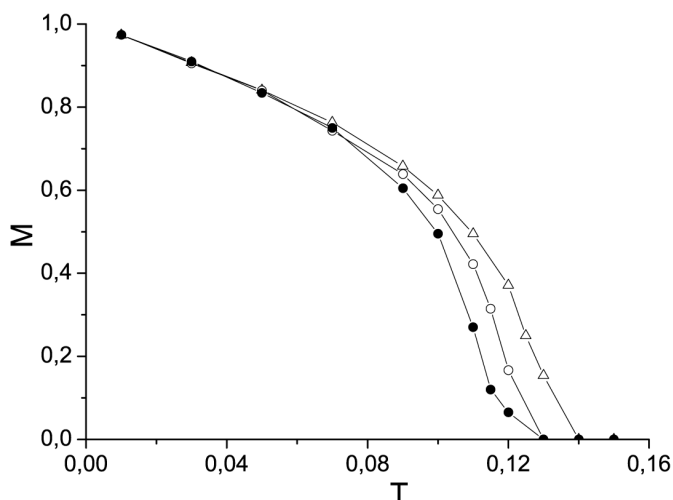


Рис. 1. Относительная намагниченность в зависимости от температуры при наличии (●) и отсутствии (Δ, ○) колебаний атомов: (○) — с учетом теплового расширения, (Δ) — без него

Разработана схема численного моделирования спин-решеточной динамики частиц в термостате. Термостат вводился, следуя предложенному в [1] подходу, модифицированному для описания системы с реалистичными межатомными взаимодействиями. При этом термодинамически равновесное состояние системы при заданной температуре T обеспечивалось введением нескольких имитирующих термостат дополнительных степеней свободы, подчиняющихся дополнительным уравнениям эволюции. Термостат подключался только к узкому слою вблизи границы кластера, что позволяет избежать артефактов в динамике частиц, имеющих место в традиционной схеме Нозе–Хувера. Рассмотрена система, в которой взаимодействие частиц описывается центральным парным потенциалом, а магнитный вклад имеет гейзенберговскую

форму с параметром обменного взаимодействия, зависящим от расстояния.

Используя предложенный метод проведены расчеты спектральной плотности колебаний, теплоемкости, намагниченности и коэффициента теплового расширения. Показано, что существуют два механизма влияния решеточных колебаний на поведение намагниченности $M(T)$ (Рис. 1): "статический" и "динамический". Первый определяется тепловым расширением решетки, а второй — динамическим взаимодействием магнитных моментов с колебаниями кристаллической решетки.

В результате полная теплоемкость спин–решеточной системы не совпадает с величиной, получаемой суммированием независимых решеточного и магнитного вкладов. Установлено, что ближний магнитный порядок сохраняется при температурах, значительно превышающих температуру Кюри. Поэтому параметр решетки и коэффициент теплового расширения спин–решеточной системы отличаются от закона Грюнайзена даже в высокотемпературной парамагнитной фазе.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке УрО РАН (проекты № 12-П-2-1041 и № 12-Т-2-1001).

1. D. Kusnezov, A. Bulgac and W. Bauer, *Annals of Physics* **204**, 155 (1990);
D. Kusnezov and A. Bulgac, *Annals of Physics* **214**, 180 (1992).

Влияние электронных корреляций на формирование спиральных магнитных состояний в модели Хаббарда

П.А. Игошев^{1*}, М.А. Тимиргазин², А.К. Аржников², В.Ю. Ирхин¹

¹Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

²Физико-Технический Институт УрО РАН, Ижевск, Россия

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

Фазовая диаграмма однозонной модели Хаббарда содержит богатую физику и продолжает активно изучаться. В рамках метода вспомогательных бозонов [1] мы исследуем формирование спирального магнитного порядка в основном состоянии модели Хаббарда для квадратной [2] и трехмерных кубических решеток в широкой области параметров концентрации носителей n и кулоновского взаимодействия U . Построены магнитные фазовые диаграммы для различных значений отношений интегралов переноса между вторыми и первыми соседями t'/t с учетом магнитного фазового расслоения [3].

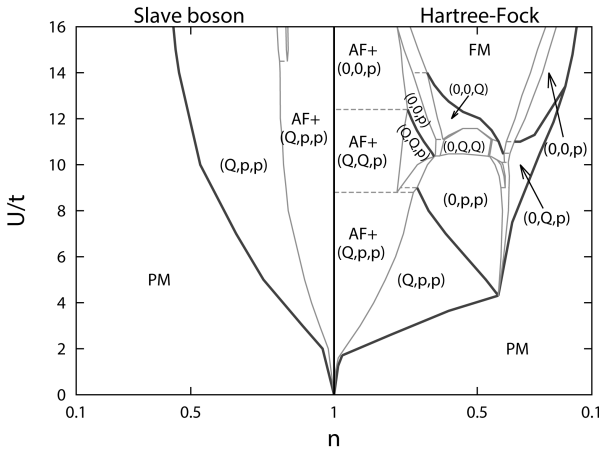


Рис. 1. Диаграмма спиральных фаз модели Хаббарда для ПК решетки при $t' = 0$ в приближениях вспомогательных бозонов (слева) и Хартри–Фока (справа); $Q = (Q_x, Q_y, Q_z)$ — волновой вектор спирали. Штриховкой обозначены области фазового расслоения

Показано, что учет корреляционных эффектов приводит к сильному подавлению областей существования магнитных фаз по сравнению с простым приближением Хартри–Фока с учетом спиральных состояний [3]. В то же время сохраняются переходы первого рода и заметные области магнитного фазового расслоения (рис. 1). При небольших значениях t'/t корреляционные эффекты качественно меняют последовательности чередования магнитных состояний с ростом U .

Рост отношения t'/t приводит к перераспределению плотности электронных состояний ближе к дну зоны и к сингулярности ван Хова, важной для формирования магнетизма. В подходе вспомогательных бозонов это приводит к намного более значительному изменению фазовой диаграммы, чем в приближении Хартри–Фока: асимметрия магнитных фаз на фазовой диаграмме относительно знака носителей заряда усиливается. В случае, когда система находится вдали от половинного заполнения, а уровень Ферми — от сингулярности ван Хова, магнитное состояние не может формироваться ни при каком U .

Работа поддержана проектами ОФН РАН №12-Т-2-1001, №12-Т-3-1001, №14-2-НП-273 (УрО РАН), проектами РФФИ 12-02-00632-а, 14-02-31603-мол-а.

Работа поддержана проектами ОФН РАН №12-Т-2-1001, №12-Т-3-1001, №14-2-НП-273 (УрО РАН), проектами РФФИ 12-02-00632-а, 14-02-31603-мол-а.

1. G. Kotliar and A.E. Ruckenstein, Phys. Rev. Lett. **57**, 1362 (1986).
2. П.А. Игошев, М.А. Тимиргазин, А.К. Аржников, В.Ю. Ирхин, Письма в ЖЭТФ **98**, 172 (2013).
3. P.A. Igoshev, M.A. Timirgazin, A.A. Katanin, A.A. Arzhnikov and V.Yu. Irkhin, Phys. Rev. B **81**, 094407 (2010).

Ab-initio вычисления для получения магнитных и электронных свойств $\text{GdFe}_{11}\text{Ti}$ и его нитрида

Е.Е. Кокорина*, М.В. Медведев, И.А. Некрасов

Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

*E-mail: kokorina@iep.uran.ru

Со времени открытия интерметаллида Nd-Fe-B с характеристиками сильных постоянных магнитов начались интенсивные исследования систем R-Fe-M (R =редкая земля, $\text{M}=\text{Al, Ti, V, Cr, Mo, W, Si}$ — переходный металл). Среди этих систем $\text{R}(\text{Fe, M})_{12}$ привлекает внимание как благодаря своей достаточно высокой температуре Кюри (T_c) и намагниченности насыщения, так и сильной одноосной анизотропии при комнатной температуре.

Целью настоящей работы является выяснение механизма увеличения температуры Кюри T_c [1] в соединениях R-Fe-M при допировании легкими атомами внедрения, например, азота N. Для этого была рассчитана электронная структура $\text{GdFe}_{11}\text{TiN}$ с использованием метода LSDA+U [2-3], а затем определены обменные интегралы для всех пар взаимодействий Fe-Fe и Fe-Ti в первой координационной сфере с учетом эффекта изменения межатомных расстояний в элементарной ячейке при допировании азотом. Эти эффекты выражаются в том, что, во-первых, изменение параметров ячейки происходит в основном путем сдвига магнитных атомов, ближайших к атому внедрения и, во-вторых, при этом сдвиге возрастает число связанных обменом пар, магнитных атомов, включенных в первую координационную сферу.

Полученные параметры обмена позволили оценить температуру Кюри T_c в рамках приближения среднего поля для гейзенберговской модели с классическими спинами (см., например, [4]) и обнаружить ее увеличение при азотировании (см. таблицу), что качественно согласуется с экспериментом [5].

	$\text{GdFe}_{11}\text{Ti}$	$\text{GdFe}_{11}\text{TiN}$
T_c	677	729.5
T_c^{exp}	610	768

1. O. Isnard, V. Pop, Journal of Alloys and Compounds **509S**, S549 (2011).
2. V.I. Anisimov, F. Aryasentiawan and A.I. Lichtenstein, J. Phys. Condens. Matter **9**, 767 (1997).
3. O.K. Andersen, Phys. Rev. B **12**, 3060 (1975).
4. A.V. Lukoyanov, E.E. Kokorina, M.V. Medvedev, I.A. Nekrasov, Phys. Rev. B **80**, 104409 (2009).
5. S.A. Nikitin, I.S. Tereshina, Solid State Phys. **45**, 1850 (2003).

Quantum Monte-Carlo phase diagram for a model cuprate

V.V Konev, A.V. Korolev, P.G. Matveyeva, E.V. Vasinovich, Y.D. Panov, A.S. Moskvina*

Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

*E-mail: alexander.moskvina@urfu.ru

We introduce a minimal model for CT (charge transfer) unstable 2D cuprates with the on-site Hilbert space reduced to only three effective valence centers, nominally $\text{Cu}^{1+,2+,3+}$ ions and make use of the $S=1$ pseudospin formalism. It is worth noting that the \hat{S}_\pm^2 (\hat{S}_\pm^2) operator creates an on-site hole (electron) pair, or composite boson, with a kinematic constraint $(\hat{S}_\pm^2)^2 = 0$, that underlines its "hard-core" nature. Obviously, the pseudospin nematic average $\langle \hat{S}_\pm^2 \rangle$ can be addressed to be a local complex superconducting order parameter; $(1 - \langle \hat{S}_{iz}^2 \rangle)$ to be an on-site Cu^{2+} spin density. Focusing on the unconventional bosonic-like physics of the model cuprate we neglect the one-particle transport (on-site ΔS_\pm terms) we write out the effective $S=1$ pseudospin Hamiltonian for the CuO_2 plane of the model cuprate as follows:

$$\hat{H}_{cb} = \sum_i (\Delta_i S_{iz}^2 - (\mu - b_i) S_{iz}) + \sum_{i<j} V_{ij} S_{iz} S_{jz} + \sum_{i<j} t_{ij}^b (S_{i+}^2 S_{j-}^2 + S_{i-}^2 S_{j+}^2), \quad (1)$$

with a charge density constraint: $\frac{1}{2N} \sum_i \langle S_{iz} \rangle = \Delta n$ where Δn is the deviation from a half-filling.

The first single-site term describes the effects of a bare pseudo-spin splitting, or the local energy of $M^{0,\pm}$ centers and relates with the on-site density-density interactions. The second term may be related to a pseudo-magnetic field $\mathbf{h}_i \parallel Z$, in particular, a real electric field which acts as a chemical potential (μ is the hole chemical potential, and b_i is a (random) site energy). The third term in \hat{H}_{cb} describes the effects of the short- and long-range inter-site density-density interactions including screened Coulomb and covalent couplings. The fourth term describes the two-particle bosonic transport. It is worth noting that in the limit of large negative Λ we arrive at the Hamiltonian of the hard-core bosons [1].

The effect of the nonisovalent substitution in the model cuprate $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ was modeled via a Sr^{2+} induced impurity potential region within CuO_2 plane with varied parameters Δ and V .

Despite its seeming simplicity the model is believed to capture the salient features both of the hole- and electron-doped cuprates. Concept of the electron and hole centers, differing by a composite local boson, and electron-hole pairing are shown to explain central points of the cuprate puzzles, in particular, the HTSC itself and pseudogap phenomena.

Making use of two different QMC methods, the standard stochastic series expansion (SSE) with loop updates and a continuous time world-line QMC, we studied the ground-state and finite-temperature properties of the Hamiltonian (1) given different parameters values. Our QMC calculations for the model CT unstable cuprates shows a step-by-step evolution under doping of the parent insulating state into an unconventional inhomogeneous supersolid (mixed charge order – Bose superfluid, or CO+BS) phase formed by electron and hole CuO_4 centers. The simulation does reproduce main features of the $T - x$ phase diagrams for doped cuprates, in particular, the suppression of antiferromagnetism, a pseudogap regime due to charge ordering, formation of a local superconductivity at $T > T_c$, and global 2D superconductivity.

The work was partially supported by RFBR Grant No. 12-02-01039.

Imperfect nesting and phase separation in doped iron pnictides

K.I. Kugel^{1*}, A.L. Rakhmanov¹, A.V. Rozhkov¹, A.O. Sboychakov¹, F. Nori²

¹Institute for Theoretical and Applied Electrodynamics RAS, Moscow, Russia

²Center for Emergent Matter Science, RIKEN, Saitama, Japan

*E-mail: kugel@orc.ru

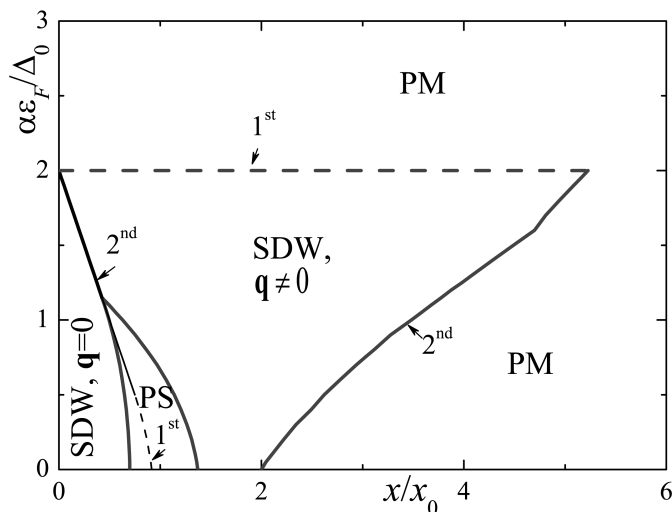


Рис. 1. Phase diagram in the normalized doping–ellipticity plane. Dashed and solid lines denote 1st and 2nd order phase transitions, respectively; PM is the paramagnetic phase. The region of phase separation (PS) is also bordered by solid lines; the line within the PS region illustrates the phase boundary between homogeneous states in the absence of PS

doping is introduced. We show that, for certain values of the ellipticity and doping level x , the uniform state is unstable with respect to the phase separation. The resulting inhomogeneous state consists of regions of commensurate and incommensurate SDW phases with different charge carrier densities [3]. The phase diagram in the doping–ellipticity plane is illustrated in Fig. 1. Our results are in qualitative agreement with recent observations of incommensurate spin density waves and electronic inhomogeneity in iron pnictides.

1. A.L. Rakhmanov, A.V. Rozhkov, A.O. Sboychakov, F. Nori, Phys. Rev. B **87**, 075128 (2013).
2. A.L. Rakhmanov, A.V. Rozhkov, A.O. Sboychakov, F. Nori, Phys. Rev. Lett. **109**, 206801 (2012); Phys. Rev. B **87**, 121401 (2013).
3. A.O. Sboychakov, A.V. Rozhkov, K.I. Kugel, A.L. Rakhmanov, F. Nori, Phys. Rev. B **88**, 195142 (2013).

Экспериментальное исследование электронных и магнитооптических свойств топологических изоляторов

Т.В. Кузнецова^{1*}, В.И. Гребенников¹, О.Е. Терещенко^{2,3}, М.В. Якушев⁴, К.А. Кох^{3,5}, С. Seibel⁶, S. Fiedler⁶, H. Bentmann⁶, F. Reinert⁶, Е.В. Чулков⁷

¹Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

²Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

³Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

⁴Strathclyde University, Glasgow, United Kingdom

⁵Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН, Новосибирск, Россия

⁶Universität Würzburg, Würzburg, Germany

⁷Donostia International Physics Center, San Sebastian, Spain

*E-mail: kuznetsova@ifmlrs.uran.ru

Представлены экспериментальные исследования монокристаллов Bi_2Te_3 , BiSbTe_2S , а также соединения с гигантским Рашба расщеплением BiTeI методами ультрафиолетовой фотоэмиссии с угловым разрешением, сканирующей туннельной спектроскопии, магнитооптической спектроскопии. Установлены основные закономерности изменения электронной структуры при изменении концентрации и типа легирования объема и поверхности топологических изоляторов щелочными атомами, изучено влияние окислирования поверхности на поверхностные состояния. Проведена серия экспериментов на туннельном сканирующем микроскопе с целью изучения атомной структуры поверхности BiTeI , влияния легирования поверхности на электронную структуру. Тонкие пленки BiSbTe_2S с низким уровнем легирования исследовались методами оптической спектроскопии — магнитопротеканием и магнитоотражением в среднем (MIR) и дальнем (FIR) инфракрасном диапазоне в магнитных полях до 11 Тл при 4 К. В спектрах пропускания в районе 0.32 эВ получен резкий край фундаментального поглощения. Впервые в топологическом изоляторе BiSbTe_2S обнаружены сильные магнитные эффекты: ярко выраженное зеемановское расщепление края поглощения с фактором усиления $g \approx 20$, и подавление осцилляций Фабри-Перо за счет ослабления интерференции прямой и отраженной от границ пластинки световых волн из-за фарадеевского вращения плоскости поляризации.

Впервые для соединения BiTeI методами ARPES и STM обнаружен и изучен эффект старения поверхности со временем, который связан с изменением терминации Te/I поверхности.

Результаты, полученные при выполнении исследований, позволили установить основные закономерности изменения электронной структуры при изменении концентрации и типа легирования объема и поверхности ТИ, которые будут полезными для создания эффективных способов управления проводящими свойствами ТИ. Кроме того, результаты демонстрируют перспективность применения ТИ и соединений с сильным спин-орбитальным взаимодействием в спиновой наноэлектронике и фотовольтаике.

Работа выполнена при финансовой поддержке Правительства Свердловской области и РФФИ гранта № 13-02-96046-Урал_а.

Исследование электронной структуры t - J модели в рамках кластерной теории возмущений с контролируемым спектральным весом

В.И. Кузьмин^{1*}, С.В. Николаев^{1,2}, С.Г. Овчинников^{1,2}

¹Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

²Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

*E-mail: valippkuz@gmail.com

В настоящей работе проведено исследование концентрационной зависимости распределения спектрального веса и плотности состояний для двумерной $t - J$ модели в рамках кластерной теории возмущений с контролируемым спектральным весом (NC-CPT) [1,2]. NC-CPT теория формулируется на языке X -операторов Хаббарда, построенных на полном базисе состояний кластера, трансляциями которого покрывается вся исходная решетка. В данной работе мы рассматриваем квадратную решетку, в которой выделяем кластер 2×2 . Характерной особенностью используемого подхода является возможность контролировать полный спектральный вес квазичастиц на ранних этапах вычислений.

Анализ плотности состояний при различных значениях параметров модели показал, что в области слабого дырочного допирования происходит формирование внутрищелевых состояний. Сравнение эволюции этих состояний с соответствующими данными, полученными для модели Хаббарда [2], дает хорошее согласие.

Проведено исследование поверхности Ферми с учетом распределения спектрального веса квазичастиц в зависимости от величины допирования. На картах распределения спектрального веса в первой зоне Бриллюэна выявлены особенности, которые характерны для ВТСП материалов. Исследовано изменение топологии поверхности Ферми от допирования. Показано неоднородное распределение спектрального веса вдоль поверхности Ферми, вызванное наличием ближнего магнитного порядка. Используемый нами кластерный подход позволил воспроизвести структуру нулей функции Грина (поверхности Латтинджера), которые оказывают непосредственное влияние на формирование псевдощелевого состояния [3,4].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 13-02-0139-а, № 14-02-31677-мол_а), Минобрнауки РФ (проект № 2.4491.2011).

1. С.В. Николаев, С.Г. Овчинников, ЖЭТФ **138**, 717(2010).
2. С.В. Николаев, С.Г. Овчинников, ЖЭТФ **141**, 135(2012).
3. S. Sakai, Y. Motome and M. Imada, Phys. Rev. Lett. **102**, 056404 (2009).
4. T.D. Stanescu, G. Kotliar, Phys. Rev. B **74** 125110 (2006)

Нормальная фаза и сверхпроводимость в модели Хаббарда с притяжением: исследования в рамках теории динамического среднего поля (DMFT)

Н.А. Кулеева, Э.З. Кучинский*, М.В. Садовский

Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

*E-mail: kuchinsk@ier.uran.ru

В рамках DMFT+ Σ обобщения [1] теории динамического среднего поля [2] исследованы свойства нормальной фазы в модели Хаббарда с притяжением. Исследована широкая область силы притяжения U как предел слабой связи, где неустойчивость нормальной фазы и сверхпроводимость хорошо описываются моделью БКШ, так и предел сильной связи, где переход в сверхпроводящее состояние связан с бозе-конденсацией компактных куперовских пар, образующихся при температуре существенно выше температуры перехода в сверхпроводящее состояние. Полученные плотность состояний, спектральная плотность, функция распределения, оптическая проводимость демонстрируют образование сверхпроводящей псевдощели вблизи уровня Ферми при промежуточной силе связи $|U|/2D \sim 1$ и формирование куперовской щели в области сильной связи $|U|/2D > 1$, где $2D$ — ширина затравочной зоны. Возникновение куперовской щели связано с образованием компактных куперовских пар при температуре заметно выше температуры сверхпроводящего перехода T_c [3]. Температура сверхпроводящего перехода в области сильной связи определяется условием бозе-конденсации таких куперовских пар. В DMFT+ Σ подходе исследовалось также влияние беспорядка на свойства нормальной фазы. Показано, что рост беспорядка в области сильной связи приводит к закрытию куперовской щели и восстановлению металлического состояния, в области промежуточной связи беспорядок приводит к замыванию сверхпроводящей псевдощели и росту плотности состояний вблизи уровня Ферми. Это в обоих случаях связано с общим уширением зоны (в отсутствие U), беспорядком. Из условия неустойчивости нормальной фазы получена температура сверхпроводящего перехода. Рассмотрено два способа нахождения критической температуры, которые демонстрируют количественно близкие результаты. В области слабой связи температура сверхпроводящего перехода хорошо описывается моделью БКШ, в области сильной связи она в основном определяется условием бозе-конденсации куперовских пар и падает с ростом $|U|$, как $1/|U|$, проходя через максимум при $|U|/2D \sim 1$.

Исследовалось также влияние беспорядка на температуру сверхпроводящего перехода. Показано, что беспорядок достаточно слабо влияет на T_c . В пределе достаточно сильной связи $U/2D = 1.6$ наблюдается как слабое подавление критической температуры слабым беспорядком, так и небольшой рост T_c с ростом Δ для достаточно сильного беспорядка. Фактически выполняется теорема Андерсона, и изменение критической температуры вызвано общим уширением зоны беспорядком.

1. Э.З. Кучинский, И.А. Некрасов, М.В. Садовский, УФН **182**, №4, 345-378 (2012); ArXiv:1109.2305
2. Th. Pruschke, M. Jarrell, and J.K. Freericks, Adv. in Phys. **44**, 187 (1995).
3. P. Nozieres and S. Schmitt-Rink, J. Low Temp. Phys. **59**, 195 (1985).

Зонная структура одностенных углеродных нанотрубок типа зигзаг в модели Хаббарда в приближении статических флуктуаций

Г.И. Миронов

Поволжский государственный технологический университет, Йошкар-Ола, Россия
E-mail: mironovgi@volgatech.net

Расчеты [1], выполненные вскоре после открытия углеродных нанотрубок, показали, что металлическим типом зонной структуры обладают те одностенные нанотрубки, для которых разность индексов хиральности $(n - m)$ кратна трем. Остальные нанотрубки, для которых $(n - m)$ не кратна трем, должны являться полупроводниками.

Вывод о том, что все нанотрубки (n, m) с разностью $(n - m)$, кратной трем, должны являться металлическими, основан на очень простой теоретической модели, в которой учитывают только топологию химических связей и пренебрегают энергией кулоновского отталкивания электронов с противоположно ориентированными проекциями спинов, оказавшихся на одной орбитали атома, т.е. пренебрегают тем, что подсистема π - электронов в одностенных нанотрубках является сильно коррелированной подсистемой [2]. Пренебрегают также кривизной поверхности нанотрубки, из-за которой атомные p_{π} - орбитали ориентированы не строго параллельно друг другу [3]. Как показывает более детальный анализ [3] в случае нанотрубок $(n, 0)$ последнее должно приводить к образованию щели между валентной зоной и зоной проводимости. Для экспериментального обнаружения щелей при температуре 5 К для нанотрубок $(9, 0)$ в ультравысоком вакууме методами сканирующей туннельной спектроскопии в области уровня Ферми были определены дифференциальные проводимости, значения которых с точностью до постоянного множителя равны плотностям электронных состояний [4]. Измерение вольт-амперной зависимости проводилось для индивидуальной сверхчистой нанотрубки, размещенной на подложке Au(111). Эти экспериментальные данные свидетельствуют о существовании у нанотрубок $(9, 0)$ в области уровня Ферми энергетической щели.

Цель нашей работы — теоретическое исследование зонной структуры одностенных нанотрубок типа зигзаг в модели Хаббарда [5] в приближении статических флуктуаций [6,7] и объяснение результатов эксперимента [3,4].

Если говорить о величине энергетических щелей, то наши теоретические вычисления показали, что для нанотрубки $(9, 0)$ $\Delta = 0.078$ эВ. В работе [4] из результатов экспериментов был сделан вывод о том, что для ультрачистой $(9, 0)$ нанотрубки величина щели 0.075 эВ $\leq \Delta \leq 0.085$ эВ. Для нанотрубки $(12, 0)$ наши вычисления показывают, что $\Delta = 0.045$ эВ, из экспериментов [4] следует, что 0.038 эВ $\leq \Delta \leq 0.045$ эВ. В случае нанотрубки $(15, 0)$ из наших расчетов следует, что $\Delta = 0.029$ эВ, в [4] эксперименты показали, что 0.025 эВ $\leq \Delta \leq 0.033$ эВ. Таким образом, построенная в нашей предлагаемой для доклада работе теория одностенных нанотрубок типа зигзаг позволяет объяснить эксперименты по исследованию таких нанотрубок. Мы можем предсказать, что для нанотрубки $(6, 0)$ величина щели составит $\Delta = 0.168$ эВ, для нанотрубки $(18, 0)$ щель должна быть шириной $\Delta = 0.02$ эВ. Таким образом, в согласии с работами [2–4] все зигзажные нанотрубки $(n, 0)$ являются узкощелевыми полупроводниками. При этом речь идет об ультрачистых, идеальных нанотрубках, наличие примесей, особенно металлических, поскольку частицы металла используются при синтезе нанотрубок в качестве катализатора, приводит к улучшению проводящих свойств нанотрубок.

1. R. Saito, M. Fujita, G. Dresselhaus, M.S. Dresselhaus, Phys. Rev. B **46**, 2, 1804 (1992).
2. J.E. Bunder, J.M. Hill, Phys. Rev. B **80** 153406 (2009).
3. J.C. Charlier, X. Blase, S. Roche, Rev. Mod. Phys. **79**, 677 (2007).
4. M. Ouyang, J.L. Huang, C. Li et al, Science **292**, 702 (2001).
5. J. Hubbard, Proc. Roy. Soc. A **276**, 238 (1963).
6. G.I. Mironov, J. Superconductivity and Novel Magnetism **20**, 135 (2007).
7. Г.И. Миронов, ФТТ **49**, 3, 527 (2007).

Орбитальный порядок и зарядовое распределение в LaMnO_3 по данным ЯМР ^{139}La и ^{17}O

К.Н. Михалев^{1*}, З.Н. Волкова¹, С.В. Верховский¹, А.П. Геращенко¹, А. Трокинер², М.В. Еремин³,
О.А. Аникеев³, Н.И. Медведева⁴, Л. Пинсард-Годо⁵

¹Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

²Высшая школа промышленной физики и химии, Париж, Франция

³Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

⁴Институт химии твердого тела, Екатеринбург, Россия

⁵Южный парижский университет, Орсе, Франция

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

Перовскит LaMnO_3 интенсивно исследуется, т.к., с одной стороны, является исходным соединением в ряду манганитов на основе лантана, демонстрирующих эффект колоссального магнитосопротивления, с другой стороны, этот оксид принято считать модельным объектом для изучения орбитального порядка.

В монокристаллическом LaMnO_3 , близком к стехиометрии и обогащенном изотопом ^{17}O , измерена магнитная восприимчивость в интервале 4.2 – 820 К, и получены спектры ЯМР ^{17}O , ^{139}La в парамагнитной области до температуры 950 К.

Спектры ЯМР ^{139}La во всем интервале температур хорошо описываются одним набором компонент тензора сдвигов и градиентов электрического поля (ГЭП), что свидетельствует об идентичности позиций лантана и отсутствии какого-либо фазового расслоения в области разрушения орбитального порядка, что ранее предполагалось другими авторами. Расчет параметров тензора ГЭП, выполненный методом полного потенциала линейно-поляризованных плоских волн (FLAPW) «из первых принципов», позволил получить результаты для позиций лантана, хорошо согласующиеся с экспериментальными данными в области орбитального порядка и удовлетворительно — в области орбитального беспорядка.

Подтверждает температурная зависимость изотропной компоненты сдвига линии ЯМР ^{139}La подтверждает данные магнитной восприимчивости о том, что в области температур $T > 750$ К обменное взаимодействие электронных спинов ионов марганца становится более ферромагнитным (величина константы Вейса резко возрастает).

В области орбитального порядка обнаружены две линии ЯМР кислорода, которые соответствуют неэквивалентным позициям (O_1 , O_2). Выше 750 К, в области орбитального беспорядка остается только одна линия ЯМР ^{17}O — позиции кислорода становятся эквивалентными. Сдвиги этих двух кислородных линий ЯМР ведут себя по-разному с температурой в области орбитального порядка, хотя обе температурные зависимости описываются законом Кюри-Вейса. Для позиций O_2 (атомы кислорода в октаэдрах вблизи плоскости ab) константа Вейса положительна: $\theta_{\text{O}_2} = 35(10)$ К, что свидетельствует о ферромагнитных корреляциях между соседними спинами марганца в плоскости ab . Для позиций O_1 (атомы кислорода в вершинах октаэдров между плоскостями ab) константа Вейса отрицательна: $\theta_{\text{O}_1} = -15(20)$ К, что говорит об антиферромагнитном обмене между спинами марганца вдоль оси c .

Расчет наведенных полей на атомах кислорода, выполненный с использованием функций Хартри-Фока, позволил по данным ЯМР на кислороде определить параметр орбитального смешивания.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 12-02-00358-а) и программы фундаментальных исследований УрО РАН (проект № 12-У-2-1025).

DFT, L(S)DA, LDA+U, LDA+DMFT..., whether we do approach to a proper description of strongly correlated systems?

A.S. Moskvina

Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia
E-mail: alexander.moskvina@urfu.ru

The electronic states in strongly correlated $3d$ oxides manifest both significant localization and dispersional features. One strategy to deal with this dilemma is to restrict oneself to a small many-electron clusters, creating model effective lattice Hamiltonians whose spectra may reasonably well represent the energy and dispersion of the important excitations of the full problem. Despite some shortcomings the method provides a clear physical picture of the complex electronic structure and the energy spectrum, as well as the possibility of a quantitative modelling.

In a certain sense the cluster calculations might provide a better description of the overall electronic structure of insulating $3d$ oxides than the DFT (density functional theory) based band structure calculations, mainly due to a better account for correlation effects.

Most widely used DFT computational schemes start with a "metallic-like" approaches making use of approximate energy functionals, firstly LDA (local density approximation) scheme, which are constructed as expansions around the homogeneous electron gas limit and fail quite dramatically in capturing the properties of strongly correlated systems.

The LDA+U and LDA+DMFT methods are believed to correct the inaccuracies of approximate DFT exchange correlation functionals. The main idea of these computational approaches consists in a selective description of the "strongly correlated" electronic states, typically, localized d or f orbitals, using the Hubbard model, while all the other states continue to be treated at the level of "standard" approximate DFT functionals. At present the LDA+U and LDA+DMFT methods are addressed to be most powerful tools for the investigation of strongly correlated electronic systems, however, these preserve many shortcomings of the DFT-LDA approach. Some open questions remain, namely the making use of mean-field like approximations, the choice of the localized basis set to define the occupation matrix, the problems with description of the spin or orbitally degenerated states, the symmetry breaking effects, the calculation of the Hubbard U and other correlation parameters, the formulation of the double counting term, the account for the intersite Coulomb couplings, the failure to describe the excitation spectra, the lack of a clear physical picture of the complex electronic structure, etc.

Despite many examples of seemingly good agreement with experimental data (photoemission and inverse-photoemission spectra, magnetic moments,...) claimed by the DFT community, both the questionable starting point and many unsolved problems give rise to serious doubts in quantitative and even qualitative predictions made in frames of the DFT based techniques.

In the talk I make an attempt of a critical overview of the modern DFT based calculation schemes that claim to an *ab initio* quantitative description of the electronic structure and energy spectrum of strongly correlated $3d$ systems. As a most instructive illustration of validity of numerous calculation techniques I address the prototypical $3d$ insulator NiO predicted to be a metal in frames of standard LDA band theory. In addition, I discuss the applicability/inapplicability of the DFT based technique for quantitative calculations of the exchange and exchange-relativistic effects in noncollinear spin systems, in particular, multiferroics.

The work was partially supported by RFBR Grant No. 12-02-01039.

Исследование натриевых кобальтатов Na_xCoO_2 методом ЯМР

И.Р. Мухамедшин^{1,2*}, Н. Alloul²

¹Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

²Universite Paris-Sud, Orsay, France

*E-mail: Irek.Mukhamedshin@kpfu.ru

Натриевые кобальтаты Na_xCoO_2 представляют собой сложный оксид кобальта, основу кристаллической структуры которых составляют слои CoO_2 , разделенные плоскостями, содержащими атомы натрия. Подобно ВТСП купратам, уровень допирования слоев CoO_2 дырками может быть изменен в широком диапазоне путем изменения содержания натрия от $x = 0$ до 1. При этом в зависимости от содержания натрия формальное зарядовое состояние атомов кобальта меняется от Co^{3+} ($S=0$) до Co^{4+} ($S=1/2$). Однако если для купратов характерна квадратная подрешетка атомов меди, то в кобальтатах атомы кобальта образуют треугольную подрешетку — типичный элемент фрустрированных магнитных систем. Это приводит к тому, что фазовая диаграмма натриевых кобальтатов значительно сложнее, чем купратов, поскольку включает, кроме сверхпроводящей области, различные упорядоченные состояния. Сверхпроводимость, высокая подвижность ионов натрия, большой коэффициент термо-ЭДС при низком удельном сопротивлении, неоднозначность зарядового состояния кобальта в треугольной кристаллической решетке, возможность существования магнитной фрустрации — все эти факты делают исследования кобальтатов весьма актуальными в современной физике конденсированного состояния.

Нами проводились исследования методами ЯМР/ЯКР различных фаз соединения Na_xCoO_2 с различным содержанием натрия, а также сверхпроводящей фазы $\text{Na}_{0.35}\text{CoO}_2 \cdot 1.3\text{H}_2\text{O}$ с $T_C \sim 4$ К. Нами показано, что в фазе с $x = 0.35$ и сверхпроводящей фазе наблюдается единое зарядовое состояние атомов кобальта и отсутствие упорядочения атомов натрия [1]. Во всех же фазах с содержанием натрия $x > 0.45$ наблюдается упорядочение атомов натрия [2]. Из данных измерений ядерной спинрешеточной релаксации ^{23}Na следует, что соединение $\text{Na}_{2/3}\text{CoO}_2$ может рассматриваться как практическая реализация 2-мерного ферромагнитного металла [2].

Полученные нами данные из ЯКР/ЯМР позволили нам полностью определить структуру упорядочения атомов натрия в соединении $\text{Na}_{2/3}\text{CoO}_2$ [3]. Нам удалось показать, что это упорядочение приводит к зарядовому расслоению атомов кобальта в плоскостях на две подрешетки: треугольной решетки из немагнитных Co^{3+} и решетки типа "кагомэ", состоящей из магнитных атомов Co с зарядовым состоянием $3.44+$, для которых экспериментально обнаружена необычно большая анизотропия магнитных свойств [4].

Подобное зарядовое расслоение атомов кобальта на немагнитное состояние Co^{3+} и магнитное с зарядом кобальта $\sim 3.5+$ оказалось характерным для различных фаз натриевых кобальтатов с $x > 0.55$, причем различия в структуре упорядочения атомов натрия обуславливают отличия магнитных свойств различных фаз. Хорошим примером является соединение $\text{Na}_{0.77}\text{CoO}_2$ с температурой магнитного упорядочения $T_N = 22$ К [5]. Однако, в отличие от ВТСП купратов, в кобальтатах допирование не приводит к увеличению беспорядка в системе, а упорядочение атомов допанта (натрия) приводит к упорядоченному зарядовому расслоению в плоскостях CoO_2 , допированных дырками.

1. I.R. Mukhamedshin et al., Phys. Rev. Lett. **94**, 247602 (2005).
2. H. Alloul et al., EPL **82** 17002 (2008).
3. H. Alloul et al., EPL **85**, 47006 (2009).
4. I.R. Mukhamedshin and H. Alloul, Phys. Rev. B **84**, 155112 (2011).
5. H. Alloul et al., Phys. Rev. B **85**, 134433 (2012).

Исследование поверхности Ферми в рамках кластерной теории возмущений с контролируемым спектральным весом

С.В. Николаев^{1,2*}, С.Г. Овчинников^{1,2}

¹Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

²Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

*E-mail: svinikolaev@sfu-kras.ru

В настоящей работе представлены результаты исследования аномальных свойств электронной структуры в рамках кластерной теории возмущений с контролируемым спектральным весом для двумерной модели Хаббарда. Общая идея кластерных подходов заключается в выборе некоторого кластера и точном учёте внутрикластерных взаимодействий. Причём кластер выбирают такой формы и размера, чтобы полностью покрыть исходную решетку [1]. Взаимодействие между кластерами можно учесть по теории возмущений (кластерная теория возмущений) [2] или используя процедуру самосогласования в рамках кластерной теории динамического среднего поля (CDMFT) [3].

Специфика развиваемой нами кластерной теории возмущений заключается в использовании техники X-операторов Хаббарда, построенных на полном базисе собственных состояний отдельного кластера, рассчитанных методом точной диагонализации. Используемый подход позволил ввести параметр (f-фактор), с помощью которого удаётся контролировать полный спектральный вес фермионских квазичастиц на первых этапах расчета [4,5]. Это определило название нашего подхода — кластерная теория возмущений с контролируемым спектральным весом (norm-conserving cluster perturbation theory).

В рамках описанного выше подхода рассчитывается одночастичная функция Грина, вычисляется спектральная функция, которая позволила получить карты распределения спектрального веса квазичастиц в первой зоне Бриллюэна, плотность состояний и закон дисперсии с учетом спектрального веса. Учёт статических и динамических корреляций внутри отдельного кластера позволил нам получить неоднородное распределение спектрального веса вдоль поверхности Ферми. В частности, численный расчет показал арочную структуру поверхности Ферми, что согласуется с экспериментальными данными по фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES). Используя параметр уширения спектральных линий, нам удалось смоделировать процесс замыкания тонкой структуры поверхности Ферми с уменьшением экспериментального разрешения в методе ARPES. В частности, мы показали трансформацию дырочного кармана в нодальном направлении в области слабого допирования в поверхность Ферми в виде арки. Также было исследовано влияние нулей функции Грина на перераспределение спектрального веса. Наши результаты хорошо согласуются с результатами CDMFT.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 14-02-31677-мол_а, № 13-02-0139-а), Минобрнауки РФ (проект № 2.4491.2011).

1. T. Maier, M. Jarrell, T. Pruschke, and M.H. Hettler, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 1027 (2005).
2. D. Senechal, D. Perez, and M. Pioro-Ladriere, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 522 (2000).
3. G. Kotliar, S.Y. Savrasov, G. Pallson, and G. Biroli, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 186401 (2001).
4. С.В. Николаев, С.Г. Овчинников, *ЖЭТФ* **138**, 717 (2010).
5. С.В. Николаев, С.Г. Овчинников, *ЖЭТФ* **141**, 135 (2012).

Structural properties and high-temperature spin and electronic transitions in GdCoO_3 : Experiment and theory

Yu.S. Orlov^{1,2*}, L.A. Solovoyov³, V.A. Dudnikov¹, A.S. Fedorov^{1,2}, A.A. Kuzubov², N.V. Kazak¹, V.N. Voronov¹, S.N. Vereshchagin³, N.N. Shishkina³, N.S. Perov⁴, K.V. Lamonova⁵, R.Yu. Babkin⁵, Yu.G. Pashkevich⁵, A.G. Anshits^{2,4}, and S.G. Ovchinnikov^{1,2,6}

¹L.V. Kirensky Institute of Physics SB RAS, Krasnoyarsk, Russia

²Siberian Federal University, Krasnoyarsk, Russia

³Institute of Chemistry and Chemical Technology SB RAS, Krasnoyarsk, Russia

⁴Moscow State University, Moscow, Russia

⁵O.O. Galkin Donetsk Institute for Physics and Engineering, NAS of Ukraine, Donetsk, Ukraine

⁶M.F. Reshetnev Siberian State Aerospace University, Krasnoyarsk, Russia

*E-mail: orlov@iph.krasn.ru

We have investigated the x-ray diffraction (XRD) structure, magnetic susceptibility, and heat capacity of GdCoO_3 in a wide temperature range. A model of phase separation of the low-spin (LS) and high-spin (HS) states has been proposed based on the analysis of XRD peak shape anomalies in the temperature range 200–800 K. From magnetic measurements we separated the HS Co^{3+} contribution and fitted it with the temperature dependent spin gap. We found a smooth LS-HS crossover at $T = 800$ K. The possible contribution of the intermediate spin (IS) state to the thermodynamics is excluded by the calculation IS–LS excitation energy within the modified crystal-field approach. In the two-phase model, with HS/LS probabilities calculated from the found spin gap and the LS and HS volumes calculated by the DFT-GGA method, we were able to reproduce the temperature dependence of the unit-cell volume and thermal expansion. Thus, we conclude that in GdCoO_3 the main mechanism of the lattice expansion is not the conventional lattice anharmonicity, but the HS/LS fluctuations. The electronic structure has been calculated by the LDA+GTB method. At zero temperature, we have obtained the charge-transfer insulator with the charge gap $E_g = 0.5$ eV. The thermal population of the HS term results in the in-gap band formation inside the insulator gap and smooth insulator-metal transition at $T_{IMT} = 780$ K. Heat-capacity measurements revealed a smooth maximum near the T_{IMT} .

Согласованный способ вычисления поправки на двойной учёт: LDA'+DMFT подход

Н.С. Павлов^{1*}, И.А. Некрасов¹, М.В. Садовский^{1,2}

¹Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

²Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

*E-mail: pavlovns@gmail.com

Соединения с сильными электрон-электронными корреляциями представляют большой интерес для современной физики конденсированного состояния. В данных соединениях на определённых электронных состояниях средние величины кинетической и локальной кулоновской энергий сравнимы. Поэтому при теоретическом описании электронных свойств сильнокоррелированных соединений необходимо использовать методы, которые корректно учитывают как кинетическую энергию, так и локальное кулоновское взаимодействие. Среди них можно выделить LDA+DMFT подход [1]. В данном подходе дополнительно к DFT/LDA (теории функционала электронной плотности в приближении локальной электронной плотности) учитывается сильное локальное кулоновское взаимодействие на частично заполненных d или f электронных состояниях с помощью DMFT (теории динамического среднего поля) решения модели Хаббарда. Однако, часть учитываемого кулоновского взаимодействия с помощью модели Хаббарда уже содержится в DFT/LDA решении, что требует введения поправки на двойной учёт кулоновского взаимодействия. Для поправки на двойной учёт к настоящему моменту нет точного микроскопического выражения, вместо которого применяются различные феноменологические выражения. При этом результаты LDA+DMFT расчётов не всегда корректно воспроизводят экспериментальные данные [2,3].

В качестве нового пути решения проблемы поправки на двойной учёт предложен LDA'+DMFT подход. Согласно LDA'+DMFT в LDA расчёте исключаются сильнокоррелированные состояния из электронной зарядовой плотности для вычисления обменно-корреляционного потенциала. Таким образом, в LDA' расчёте для сильнокоррелированных состояний не учитывается обменно-корреляционная энергия. Поправка на двойной учёт при этом берётся согласованно в хартриевском виде. LDA'+DMFT подход опробован на характерных сильнокоррелированных соединениях: диэлектриках MnO, CoO, NiO и металлах SrVO₃, Sr₂RuO₄ [4]. Получено качественное и количественное улучшение сравнения с экспериментальными данными по сравнению с обычным LDA+DMFT.

В LDA'+DMFT подходе рассчитан фотоэмиссионный спектр с угловым разрешением (ARPES) нового сверхпроводника на основе железа K_{0.76}Fe_{1.72}Se₂. Установлено, что в данном соединении на уровне Ферми плохо определены квазичастичные зоны и корреляционная перенормировка LDA зон сильнее в сравнении с соединениями арсенидов железа [5]. Также изучено изменения электронных свойств от стехиометрического состава KFe₂Se₂ до состава K_{0.76}Fe_{1.72}Se₂ [6]. Показано, что с увеличением дырочного легирования величина корреляционной перенормировки становится различной для разных квазичастичных зон.

1. V.I. Anisimov, A.I. Poteryaev, M.A. Korotin et al., J. Phys.: Cond. Mat. **9**, 7359 (1997).
2. M. Karolak et al., J. of Electron Spectroscopy and Related Phenomena **181**, 11 (2010).
3. J. Kolorenč, A.I. Poteryaev, A.I. Lichtenstein, Phys. Rev. B **85**, 235136 (2012).
4. I.A. Nekrasov, N.S. Pavlov, M.V. Sadovskii, ЖЭТФ **143**, 713 (2013).
5. I.A. Nekrasov, N.S. Pavlov, M.V. Sadovskii, Письма в ЖЭТФ **97**, 18 (2013).
6. I.A. Nekrasov, N.S. Pavlov, M.V. Sadovskii, ЖЭТФ **144**, 1061 (2013).

Симметрия и магнитные свойства в Gd_2CuO_4 и $PrMn_2O_5$

Д.И. Радзивончик*, В.Б. Быструшкин, В.В. Меньшенин

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

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

Работа, которая выполнялась на основе теоретико-групповых методов [1], посвящена изучению магнитных свойств соединений Gd_2CuO_4 и $PrMn_2O_5$. В первом соединении были изучены возможные, с точки зрения симметрии, ориентационные состояния магнитной структуры, описан магнитоэлектрический (МЭ) эффект, и определены его динамические характеристики. Коллинеарная антиферромагнитная структура Gd_2CuO_4 характеризуется равным нулю волновым вектором, что позволяет использовать свойства четности и нечетности элементов симметрии для неприводимых представлений пространственной группы *Smc*. Благодаря этому были найдены базисные функции, выраженные через магнитные векторы. Знание базисных функций позволило записать макроскопический термодинамический потенциал, с помощью которого анализировались динамические свойства системы и МЭ эффект [2]. В рамках четырехподрешеточной модели полученное теоретическое описание МЭ эффекта согласуется с экспериментальными данными [3]. На основании анализа этого эффекта было предложено основное ориентационное состояние магнитных моментов ионов гадолиния в условиях термодинамического равновесия. Были определены частоты антиферромагнитного резонанса и динамические восприимчивости, которые управляются внешним электрическим полем.

Другой случай — соединение $PrMn_2O_5$, которое является антиферромагнетиком *C*-типа [4]. Его структура характеризуется ненулевым волновым вектором, а значит, понятия четного и нечетного элемента ввести нельзя. Поэтому применяется иной способ описания магнитной структуры [5], который основан на использовании магнитного представления пространственной группы, являющегося прямым (тензорным) произведением перестановочного представления группы симметрии волнового вектора магнитной структуры и векторного представления группы вращений магнитных моментов. Используя оператор проектирования из магнитного представления в неприводимое представление пространственной группы *Pbam*, определены базисные векторы магнитной структуры. Показано, что в соединении $PrMn_2O_5$ могут реализоваться как ферро-, так и антиферромагнитные состояния. Проведено сравнение аналитических расчётов по магнитной структуре с экспериментальными результатами, полученными в работе [4].

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта УрО РАН № 12-П-2-1041.

1. Ю.А. Изюмов, В.Е. Найш, Р.П. Озеров, Нейтронография магнетиков, Атомиздат (1981).
2. В.В. Меньшенин, Д.И. Радзивончик, ФТТ **55**, 1544 (2013).
3. А.И. Смирнов, И.Н. Хлюстикова, ЖЭТФ **10**, 706 (1995).
4. A. Munoz, J.A. Alonso et al., J. Phys. Condens. Matter. **24**, 076003 (2012).
5. В.В. Меньшенин, ФТТ **54**, 1891 (2012).

Скирмионная решетка как глобальный энергетический минимум в пленках изотропных и слабоанизотропных кубических гелимагнетиков

Ф.Н. Рыбаков^{1,2*}, А.Б. Борисов¹, А.Н. Богданов²

¹Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

²IFW Dresden, Dresden, Germany

*E-mail: f.n.rybakov@gmail.com

Киральный магнитный скирмион, в рамках континуальной модели, представляет собой солитон с конечной энергией, топологический заряд которого связан с киральностью основополагающего взаимодействия, а механизм стабилизации подобен механизму Т. Скирма, т.е. стабильность, возникает благодаря присутствию дополнительных членов в функционале энергии с неквадратичными производными параметра порядка. В геликоидальных магнетиках взаимодействие Дзялошинского-Мория является основополагающим механизмом формирования термодинамически устойчивой двумерной скирмионной решетки [1]. Известно, однако, что в низкотемпературном пределе для изотропного кубического гелимагнетика, находящегося во внешнем магнитном поле H , коническая фаза всегда является глобальным минимумом энергии, если выбран объемный образец.

В настоящей работе показано, что в тонкопленочных образцах, ориентированных перпендикулярно H , ситуация кардинальным образом меняется, и скирмионная решетка является глобальным минимумом в широком диапазоне значений поля [2]. Методом нелинейной минимизации стандартного функционала энергии рассчитана структура основного состояния и установлено, что неоднородность магнитной структуры во всех трех пространственных измерениях лежит в основе физического механизма, приводящего к формированию устойчивых скирмионных текстур. Выводы применимы к теоретическому описанию результатов современных экспериментов [3,4] по прямому наблюдению скирмионов и их решеток в пленках кубических гелимагнетиков (FeGe, MnSi и др.).

1. А.Н. Богданов, Д.А. Яблонский, ЖЭТФ **95**, 178 (1989).
2. F.N. Rybakov, A.B. Borisov, A.N. Bogdanov, Phys. Rev. B **87**, 094424 (2013).
3. X.Z. Yu et al., Nature **465**, 901 (2010).
4. A. Tonomura et al., Nano Lett. **12**, 1673 (2012).

Antiferromagnetic states and phase separation in doped AA-stacked graphene bilayers

A.O. Sboychakov^{1,2}, A.V. Rozhkov^{1,2}, A.L. Rakhmanov^{1,2,3}, F. Nori^{2,4}

¹Center for Emergent Matter Science, RIKEN, Saitama, Japan

²Institute for Theoretical and Applied Electrodynamics RAS, Moscow, Russia

³Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudnyi, Russia

⁴University of Michigan, Michigan, USA

We study electronic properties of AA-stacked graphene bilayers. In the single-particle approximation such a system has one electron band and one hole band crossing the Fermi level. If the bilayer is undoped, the Fermi surfaces of these bands coincide. Such a band structure is unstable with respect to a set of spontaneous symmetry violations. Specifically, strong on-site Coulomb repulsion stabilizes antiferromagnetic order. At small doping and low temperatures, the homogeneous phase is unstable and experiences phase separation into an undoped antiferromagnetic insulator and a metal. The metallic phase can be either antiferromagnetic (commensurate or incommensurate) or paramagnetic depending on the system parameters. We derive the phase diagram of the system on the doping-temperature plane and find that, under certain conditions, the transition from the paramagnetic to the antiferromagnetic phase may demonstrate reentrance. When disorder is present, phase separation could manifest itself as a percolative insulator-metal transition driven by doping.

Орбитально-селективный переход Пайерлса в системах на основе 4d-5d переходных металлов

С.В. Стрельцов^{1*}, Д.И. Хомский²

¹Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

²Кельнский университет, Кельн, Германия

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

В соответствии с первым правилом Хунда обменное взаимодействие связывает все электроны в атоме так, чтобы суммарный спин системы был максимальным. В случае же, когда один из электронов участвует в формировании молекулярной орбитали с другим ионом при образовании димера, остальные электроны данного атома, как правило, следуют данной тенденции так, что все электроны обоих центров оказываются в спин синглетном состоянии. Однако это не единственная возможность. В случае, если межузельный интеграл перескока t больше или сравним с энергией хундовского обменного взаимодействия (что имеет место в случае соединений на основе 4d и 5d переходных металлов, где ковалентность гораздо сильнее, чем для 3d элементов, а хундовское обменное взаимодействие J_H наоборот слабее), только один единственный “активный” электрон на узле может участвовать в формировании молекулярной орбитали, тогда как остальные электроны “живут своей собственной жизнью”. Например, если оставшиеся электроны взаимодействуют с соседними узлами, то они могут участвовать в формировании дальнего магнитного порядка (сосуществующего со спин синглетным состоянием “активных” электронов) и принимать участие в металлической проводимости. В этом случае можно говорить об орбитально-селективном спин-синглетном состоянии в димерах или об орбитально-селективном эффекте Пайерлса, если данные димеры формируются спонтанно в результате соответствующего перехода.

В рамках доклада будет продемонстрирована возможность существования подобного эффекта с помощью аналитических и численных расчетов, а также приведены примеры веществ, в которых он наблюдается.

Работа поддержана грантами РФФИ 13-02-00374, МК 3443.2013.02.

Электронный спектр одномерной модели Хаббарда

Н.И. Чашин

Уральский государственный лесотехнический университет, Екатеринбург, Россия
E-mail: nik.iv.chaschin@mail.ru

В работе исследуется одночастичный электронный спектр одномерной модели Хаббарда в половинном заполнении с помощью уравнений, полученных ранее в работах автора[1,2]. Мнимая часть ФГ числа частиц

$$\Im N(k, \omega) = \frac{2 \Im \Sigma(k, \omega)}{[\omega - \varepsilon_k - \Re \Sigma(k, \omega)]^2 + [\Im \Sigma(k, \omega)]^2}, \quad (1)$$

где действительная и мнимая части собственной энергии коррелированного фермиона $\Re \Sigma(k, \omega)$ и $\Im \Sigma(k, \omega)$ являются решениями соответствующих интегральных уравнений; $\varepsilon_k = -\cos(k)$ — спектр свободного электрона. Коррелированный спектр E_k , как функция квазиимпульса k , определяется следующим дисперсионным уравнением:

$$E - \varepsilon_k - \Re \Sigma(k, E) = 0. \quad (2)$$

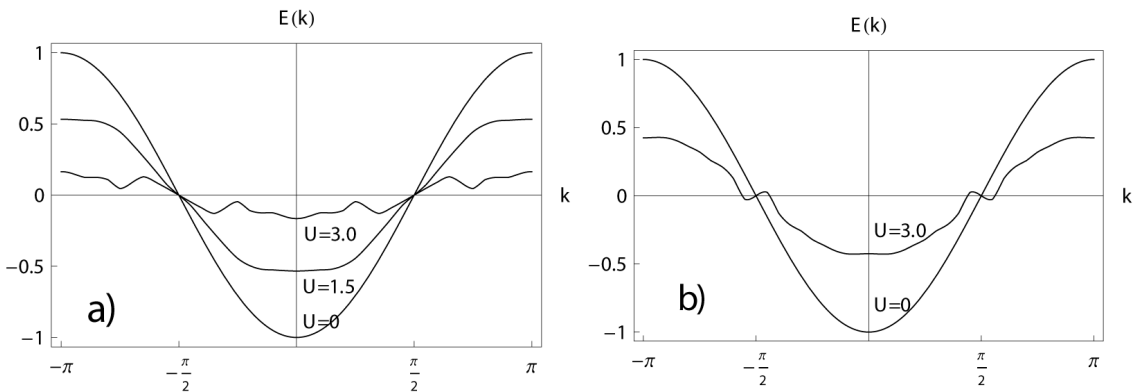


Рис. 1. Электронные спектры для различных значений U .

Численные расчеты обнаруживают в системе широкое расслоение фаз.

На Рис.1а показаны спектры для трех различных значений параметра взаимодействия U , откуда видно, что с ростом U эффективная ширина зоны уменьшается; кроме того, не физическое поведение кривых вблизи импульсов Ферми $k_F = \pm \frac{\pi}{2}$, свидетельствует об ожидаемой неустойчивости Пайерлса.

Рис.1б представляет аномальную фазу, где вблизи поверхности Ферми не существует одночастичных электронных возбуждений и есть основания полагать, что эта фаза соответствует жидкости Латтинджера.

1. Н.И. Чашин, ФММ **111**, 344, (2011).
2. Н.И. Чашин, ФММ **113**, 563,(2012).
3. J. Sölyom, Adv.Phys. **28**, 201, (1979).

**ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ
И НИЗКОРАЗМЕРНЫЕ СТРУКТУРЫ**

Управление движением классическими и квантовыми частицами и процессами переноса спина переменными внешними полями

В.Е. Архинчев

Институт физического материаловедения СО РАН, Улан-Удэ, Россия
E-mail: varkhin@mail.ru

В связи с интенсивными попытками созданием основ для квантовых компьютеров [1] существует ряд проблем, которые необходимо решить на пути создания компьютеров. К ним относятся также разработка основ квантовых вычислений: это и дальнейшие поиски новых алгоритмов, также совершенствование алгоритмов квантовых вычислений [2]. Одной из актуальных проблем основ вычислений является проблема управления квантовыми системами применительно к проблемам вычислений, проблема переноса квантовой информации. В свою очередь, имеются хорошо разработанные методы оптимального управления классическими системами, основанные на тех или иных методах исследования экстремумов соответствующих функционалов. Как известно, задача о движении частицы в магнитных полях является хорошо известной задачей и поэтому может быть использована для моделирования более сложных задач, в частности, для моделирования задач управления движением с помощью внешних воздействий. Кроме того, эта задача эквивалентна задаче управления процессами переноса спина [3] и поэтому представляет значительный интерес для развития проблемы переноса квантовой информации [4].

В настоящей работе рассмотрена задача оптимального управления движением частицы (спина) в магнитном поле с использованием метода Кротова [5]. Рассмотрены различные воздействия, для которых получены оценки времени достижения заданной точки. Показано, что при движении по окружности время достижения заданной точки траектории зависит как от амплитуды воздействия, так и от спектра воздействия вынуждающей силы. Выполнены расчеты времени достижения для некоторых форм, видов управляющего поля.

1. К.А. Валиев, УФН **175**, 3 (2005).
2. P.W. Shor, Proc. of the 35th Annual Symp. On the Foundation of Computer Science, Los Alamitos, USA, 124 (1994);
L.K. Grover, Proc. of the 28th Annual ACM Symp. On Theory of Computation, New York, USA, 212 (1996).
3. T. Canesa, M. Murphy et al., Phys Rev Lett. **103**, 24501 (2009).
4. В.Е. Архинчев, Химическая физика и мезоскопия **15**, 1, 101 (2013).
5. В.Ф. Кротов, Автоматика и Телемеханика **3**, 15 (2009).

Магнитная теорема о силах и поиск оптимальных путей перехода между магнитными состояниями

П.Ф. Бессараб^{1,2*}, Х. Йонссен², В.М. Уздин¹

¹Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

²Университет Исландии, Рейкьявик, Исландия

*E-mail: van_der_paul@yahoo.co.uk

Проблема устойчивости магнитных состояний наноструктур относительно температурных флуктуаций важна как для фундаментального магнетизма, так и для приложений. Она имеет принципиальное значение при разработке устройств магнитной памяти, в которых необходимо осуществлять управляемое изменение (запись информации) и поддержание неизменным (хранение информации) намагниченности структурных элементов. Уменьшение размеров элементов памяти и времени их переключения увеличивает эффективность современных компьютеров. Однако при уменьшении размеров до наномасштабов необходимо гарантировать устойчивость магнитных состояний относительно тепловых флуктуаций.

В работе [1] развита теория переходного состояния для магнитных степеней свободы – статистический метод исследования тепловой устойчивости магнитных структур. В рамках этого метода осуществляется поиск путей с минимальным перепадом энергии (ПМПЭ), задающих оптимальный механизм перехода из одного устойчивого состояния в другое. ПМПЭ показывают, какие изменения происходят в системе в процессе перехода, и как должны поворачиваться магнитные моменты, чтобы энергетический барьер перехода был минимальным.

Для нахождения стабильных магнитных состояний и ПМПЭ между ними необходимо вычислять в произвольной точке конфигурационного пространства углов, задающих направление всех магнитных моментов, полную энергию системы и «магнитные силы», т.е. градиент энергии по этим угловым переменным. Модель Александра-Андерсона, обобщенная на случай неколлинеарного упорядочения магнитных моментов, адекватно описывает низкоразмерные магнитные системы с коллективизированными электронами [2–4]. Для заданной произвольной ориентации магнитных моментов число d -электронов N и величина магнитного момента M на каждом атоме, а также полная энергия системы вычисляются самосогласованно. В данной работе представлено доказательство магнитной теоремы о силах для неколлинеарного обобщения модели Александра-Андерсона. Согласно этой теореме, изменение энергии системы при малом отклонении магнитных моментов от заданного направления определяется сдвигом собственных значений гамильтониана при фиксированных самосогласованных N и M . На основе магнитной теоремы о силах разработан эффективный метод вычисления градиента энергии, не требующий проведения дополнительных расчетов по самосогласованию.

Теория переходного состояния совместно с магнитной теоремой о силах применена для теоретического исследования формирования и устойчивости экзотических неколлинеарных магнитных структур, обнаруженных в последние годы методами спин-поляризованной сканирующей туннельной микроскопии.

1. P.F. Bessarab, V.M. Uzdin, H. Jónsson, Phys. Rev. B **85**, 184409 (2012).
2. S.V. Uzdin, V.M. Uzdin, C. Demangeat, Surface Science **482-485**, 965969 (2001).
3. S.V. Uzdin, Physics of the Solid State **51**, 1260 (2009).
4. V.M. Uzdin, A. Vega, Journal of Physics: Condensed Matter **24**, 176002 (2012).

Теоретическое описание кинетических свойств стеклюющихся систем с помощью калибровочной теории перехода жидкость – стекло

М.Г. Васин

Физико-технический институт УрО РАН, Ижевск, Россия
E-mail: dr_vasin@mail.ru

В основе калибровочной теории перехода жидкость–стекло лежат два положения:

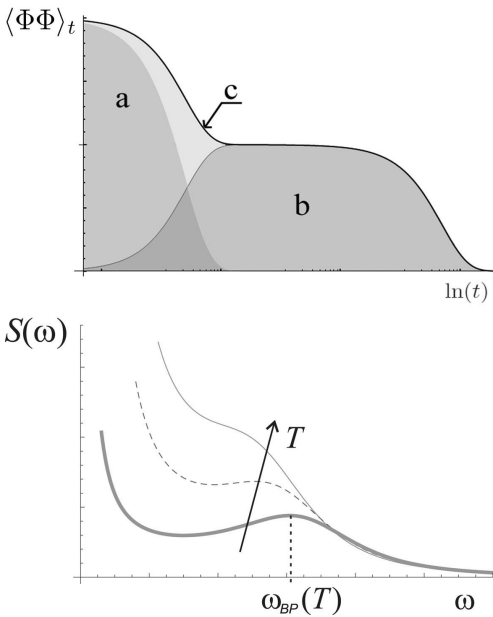


Рис. 1. а) Зависимость $G(t) = \langle \Phi \Phi \rangle_t$ (Φ – параметр порядка) от $\ln(t)$. б) Частотная зависимость динамического структурного фактора, $S(\omega)$, при различных температурах.

1. Предполагается, что система находится во флуктуационной области вблизи предполагаемого фазового перехода второго рода, $T \rightarrow T_c^+$, т.е. в системе существуют и усиливаются флуктуации, представляющие собой спонтанно возникающие и разрушающиеся упорядоченные области;

2. Система фрустрирована, что, напротив, препятствует росту флуктуаций упорядочения. В [1, 2] было показано, что результатом наложения этих условий в итоге является замораживание системы при ее охлаждении в неупорядоченном неэргодическом «твердом» состоянии, т.е. в стекольном состоянии, при температуре $T_0 > T_c$.

Калибровочная теория стекольного перехода позволяет в рамках единого подхода объяснить большинство характерных для перехода жидкость – стекло свойств. В настоящей работе с помощью предложенной теории описываются кинетические свойства стеклюющихся систем. На временной корреляционной функции, $G(t)$, при $T \rightarrow T_0^+$ теория воспроизводит характерное плато (рис. 1(а)) [1]. Его возникновение вызвано критическим замедлением динамики коллективного движения в областях, ограниченных радиусом упругого взаимодействия. Рассеяние на этих областях вырезает низкочастотную часть динамического структурного фактора $S(\omega)$, что приводит к появлению на нем характерного для стеклюющихся систем «бозонного» пика, ω_{BP} (рис. 1(б)) [3]. Кроме того,

показано, что кинетика релаксации стеклюющихся систем, описываемых данной теорией, является недебайевской, и их динамические корреляционные функции могут быть аппроксимированы, например, формулой Кольрауша, $G(t) \propto \exp[-(t/\tau)^\beta]$ ($0 < \beta < 1$).

Работа поддержана грантами РФФИ № 14-02-00359, № 13-02-00542 и № 12-03-00757.

1. M.G. Vasin, J. Stat. Mech. P05009 (2011).
2. М.Г. Васин, Теоретическая и математическая физика **174**, 3, 406 (2013).
3. M.G. Vasin, Journal of Non-Crystalline Solids (в печати).

Исследование критической динамики ϕ^4 -модели вблизи квантового фазового перехода

М.Г. Васин^{1,2}

¹Физико-технический институт УрО РАН, Ижевск, Россия

²Институт физики высоких давлений РАН, Москва, Россия
E-mail: dr_vasin@mail.ru

В работе рассматривается диссипативная критическая динамика квантовых фазовых переходов, происходящих в системах связанных ангармонических осцилляторов с однокомпонентным параметром порядка ($n = 1$), соответствующих, например, магнетикам изинговского типа [1].

Известно, что при $T = 0$, в режиме квантовых (нулевых) флуктуаций, в рассматриваемых системах возможен переход упорядочения [2]. При этом критические индексы определяются с помощью простого правила: индексы перехода при $T = 0$ такие же, как и индексы перехода в той же системе при $T \neq 0$, но в пространстве на единицу большей размерности $d_{eff} = d + z = d + 1$ [3]. Отсюда следует, что верхняя критическая размерность $d_{cr}^+ = 3$. Однако, при описании динамики статистического ансамбля большого количества осцилляторов ($N \rightarrow \infty$) возникает необходимость учитывать эффект диссипации, возникающей вследствие взаимодействия каждого осциллятора с бозе-ансамблем окружающих осцилляторов [4]. В случае $\hbar\omega \gg kT$ это приводит к изменению критических показателей и класса универсальности фазового перехода одномерной системы: $z \approx 2$, $d_{cr}^+ = 2$ [5].

В представленной работе критическая динамика ϕ^4 -модели вблизи квантового фазового перехода была исследована с помощью ренормгруппового метода описания критического поведения [5] и келдышевской техники описания неравновесной динамики [6]. В работе рассматривается кроссовер от классической к квантовой критической динамике вблизи квантового фазового перехода второго рода. Показано, что верхняя критическая размерность в рассмотренной диссипативной квантовой системе $d_c^+ = 2$, поэтому флуктуационные поправки становятся существенными лишь в одномерном случае. С помощью ренормгруппового анализа было показано, что время когерентности одномерной квантовой изинговской цепи вблизи квантовой критической точки, $g \rightarrow g_c$ (g – безразмерный управляющий параметр), расходуется как $\tau \propto -\ln |g - g_c| / |g - g_c|$, а корреляционный радиус имеет степенную зависимость: $r_c \propto |g - g_c|^{-\nu}$ ($\nu = 0.6$).

Работа поддержана грантами РФФИ № 13-02-91177 и № 13-02-00579.

1. Subir Sachdev, Quantum Phase Transitions (Cambridge University Press), p. 353 (2001).
2. М.И. Каганов, А.В. Чубуков, УФН **153**, 537 (1987).
3. S. Pankov et al., Phys. Rev. B **69**, 054426 (2004).
4. U. Weiss, Quantum Dissipative Systems. World Scientific, Singapore (1999).
5. C. Hohenberg and B.I. Halperin, Rev. Mod. Phys. **49**, 435 (1977).
6. A. Kamenev and A. Levchenko, Advances in Physics **58**, 197 (2009).

Фазовые переходы во фрустрированной модели Изинга на квадратной решетке

Ф.А. Кассан-Оглы¹, А.К. Журавлев^{1*}, М.К. Рамазанов², А.И. Прошкин¹

¹Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

²Институт физики ДНЦ РАН, Махачкала, Россия

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

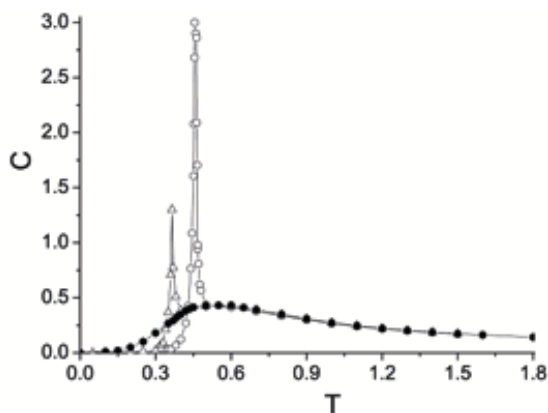


Рис. 1. Теплоемкость как функция температуры при $J_x = J_y = -1$, $b = 0$ и $J_{xy} = J_{yx}$: $J_{xy} = -0.5$ (●), $J_{xy} = -0.505$ (Δ), $J_{xy} = -0.525$ (○).

В работе исследована проблема возникновения фрустраций и подавления фазовых переходов в модели Изинга на 2D квадратной решетке при учете взаимодействий между ближайшими соседями (по ребрам квадрата J_x и J_y), вторыми соседями (по диагоналям квадрата J_{xy} и J_{yx}), вторыми соседями по ребрам квадрата (J_{2x} и J_{2y}) и во внешнем магнитном поле b . Расчеты проводились репличным методом Монте-Карло и методом трансфер-матрицы, наибольшее собственное значение которой находили методом Ланцоша.

В зависимости от знаков и относительных величин взаимодействий и магнитного поля найдены точки, линии и поверхности фрустраций, в которых исчезают фазовые переходы (энтропия при этом стремится к ненулевому значению при $T \rightarrow 0$, а теплоемкость утрачивает λ -образную особенность: см. рис. 1).

Получены зависимости точек фазового перехода от знаков и относительных величин взаимодей-

ствий и магнитного поля, в том числе и с вырождением по знаку взаимодействий.

Обнаружено новое явление – расщепление теплоемкости вблизи точек фрустраций.

Найдены новые магнитные структуры и новый тип упорядочения, а именно, упорядочение в одном направлении и отсутствие упорядочения по другому направлению.

Показано, что при перевале через любую точку фрустраций (как в присутствии, так и в отсутствии магнитного поля) происходит кардинальное изменение магнитной структуры.

В случае взаимодействий между вторыми соседями в квадратной решетке только по ребрам квадрата поведение намагниченности как функций температуры и поля обнаруживает детальное сходство с 1D решеткой, различаясь лишь по масштабу поля.

Электромагнитное излучение при фазовых переходах в сплаве Гейслера $\text{Ni}_{2.14}\text{Mn}_{0.81}\text{GaFe}_{0.05}$

В.В. Коледов^{1*}, Д.В. Каленов¹, А.П. Каманцев¹, Д.С. Кучин¹, В.В. Мериакри¹, М.П. Пархоменко¹, С.В. фон Гратовски¹, В.Г. Шавров¹, Д.А. Кузьмин², И.В. Бычков²

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

²Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия

*E-mail: victor_koledov@mail.ru

В настоящей работе экспериментально исследуется электромагнитный отклик и возможность собственного излучения ЭМВ на свободной поверхности образца сплава Гейслера $\text{Ni}_{2.14}\text{Mn}_{0.81}\text{GaFe}_{0.05}$ в диапазоне длин волн 8 мм. В этом сплаве, как известно, протекают фазовые переходы (ФП): магнитный ФП 2-го рода парамагнетик – ферромагнетик ($T_C = 90^\circ\text{C}$) и структурный ФП 1-го рода из аустенита в мартенсит ($T_M = 45 - 65^\circ\text{C}$) [1]. Для исследования излучения образца и разделения вкладов от излучения, вызванного ФП, и вклада, связанного с изменением коэффициента отражения теплового излучения окружающей среды в диапазоне 24 – 30 ГГц, разработана оригинальная экспериментальная установка. Она включает исследуемый образец сплава Гейслера в виде пластины с размерами $10 \times 10 \times 0.5$ мм с системой контроля температуры в диапазоне от 0 до $+120^\circ\text{C}$, магнитометр для регистрации магнитной восприимчивости образца *in situ*, радиометр с волноводом, непосредственно контактирующим с образцом, циркулятор и излучающую нагрузку, температура которой может изменяться от комнатной до температуры жидкого азота. Миниатюрный датчик температуры установлен непосредственно на поверхности образца. Показания радиометра в зависимости от времени см. на рис. 1.

Анализ типичных зависимостей сигнала радиометра показывает, что излучение образца сплава немонотонно зависит от температуры, и вблизи ФП наблюдаются ярко выраженные аномалии (рис. 1). Пики излучения не исчезают при увеличении температуры нагрузки от азотной до комнатной. Это доказывает, что отражение внешнего излучения от поверхности образца с различным коэффициентом в различных структурных фазах не объясняет зарегистрированные радиометром пики. Влияние кинетики ФП на характер миллиметрового излучения образца изучалось при изменении скорости нагрева/охлаждения от 0.01 К/с до 10 К/с. Показано, что вклад собственного излучения возрастает при увеличении скорости изменения температуры. Это также подтверждает, что обнаруженные аномалии связаны с собственным излучением ЭМВ при ФП.

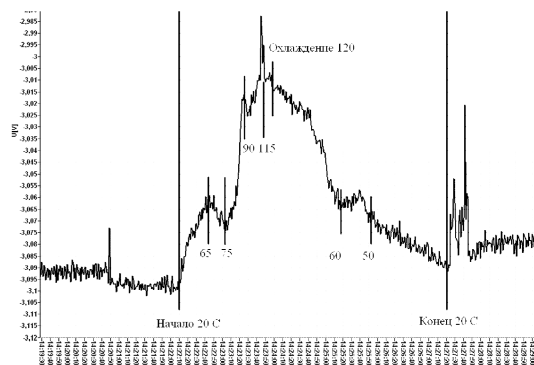


Рис. 1. Временная зависимость интенсивности излучения образца при нагреве до 120°C и последующем охлаждении. Температуры, при которых возникают «аномалии» интенсивности совпадают с температурами ФП (указаны на рисунке).

1. A.A. Cherechukin et al., Phys. Lett. A **291**, 175 (2001).

Применение основного уравнения магнитостатики к задачам магнитной толщинометрии

В.В. Дякин, О.В. Кудряшова*, В.Я. Раевский

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

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

В работе рассматривается одна из типичных задач магнитной толщинометрии для следующей конфигурации магнетиков. Двухслойный магнетик занимает полупространство ниже некоторой плоскости S_1 . Постоянная магнитная проницаемость μ верхнего слоя магнетика (между плоскостью S_1 и некоторой параллельной ей плоскостью S) отлична от постоянной магнитной проницаемости μ_d нижнего слоя, занимающего полупространство ниже плоскости S . Указанный магнетик находится в произвольном внешнем поле. В работе с помощью техники преобразования Фурье найдено аналитическое выражение (содержащее двойные интегралы по всей координатной плоскости от функций, определяемых конкретным видом внешнего поля) для напряженности результирующего поля в произвольной точке вне двухслойного магнетика при произвольном внешнем поле. Эти формулы предназначены для решения типичной прямой и обратной задачи магнитной толщинометрии — исследование зависимости результирующего поля от толщины верхнего слоя. Это позволит контролировать толщину этого слоя по измеренному результирующему полю, а также исследовать чувствительность результирующего поля в величине зазора между изделием и точкой измерения этого поля.

Далее рассмотрены некоторые конкретные модели внешнего поля, для которых перпендикулярные плоскостям раздела слоев составляющие внешнего поля либо постоянны на этих плоскостях, либо кусочно-постоянны на них. Для такого типа внешних полей получены аналитические безынтегральные формулы для результирующих магнитных полей. С помощью компьютерных расчетов по этим формулам обосновывается корректность (при определенных условиях) решения обратной задачи толщинометрии — однозначное определение толщины верхнего слоя неоднородного магнетика по измеренному результирующему полю. Кроме этого проводится анализ чувствительности результирующего поля к величине зазора между магнетиком и точкой измерения этого поля.

Электromагнитное излучение при фазовых переходах в магнитных кристаллах

Д.А. Кузьмин^{1*}, И.В. Бычков¹, Д.В. Каленов², А.П. Каманцев², В.В. Коледов²,
Д.С. Кучин², В.Г. Шавров²

¹Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия

²Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия

*E-mail: kuzminda89@gmail.com

В последние годы резко возрастает интерес физиков, как теоретиков, так и экспериментаторов, к поиску новых эффектов генерации ЭМВ при неравновесных процессах в конденсированных средах. Фазовые переходы (ФП) как первого, так и второго рода происходят при значительном отклонении от состояния равновесия, и в этом случае среда является активной, т.е. способной к излучению энергии, как электромагнитной, так и акустической. Так, при ФП в магнитной подсистеме претерпевает скачок намагниченность ΔM образца, при ФП в электродипольной подсистеме имеется скачок поляризации ΔP , которые и приводят к генерации импульсов электромагнитного и акустического полей [1, 2]. Более сложный характер излучения имеют структурные ФП I рода. Структурный ФП происходит за определенное время, в течение которого в образце могут образоваться зародыши новой фазы, межфазные границы, различные дефекты, дислокации и трещины, которые также приводят к генерации электромагнитных и акустических импульсов [3]. Все перечисленные дефекты сопровождаются образованием неоднородных упругих деформаций.

Наличие неоднородной деформации приводит к перераспределению электронной плотности на дефекте $\Delta n(z)$ и, как следствие, к появлению дипольного момента на единицу площади дефекта: $p_z = -e \int z \Delta n(z) dz$. Ограничиваясь генерацией только электромагнитных волн и полагая, что она происходит только за счет движения границы раздела фаз, мы можем представить движение границы как движущийся дипольный момент. Интенсивность излучения на заданной частоте в направлении, задаваемом углом θ с осью z , вдоль которой движется граница, имеет вид:

$$I_{\theta\omega} = \frac{\omega^4}{8\pi^2 c^3} p_{z\omega}^2 \sin^2 \theta.$$

Видно, что наибольшая интенсивность излучения приходится в направлении, перпендикулярном направлению движения границы раздела фаз. При рассмотрении структурных ФП в проводящих материалах основной вклад в электромагнитное излучение дадут границы раздела, движущиеся на и вблизи поверхности образца.

В работе [4] теоретически описываются экспериментальные исследования по генерации электромагнитного излучения при фазовых переходах в сплаве Гейслера $\text{Ni}_{2.14}\text{Mn}_{0.81}\text{GaFe}_{0.05}$.

1. А.М. Косевич, Письма в ЖЭТФ **11**, 537 (1970).
2. Ю.И. Балкарей, Е.В. Ченский, Письма в ЖЭТФ **13**, 266 (1971).
3. A. Misra et al., Int. J. Fracture **145**, 99 (2007).
4. В.В. Коледов, Д.В. Каленов и др., настоящий сборник.

Критическое поведение мультиферроиков в области фазовых переходов в несоизмеримые магнитные структуры

В.В. Меньшенин

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия
E-mail: menshenin@imp.uran.ru

Оксидам RMn_2O_5 (R – редкоземельный ион) уделяется в последние два десятилетия повышенное внимание. Обусловлено оно прежде всего тем, что эти соединения являются одним из немногочисленных классов систем, в которых реализуется, хотя и при не очень высоких температурах, сильная связь между магнитной подсистемой и электрической поляризацией. Экспериментально надежно установлено, что электрическая поляризация в манганатах появляется только после возникновения дальнего магнитного порядка.

Первоначальные экспериментальные исследования показали, что в манганатах RMn_2O_5 ($R = \text{Nb, Tb, Ho, Er, Y}$) переход из парамагнитной фазы происходит в несоизмеримую магнитную структуру с волновым вектором $\vec{k} = (1/2, 0, x)$. Дальнейшие исследования позволили установить, что в соединениях RMn_2O_5 ($R = \text{Tb, Ho, Dy}$) переход из парафазы происходит в несоизмеримую структуру с волновым вектором $\vec{k} = (\beta, 0, \nu)$. В докладе представлен ренормгрупповой (РГ) анализ критического поведения манганатов в области фазовых переходов в несоизмеримые магнитные структуры с указанными выше волновыми векторами в двухпетлевом приближении. Построены эффективные гамильтонианы, на основе которых анализируется критическое поведение систем. Оба гамильтониана характеризуются четырехкомпонентными параметрами порядка. Найдены все критические точки, и проведен анализ их устойчивости. Показано, что при переходе в структуру, несоизмеримую по одному пространственному направлению, имеются три критических точки [1], две из которых являются устойчивыми, и в этих точках может реализоваться переход второго рода. При этом в одной из этих точек орторомбические искажения кристаллической структуры манганатов должны быть малыми, тогда как в другой точке они не являются малыми. Третья точка оказывается неустойчивой. Однако условия реализации в области этой точки фазового перехода первого рода трудно выполнимы для орторомбической симметрии оксидов RMn_2O_5 . При переходе в несоизмеримую по двум пространственным направлениям магнитную структуру имеется только одна критическая точка [2], которая оказывается устойчивой, и в этой точке реализуется фазовый переход второго рода. Найдены критические индексы при реализации фазовых переходов второго рода, включая индекс аномальной размерности Фишера, с точностью до второго порядка по малому параметру.

Заметим, что в некоторых работах было высказано утверждение о наличии общей тенденции, состоящей в том [3], что увеличение числа независимых полей, имеющих размерность нуль (компонент параметра порядка), приводит к исчезновению устойчивости критических точек. Наше исследование, показывая, что важную роль играет исходная симметрия системы. При низкой симметрии системы, такой как орторомбическая симметрия, критические флуктуации могут и не препятствовать реализации фазового перехода второго рода даже при четырехкомпонентном параметре порядка.

Работа выполнена при частичной поддержке по Программе Президиума РАН «Квантовые мезоскопические и неупорядоченные системы» (грант № 12-П-2-1041).

1. В.В. Меньшенин, ЖЭТФ **143**, 1136 (2013).
2. В.В. Меньшенин, ФТТ **55**, 1936 (2013).
3. А.З. Паташинский, В.Л. Покровский, Флуктуационная теория фазовых переходов, Наука (1980).

Исследование фазовых переходов и критических свойств спиновых систем с фрустрациями методами Монте-Карло

А.К. Муртазаев^{1,2*}, М.К. Рамазанов¹, М.К. Бадиев¹, Д.Р. Курбанова¹

¹Институт физики Дагестанского научного центра РАН, Махачкала, Россия

²Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия

*E-mail: akai2005@mail.ru

Исследование фазовых переходов и критических явлений в фрустрированных спиновых системах является одной из актуальных задач статистической физики [1]. Это связано с тем, что эти системы зачастую проявляют поведение, существенно отличное от поведения соответствующих нефрустрированных систем. Причина такого поведения заключается в сильном вырождении в спиновой подсистеме, эффективном ослаблении связи, и, как следствие, высокой чувствительности к различным возмущающим факторам – дополнительным взаимодействиям, слабым полям, тепловым и квантовыми флуктуациям, анизотропии, дефектам и деформациям [2].

В последние десятилетия ведутся интенсивные исследования таких систем теоретическими, экспериментальными и численными методами. Полученные результаты весьма противоречивы и вызвали бурную дискуссию. В связи с этим для получения ответа на ряд дискуссионных вопросов существует необходимость проведения более тщательных исследований фрустрированных систем с использованием современных идей и методов. На современном этапе создание последовательной и строгой микроскопической теории, которая позволила бы объяснить и описать наблюдаемые в эксперименте явления, сталкивается с трудностями как технического, так и принципиального характера. Поэтому в последние годы в физике фазовых переходов активно развивалось самостоятельное направление теоретических исследований – подход, основанный на численном моделировании спиновых решеточных моделей [3–5].

В настоящее время продолжают исследования природы фазовых переходов, тепловых, магнитных и критических свойств фрустрированных спиновых систем. Огромный интерес вызывают вопросы, связанные с природой фазовых переходов и с существованием новых киральных классов универсальности критического поведения фрустрированных систем на разных типах решеток [3].

Фазовые переходы и критические явления в фрустрированных системах в последние годы интенсивно изучаются методами Монте-Карло [4–7]. В частности, для исследования фрустрированных систем разработаны специальные репличные алгоритмы метода Монте-Карло [7]. Нами проведены исследования критических свойств, изучен характер и особенности фазовых переходов фрустрированных моделей Изинга и Гейзенберга на разных решетках как с взаимодействиями ближайших, так и с учетом взаимодействия вторых ближайших соседей.

Будет представлен обзор наших результатов, которые свидетельствуют о существовании в антиферромагнитной модели Гейзенберга на треугольной решетке фазового перехода первого рода, а в фрустрированной модели Изинга – фазового перехода второго рода. Построены фазовые диаграммы зависимости величины взаимодействия вторых ближайших соседей от температуры.

1. С.В. Малеев, УФН **172**, 617 (2002).

2. Р.С. Гехт, ЖЭТФ **102**, 1968 (1992).

3. И.К. Камилев, А.К. Муртазаев, Х.К. Алиев, УФН **169**, 773 (1999).

4. H. Kawamura, J. Phys. Soc. Jap. **61**, 1299 (1992).

5. А.К. Муртазаев, И.К. Камилев, М.К. Рамазанов, ФНТ **32**, 323 (2006).

6. А.К. Муртазаев, И.К. Камилев, М.К. Рамазанов, ФТТ **47**, 1125 (2005).

7. A.K. Murtazaev and M.K. Ramazanov, Phys. Rev. B **76**, 174421 (2007).

КРС спектроскопия электронных и фононных возбуждений в гексаборидах YB_6 и LaB_6

Ю.С. Поносов^{1*}, С.В. Стрельцов^{1,2}, А.В. Левченко³, В.Б. Филиппов³

¹Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

²Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

³Институт проблем материаловедения НАНУ, Киев, Украина

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

Металлические гексабориды иттрия и лантана со структурой типа CaB_6 (пространственная группа $Pm\bar{3}m - O_h^1$) имеют подобные электронные структуры и фононные спектры. Однако их температуры перехода в сверхпроводящее состояние T_c значительно различаются – $T_c \sim 8.4$ К для YB_6 [1] и $T_c < 0.1$ К для LaB_6 . В исследовании [2] предположено, что повышенная T_c в YB_6 может быть обусловлена сильной электрон-фононной связью с низкочастотной модой с энергией ~ 8 мэВ, которая идентифицирована как акустические колебания ионов иттрия в полостях жесткой борной подрешетки.

В данной работе мы исследовали симметрию и температурные зависимости комбинационного рассеяния света (КРС) электронными и фононными возбуждениями в монокристаллах YB_6 и LaB_6 . Неактивные в спектрах КРС для данной структуры низкочастотные колебания наблюдались на частоте ~ 10 мэВ, а их двухфононные обертоны – на примерно вдвое больших энергиях. Частотные зависимости спектров электронного рассеяния света сравнивались со спектрами, моделированными на основе ЛМТО рассчитанных электронных структур с включением эффектов пространственной дисперсии и электрон-фононного рассеяния. Полученные результаты позволили оценить константы электрон-фононного взаимодействия, которая для YB_6 оказалась втрое больше, чем для LaB_6 без предположений об аномально сильной связи с низкочастотными фононами. Примерно равные интенсивности электронного рассеяния A_{1g} и E_g симметрии наблюдались в LaB_6 , в то время как в случае YB_6 доминирует рассеяние E_g симметрии. Неожиданным оказалось обнаружение в YB_6 электронных возбуждений T_{1g} симметрии, которая характерна для рассеяния света магнитными флуктуациями.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 14-02-00952).

1. Z. Fisk, P.H. Schmidt, L.D. Longinotti, Mat. Res. Bull. **11**, 1019 (1976).
2. R. Lortz, Y. Wang, U. Tutsch, S. Abe, C. Meingast, P. Popovich, W. Knafo, N. Shitsevalova, Yu.B. Paderno, A. Junod, Phys. Rev. B **73**, 024512 (2006).

Магнитные и тепловые свойства 4-х вершинной модели Поттса

А.И. Прошкин*, Ф.А. Кассан-Оглы

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

*E-mail: al.pro@list.ru

С развитием техники магнитной нейтронографии возникают новые магнитные структуры, и проводится ревизия полученных ранее. Так, например, в работе Нормила и др. [1] было показано, что расшифровка магнитной нейтронограммы от кристалла USb в модели 3-к структуры дает значительно лучший результат, чем в модели коллинеарной структуры. Эта 3-к структура, в которой отсутствуют антипараллельные направления магнитных моментов, в точности соответствует 4-х вершинной стандартной модели Поттса.

В данной работе исследована ферро- и антиферромагнитная 4-х вершинная стандартная модель Поттса в случаях 1) монокристалла с взаимодействием только между ближайшими соседями, 2) монокристалла с взаимодействием между ближайшими и вторыми соседями, 3) поликристалла с взаимодействием между ближайшими соседями. Детально исследовано поведение намагниченности, магнитной восприимчивости, теплоемкости, магнитокалорического эффекта как функций температуры и магнитного поля. Показано, что в монокристалле такого магнетика могут существовать от нуля до трех фрустрирующих полей (рисунок 1(а)), в которых при $T \rightarrow 0$ намагниченность испытывает скачки, энтропия стремится к ненулевым значениям, магнитная теплоемкость имеет сужающиеся максимумы, а теплоемкость – сужающиеся минимумы. В поликристалле же имеются плато намагниченности, а намагниченность насыщения не равна магнитному моменту, то есть ферромагнитное состояние не достигается. Значение асимптоты намагниченности рассчитано теоретически и отображено на рисунке 1(б).

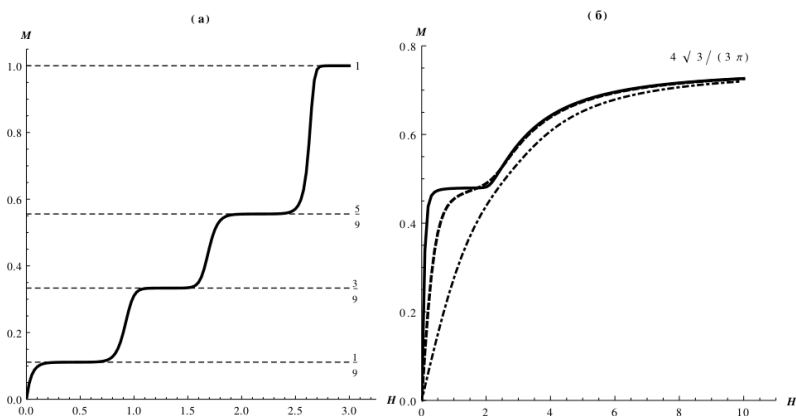


Рис. 1. (а) Намагниченность монокристаллической антиферромагнитной модели с учетом взаимодействия между первыми и вторыми соседями в поле [111]; (б) намагниченность поликристаллической антиферромагнитной модели с взаимодействием между ближайшими соседями.

Результаты, полученные в данной работе, могут быть применимы в том случае, когда необходимо сделать выбор в пользу той или иной структуры при расшифровке нейтронограмм монониктидов и монохалькогенидов лантаноидов и актининов. Также в этой работе объясняется, почему магнитный момент, полученный методом асимптотической намагниченности на поликристаллах и из нейтронографических экспериментов, не совпадает [2].

1. P.S. Normile, W.G. Stirling et al., Phys. Rev. B **66**, 014405 (2002).
2. O. Vogt, Physica B **102**, 206 (1980).

Исследование критического поведения ультратонких ферромагнитных пленок методами компьютерного моделирования

П.В. Прудников*, М.А. Медведева, А.С. Елин

Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского, Омск, Россия
*E-mail: prudnikp@univer.omsk.su

В настоящее время ультратонкие магнитные пленки являются объектом интенсивных исследований. Это связано с тем, что в ультратонких пленках наблюдаются новые физические явления и могут реализовываться такие состояния, которые не наблюдаются в объемных образцах. Возможная область применения тонкопленочных магнитных структур простирается от технологий записи высокой плотности до устройств спинтроники [1]. Было показано, что максимальная плотность записи для технологии Heat assisted magnetic recording (HAMR) может быть достигнута вблизи точки фазового перехода. HAMR – наиболее вероятная технология достижения плотности магнитной записи 1 TBit/in² [2].

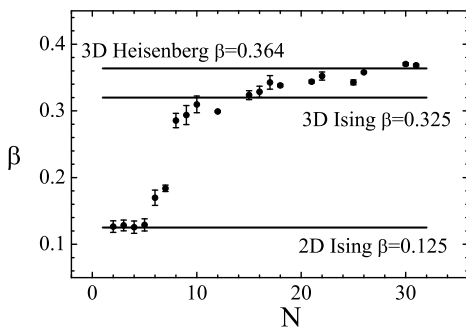


Рис. 1. Значения критического показателя намагниченности $\beta(N)$ тонкой магнитной пленки в зависимости от ее толщины N .

В данной работе было проведено численное исследование равновесного критического поведения тонких ферромагнитных пленок в рамках анизотропной модели Гейзенберга. Проведен расчет критических температур и характеристик магнитных фазовых превращений в зависимости от толщины пленки. Полученные результаты позволяют сделать вывод о существовании перехода от двумерных к трехмерным свойствам многослойных магнетиков с ростом толщины пленки (рис. 1).

В работе также было проведено исследование неравновесного критического поведения изингоподобных тонких пленок методом коротковременной динамики [3]. Полученные значения динамических критических индексов z и θ' свидетельствуют о принадлежности тонких ферромагнитных пленок с толщинами $N \leq 4$ к динамическому классу универсальности двумерной модели

Изинга. Показано, что неравновесное критическое поведение тонких ферромагнитных пленок демонстрирует эффекты «старения», характерные для поведения систем с медленной динамикой, таких как спиновые стекла и структурно неупорядоченные системы [4].

1. C. Chappert, A. Fert, F. Nguyen van Dau, Nature Mater. **6**, 813 (2007).
2. M.A. Seigler, W.A. Challener, E. Gage et al., IEEE Trans. Magn. **44**, 119 (2008).
3. E.V. Albano, M.A. Bab, G. Baglietto et al., Rep. Prog. Phys. **74**, 026501 (2011).
4. П.В. Прудников, В.В. Прудников, Е.А. Поспелов, Письма в ЖЭТФ **98**, 693 (2013).

Особенности неравновесного критического поведения и результаты их изучения методами компьютерного моделирования

В.В. Прудников*, П.В. Прудников, Е.А. Поспелов

Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского, Омск, Россия

*E-mail: prudnikov@univer.omsk.su

В последние годы исследование систем, характеризующихся медленной динамикой, вызывает значительный интерес как с теоретической, так и экспериментальной точек зрения. Это обусловлено предсказываемыми и наблюдаемыми при медленной эволюции систем из неравновесного начального состояния свойствами старения, характеризующимися нарушениями флуктуационно-диссипативной теоремы. Хорошо известными примерами подобных систем с медленной динамикой и эффектами старения являются такие комплексные неупорядоченные системы, как спиновые стекла [1]. Данные особенности неравновесного поведения, как показали различные аналитические и численные исследования [2, 3], наблюдаются и в системах, испытывающих фазовые переходы второго рода, так как их критическая динамика характеризуется аномально большими временами релаксации. Введенное ранее для спиновых стекол флуктуационно-диссипативное отношение, связывающее двухвременную спиновую функцию отклика и двухвременную корреляционную функцию и обобщающее флуктуационно-диссипативную теорему на случай неравновесного поведения, становится новой универсальной характеристикой для критического поведения различных систем.

В данной работе решается задача численного исследования методами Монте-Карло особенностей неравновесного критического поведения как в однородных («чистых»), так и в структурно неупорядоченных анизотропных спиновых системах, описываемых трехмерной моделью Изинга. Изучение релаксационной динамики подобных систем, с одной стороны, проводить значительно легче, чем сложных неупорядоченных систем, таких как спиновые стекла, а с другой стороны, эти системы на неравновесном этапе критической эволюции демонстрируют аналогичные спиновым стеклам эффекты старения и отклонение предельной величины флуктуационно-диссипативного отношения от единицы как показателя неравновесности системы.

Осуществлен анализ влияния критических флуктуаций, различных неравновесных начальных состояний и присутствия немагнитных атомов примеси на двухвременную зависимость автокорреляционной функции и динамической восприимчивости от характеристических временных переменных, таких как время ожидания t_w и время наблюдения $t - t_w$ с $t > t_w$. В результате, для систем с различными спиновыми концентрациями $p = 1.0; 0.8$ и 0.6 были выявлены эффекты старения, характеризующиеся аномальным замедлением релаксации системы с ростом времени ожидания, и нарушение флуктуационно-диссипативной теоремы. Для рассматриваемых систем получены значения универсального предельного флуктуационно-диссипативного отношения X^∞ . Показано, что присутствие немагнитных атомов примеси приводит к усилению эффектов старения и к новым значениям предельного флуктуационно-диссипативного отношения, характеризующихся тем, что $X_{\text{примесные}}^\infty > X_{\text{чистые}}^\infty$.

1. L. Berthier, J. Kurchan, Nature Phys. **9**, 310 (2013).
2. P. Calabrese, A. Gambassi, J. Phys. A **38**, R133 (2005).
3. L. Berthier, P.C.W. Holdsworth, M. Sellitto, J. Phys. A **34**, 1805 (2001).

Anomalous Melting Scenario of the Two-Dimensional Core-Softened System

V.N. Ryzhov*, D.E. Dudalov, Yu.D. Fomin, E.N. Tsiok

Institute for High Pressure Physics RAS, Troitsk, Russia

*E-mail: ryzhov@hppi.troitsk.ru

Recently, a growing attention has been paid to investigation of melting/freezing phenomena of confined fluids. The fundamental question is how the properties of a system change as the dimensionality changes from three dimensions (3D) to two dimensions (2D). The most interesting topics concern the existence of the specific 2D phase, hexatic phase, that interpolates between the fluid and ordered solid phases. In order to clarify this issue, we present a computer simulation study of the phase behavior of 2D classical particles repelling each other through an isotropic core-softened potential [1–4]. As in the analogous 3D case, a reentrant-melting transition occurs upon compression for not too high pressures, along with a spectrum of waterlike anomalies in the fluid phase [1–4]. However, in two dimensions in the low density part of the phase diagram, melting is a continuous two-stage transition, with an intermediate hexatic phase [5]. All available evidence supports the Kosterlitz-Thouless-Halperin-Nelson-Young (KTHNY) scenario for this melting transition [6–8]. On the other hand, at high density part of the phase diagram one first-order transition takes place. We also show, that the order of the region of anomalous diffusion and the region of structural anomaly is inverted in comparison with the 3D case and has silicalike sequence [4, 5]. To our knowledge, this is the first case when the melting transition occurs in two different scenarios depending on the location on the phase diagram. It is also interesting, that the possibility of the change of the order of the anomalies sequence can take place under confinement.

We expect that such a phenomenology can be checked in confined monolayers of charge-stabilized colloids with a softened core and water confined between two hydrophobic plates.

1. Yu.D. Fomin, N.V. Gribova, V.N. Ryzhov, S.M. Stishov, D. Frenkel, *J. Chem. Phys.* **129**, 064512 (2008).
2. N.V. Gribova, Yu.D. Fomin, V.N. Ryzhov, D. Frenkel, *Phys. Rev. E* **79**, 051202 (2009).
3. R.E. Ryltsev, N.M. Chtchelkatchev, V.N. Ryzhov, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 025701 (2013).
4. Yu.D. Fomin, E.N. Tsiok, V.N. Ryzhov, *Phys. Rev. E* **87**, 042122 (2013).
5. D.E. Dudalov, Yu.D. Fomin, E.N. Tsiok, V.N. Ryzhov, arXiv: 1311.7534 (2013).
6. D.R. Nelson, B.I. Halperin, *Phys. Rev. B* **19**, 2457 (1979).
7. A.P. Young, *Phys. Rev. B* **19**, 1855 (1979).
8. V.N. Ryzhov, E.E. Tareyeva, *Physica A* **314**, 396 (2002).

Энергетические поверхности и магнитные переходы в кластерах на металлической подложке

А. Скородумов^{1*}, В.М. Уздин ^{1,2}

¹Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики,
Санкт-Петербург, Россия

²Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: skorodumov@vingrad.ru

Устойчивость магнитных состояний наносистем относительно температурных флуктуаций и случайных внешних воздействий в сочетании с возможностью контролируемого изменения этих состояний представляет большой интерес для развития элементов магнитной памяти. Экспериментальные исследования методами сканирующей туннельной спектроскопии с разрешением по спину позволяют создавать искусственные магнитные структуры атомного масштаба на поверхности и исследовать их устойчивость относительно надбарьерных переходов и квантового туннелирования. При этом характерные времена перемагничивания даже для систем, состоящих из нескольких атомов, могут достигать секунд и даже часов при комнатной температуре [1]. Теория устойчивости магнитного упорядочения в таких системах требует разработки новых подходов, позволяющих исследовать магнитное поведение на разных временных масштабах.

Для расчета времен жизни магнитных состояний может быть использована теория переходного состояния, обобщенная на магнитные степени свободы [2]. Она предполагает построение путей с минимальным перепадом энергии (МПЭ) между различными магнитными состояниями на многомерной энергетической поверхности системы. Размерность энергетической поверхности определяется числом независимых переменных, задающих магнитное состояние, например, углами, определяющими направления магнитных моментов. В случае магнитных тримеров на металлической поверхности при компланарном упорядочения магнитных моментов энергетическая поверхность двумерна и может быть наглядно представлена как обычная поверхность в 3-мерном пространстве. Минимумы на энергетической поверхности соответствуют основному и метастабильным состояниям, а седловые точки определяют энергетические барьеры между ними.

В работе в рамках векторного обобщения модели Александера-Андерсона проведены самосогласованные расчеты и построены энергетические поверхности магнитных тримеров при разном положении d -зоны атомов тримера относительно уровня Ферми, формируемого металлической подложкой. Эти энергетические поверхности можно сопоставить тримерам различных переходных металлов Cr – Mn – Fe – Co – Ni, и их эволюция отражает изменение магнитных взаимодействий по мере заполнения $3d$ -зоны. На энергетических поверхностях характерно существование нескольких минимумов, соответствующих основному и метастабильным состояниям. Расчеты показывают, что основное состояние может быть неколлинеарным как за счет фрустраций магнитных взаимодействий в тримере [3], так и вследствие негеизенберговского парного обменного взаимодействия коллективизированных электронов. Разработаны программы, позволяющие строить пути с МПЭ между магнитными состояниями и рассчитывать энергетические барьеры между ними. Включение магнитного поля приводит к деформации энергетической поверхности, и, таким образом, все характеристики магнитных переходов меняются. Анализ этого изменения позволяет исследовать процессы перемагничивания, вызванные как внешним магнитным полем, так и температурными флуктуациями.

1. S. Loth, S. Baumann, C.P. Lutz, D.M. Eigler, A.J. Heinrich, Science **335**, 196 (2012).

2. P.F. Bessarab, V.M. Uzdin, H. Jonsson, Phys. Rev. B **85**, 184409 (2012).

3. S. Uzdin, V. Uzdin, C. Demangeat, Europhys. Lett. **47**, 556 (1999).

Исследование влияния обменно-корреляционного потенциала на магнитные и структурные свойства сплава Гейслера Ni_2MnSn в рамках теории функционала плотности

В.В. Соколовский^{1,2*}, Ю.А. Соколовская¹, В.Д. Бучельников¹

¹Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия

²Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Москва, Россия

*E-mail: vsokolovsky84@mail.ru

На сегодняшний день одним из актуальных направлений физики конденсированного состояния является теоретическое и экспериментальное исследование ферромагнитных сплавов с эффектом памяти формы. К одним из таких сплавов можно отнести сплавы Гейслера серии $\text{Ni} - \text{Mn} - \text{X}$ ($\text{X} = \text{In}, \text{Sn}, \text{Sb}$). В данных сплавах наблюдается ряд уникальных эффектов при приложении внешних воздействий, таких как температура, магнитное поле и давление. К таким эффектам можно отнести метамагнитный эффект памяти формы, обратный магнитокалорический эффект, эффект обменного смещения, аномальный эффект Холла и др. [1].

В данной работе представлено теоретическое исследование влияния обменно-корреляционного потенциала на магнитные и структурные характеристики сплава Гейслера Ni_2MnSn стехиометрического состава. Исследования выполнены с помощью первопринципных вычислений, используя программный пакет SPR-KKR (спин-поляризованный релятивистский метод Корринги-Кона-Ростокера) в рамках теории функционала плотности [2]. В вычислениях использовались приближения локальной плотности (LDA) и обобщенного градиента (GGA), где обменно-корреляционная энергия рассматривалась и как функция спиновых плотностей, так и их градиентов. Недавние экспериментальные исследования показали, что сплав Ni_2MnSn обладает кубической структурой $L2_1$ типа со значением постоянной решетки $\approx 6.08 \text{ \AA}$ во всем интервале температур. Изменение температуры приводит лишь к возникновению ферро-парамагнитного перехода в кубической фазе [3]. Данный факт позволил нам провести необходимые расчеты на решетке с кубической симметрией $Fm\bar{3}m$ пространственной группы (225). В данной структуре атомы Ni располагались в 8 позициях с координатами $(1/4, 1/4, 1/4)$, атомы Mn – в $4b$ позициях с координатами $(1/2, 1/2, 1/2)$ и атомы Sn – в $4a$ позициях с координатами $(0, 0, 0)$. Начальный этап был посвящен определению равновесного параметра порядка в зависимости от типа гамилтониана и обменно-корреляционного потенциала в пакете SPR-KKR. Далее для каждого случая были определены модули всестороннего сжатия, упругие модули кубического кристалла (C_{11} , C_{12} и C_{44}), зависимости параметра решетки, магнитного момента от приложенного давления, оцененного из уравнения состояния. Используя связь между модулем всестороннего сжатия и температурой Дебая, мы также промоделировали решеточный вклад в энтропию и теплоемкость с помощью классической теории Дебая. Наши вычисления показали, что использование обменно-корреляционного потенциала в приближении GGA позволяет получить физические характеристики кристалла, близкие к экспериментальным значениям.

1. A. Planes, L. Manosa, M. Acet, J. Phys.: Condens. Matter **21**, 233201 (2009).
2. H. Ebert, SPR-KKR package Version 6.3 on <http://ebert.cup.unimuenchen.de>
3. T. Krenke, E. Duman, M. Acet et al., Nature Mater. **4**, 450 (2005).

Magnetic properties of severe plastic deformed Gd in high fields

S.V. Taskaev^{1*}, M.N. Ulyanov¹, D.S. Bataev¹, K.P. Skokov², V.D. Buchelnikov¹,
V.V. Khovaylo³, A.P. Pellenen⁴

¹Department of Physics, Chelyabinsk State University, Chelyabinsk, Russia

²Institut für Materialwissenschaft, TU Darmstadt, Darmstadt, Germany

³National University of Science and Technology "MISIS", Moscow, Russia

⁴National Research South Ural State University, Chelyabinsk, Russia

*E-mail: tsv@csu.ru

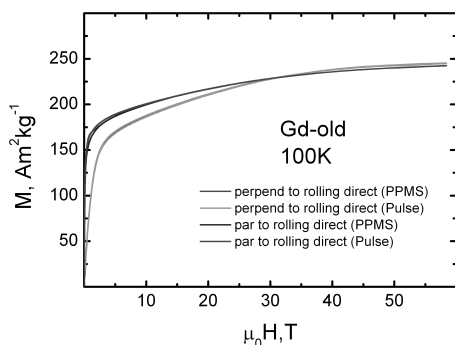


Рис. 1. High field dependences of magnetization of the Gd stripes.

This work reports the magnetic properties of thin Gd ribbons obtained with the help of severe plastic deformation (SPD) technique. Severe plastic deformation procedures are very interesting for designing novel functional materials. Depending on the degree of deformation, magnetic, structural or thermodynamic properties could be varied in severely deformed materials, especially in thin ribbons of SPD-treated materials.

A significant depression of magnetic and thermodynamic properties occurs in severely deformed samples of Gd. The reason of such behavior is in a giant magnetic anisotropy induced by SPD. This unexpected phenomena drives to a new thermodynamic and magnetic properties of severely deformed Gd ribbons [1] which are inapplicable for magnetocaloric applications without additional heat treatment procedure. The heat treatment regimes are directly connected with the degree of plastic deformation.

In this work we continue our previous investigations of the SPD on the magnetic properties of 4-*f* elements, with special accent on magnetic anisotropy. In Figure 1 the high field dependences of magnetization of the Gd stripes are shown, it is clearly seen that saturation of the magnetization in both directions achieved near 30 T.

Authors appreciate RFBR grant № 12-07-00676-a for financing this work.

1. S.V. Taskaev, M.D. Kuzmin, K.P. Skokov, D.Yu. Karpenkov, A.P. Pellenen, V.D. Buchelnikov, O. Gutfleisch, *JMMM* **331**, 33 (2013).

Вид соотношений Эссама-Фишера и Рашбрука при низких температурах

В.Н. Удодов

Хакасский государственный университет им. Н.Ф. Катанова, Абакан, Россия
E-mail: udodov@khsu.ru

Равенство Эссама и Фишера [1–3] и неравенство Рашбрука [1–4] были выведены 50 лет назад. Эти соотношения связывают критические индексы теплоемкости (α , α'), восприимчивости (γ , γ') и параметра порядка (β) [1–3]. В 1965 году появилась гипотеза подобия, в рамках которой равенство Эссама и Фишера выполняется, а неравенство Рашбрука $\alpha' + 2\beta + \gamma' \geq 2$ вырождается в равенство [1]. Однако уже давно известны экспериментальные свидетельства нарушения классических соотношений [1]. Можно показать, что классические соотношения Эссама-Фишера и Рашбрука были получены при допущении, что критическая температура (температура фазового перехода (ФП)) положительна $T_C > 0$ и $T \rightarrow T_C$ (T – температура по шкале Кельвина).

Однако в последние десятилетия значительное внимание привлекали так называемые квантовые ФП [5], для которых температура ФП $T_C = 0$. Работа посвящена исследованию вопроса о том, как изменяются классические соотношения при равенстве нулю температуры ФП. Обычное равенство Эссама и Фишера [1–3] имеет вид:

$$\alpha + 2\beta + \gamma = 2. \quad (1)$$

Неравенство Рашбрука [1, 4] верно для устойчивых состояний:

$$\alpha' + 2\beta + \gamma' \geq 2, \quad (2)$$

где штрихованные индексы соответствуют области ниже точки ФП по температуре ($t = T - T_C < 0$), критический индекс параметра порядка β определен только в этой области [1–3]. Равенство Эссама и Фишера при $T_C = 0$ выглядит следующим образом (заметим, что в рамках гипотезы скейлинга [1–3] $\gamma = \gamma'$, $\alpha = \alpha'$):

$$\alpha + 2\beta + \gamma = 1, \quad T_C = 0. \quad (3)$$

В общем случае может быть предложена интерполяционная формула (обобщенное равенство Эссама-Фишера):

$$\alpha + 2\beta + \gamma = 1 + S_I, \quad (4)$$

где S -функция равна:

$$S_I = \left(\frac{T_C}{T} \right)^n, \quad T > T_C, \quad (5)$$

здесь n – положительная константа, которая может быть найдена или из сопоставления с экспериментом, или из микроскопической теории. Неравенство Рашбрука в общем случае имеет вид:

$$\alpha' + 2\beta + \gamma' \geq 1 + S_I, \quad (6)$$

так что правая часть (6) может быть меньше 2, что подтверждается экспериментально [6]. Формула (6) верна для любой размерности пространства. Полученные результаты спасают гипотезу скейлинга при нарушении классических соотношений.

1. H.E. Stanley, Introduction to phase transitions and critical phenomena, Clarendon press (1971).
2. L.D. Landau, E.M. Lifshitz, Statistical physics. Part 1, Pergamon (1980).
3. J.W. Essam, M.E. Fisher, Journ. Chem. Phys. **38**, 802 (1963).
4. G.S. Rushbrooke, Journ. Chem. Phys. **39**, 842 (1963).
5. S. Sachdev, Quantum phase transitions, Yale University (1999).
6. H.B. Movahed, E-print: <http://www.chem.utoronto.ca/~hbayat/HanifBayat-Inequalities>

К температурной зависимости параметров микромагнитного моделирования

М.А. Москаленко¹, В.М. Уздин^{1,2*}, Х. Йонссен³

¹Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

²Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

³Университет Исландии, Рейкьявик, Исландия

*E-mail: v_uzdin@mail.ru

Микромагнитное моделирование широко используется для описания упорядочения и динамики низкоразмерных магнитных систем. Теория использует феноменологические параметры – константы обменной жесткости, намагниченности, анизотропии, – которые могут существенно отличаться от соответствующих значений в массивном образце. Микроскопический квантово-механический расчет этих параметров, их зависимости от температуры и внешних условий требует разработки методов, способных описывать систему на разных пространственных масштабах от атомного до макроскопического.

Модельной системой, процесс перемагничивания которой допускает описание как на основе квантовомеханических расчетов на атомном масштабе [1, 2], так и микромагнитного моделирования [3], может служить спиновая пружина, состоящая из чередующихся нанослоев жесткого и мягкого магнетика. Во внешнем магнитном поле, направленном противоположно намагниченности, в системе возникает неколлинеарное магнитное упорядочение с двумя характерными ступенями на петле гистерезиса при полях, отвечающих началу формирования спиральной магнитной структуры в мягком магнетике и необратимого перемагничивания жесткого магнетика. Форма петли гистерезиса сильно зависит от температуры. Например, поле необратимого перемагничивания жесткого магнетика системы SmCo/Fe меняется почти вдвое при увеличении температуры от 30 К до комнатной [3]. Считается, что параметр анизотропии жесткого магнетика, который, в первую очередь, определяет поле перехода, уменьшается с температурой. Природа такой сильной зависимости остается открытым вопросом. Представленная теория позволяет ее объяснить.

При конечной температуре необратимый переход между магнитными состояниями, соответствующими разным направлениям намагниченности жесткого магнетика, может происходить, когда эти состояния отделены энергетическим барьером. При этом увеличение температуры позволяет иметь близкие времена жизни метастабильных магнитных состояний, отделенных от основного состояния большими барьерами. Для расчета времен жизни магнитных состояний была использована теория переходного состояния, обобщенная на магнитные степени свободы [4]. На многомерной энергетической поверхности, определяющей энергию системы как функцию углов, задающих направления магнитных моментов, строился путь с минимальным перепадом энергии между основным (однородным) и метастабильным (со спиральной структурой) состояниями. Максимум на этом пути – седловая точка на энергетической поверхности – дает барьер между состояниями, а кривизна поверхности вблизи минимумов и в окрестности седловой точки позволяют вычислить предэкспоненциальный фактор в выражении для частоты магнитных переходов. Показано, что при разных температурах одну и ту же частоту переходов можно иметь в разных магнитных полях без предположения о зависимости параметра анизотропии от температуры.

1. V.M. Uzdin, A. Vega, Phys. Rev. B **77**, 134446 (2008).

2. V.M. Uzdin, A. Vega, A. Khrenov, W. Keune, V.E. Kuncser, J.S. Jiang, S.D. Bader, Phys. Rev. B **85**, 024409 (2012).

3. E.E. Fullerton, J.S. Jiang, M. Grimsditch, C.H. Sowers, S.D. Bader, Phys. Rev. B **58**, 12193 (1998).

4. P.F. Bessarab, V.M. Uzdin, H. Jonsson, Phys. Rev. B **85**, 184409 (2012).

Моделирование хрупкого разрушения в Ti_3Al

Л.И. Яковенкова

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

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

Моно- и поликристаллический Ti_3Al является составляющей многих высокотемпературных сплавов. Подобно многим интерметаллическим соединениям, Ti_3Al обладает низкой пластичностью при комнатной температуре, что препятствует активному практическому их применению в качестве жаропрочных материалов. Важным моментом исследования поведения интерметаллидов при разрушении является анализ типов дислокаций в пластической зоне распространяющейся трещины и механизмов зарождения микротрещин. К настоящему времени накоплен достаточно большой объем экспериментальных данных о типах наблюдаемых плоскостей $\{0001\}$, $\{10\bar{1}2\}$, $\{\bar{1}123\}$, $\{10\bar{1}1\}$, по которым происходит разрушение сколом в Ti_3Al [1, 2]. Исследования геометрии скольжения и дислокационной структуры монокристаллов Ti_3Al показали, что в случае появления базисного скольжения, когда деформация осуществляется движением a -сверхдислокаций с вектором Бюргера $1/3\langle\bar{1}120\rangle$, появляются хрупкие трещины сдвигового типа [1]. Атомистическое моделирование позволяет определить энергию декогезии, структуру ядра сверхдислокаций в различных плоскостях скольжения и оценить значения параметров, определяющих способность сплава к пластической релаксации и разрушению.

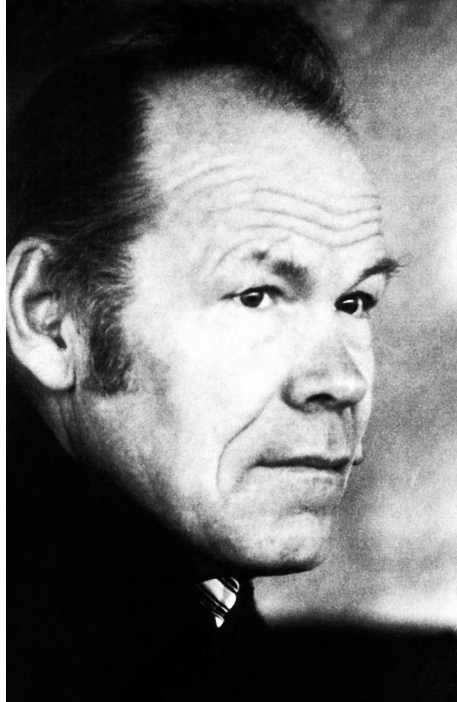
Моделирование дефектов сверхструктуры DO_{19} проводилось методом молекулярной динамики с использованием N-частичных потенциалов межатомного взаимодействия для Ti_3Al [2]. Получены структура и энергия планарных дефектов в различных плоскостях скольжения: базиса, призмы и пирамиды I и II типа. Энергия декогезии, характеризующая способность трещины к раскрытию, как функция расстояния между атомными плоскостями вычислялась для всех экспериментально наблюдаемых плоскостей скольжения. Анализ результатов атомистического моделирования энергии декогезии показал, что низкие значения поверхностной энергии на разрыв получены для плоскостей базиса $\{0001\}$, призмы $\{1100\}$ I и II типов, а также пирамиды $\{11\bar{2}1\}$. В этих плоскостях раскрытие трещин происходит достаточно легко. Релаксационные характеристики трещин оценивались по величине энергии нестабильных дефектов упаковки, характеризующих способность к скольжению при сдвиге одной части кристалла относительно другой. Причины низкой пластичности и хрупкого разрушения монокристаллического Ti_3Al , ориентированного для базисного скольжения, могут быть связаны с особенностями структуры ядра a -сверхдислокаций, расщепленных в плоскостях базиса и призмы, а также низким значением АФГ в плоскости призмы (6 мДж/м^2) по сравнению со значением АФГ в плоскости базиса (161 мДж/м^2) [2]. Эти особенности были заложены в основу модели образования трещин сдвигового типа, наблюдающиеся экспериментально в плоскости базиса. В рамках предложенной модели микротрещина сдвигового типа в плоскости базиса образуется в результате коалесценции нескольких a -сверхдислокаций винтовой ориентации, т.е. вершина образующейся микротрещины параллельна вектору Бюргера $1/3\langle\bar{1}120\rangle$ сверхдислокации. МД моделирование взаимодействия дислокаций в полосе скольжения с учетом структуры ядра $1/3\langle\bar{1}120\rangle$ сверхдислокаций в плоскостях базиса и призмы показало, что зарождению хрупкой трещины в плоскости $\{0001\}$ способствуют дислокации, находящиеся в полосе скольжения, поскольку часть дислокационных реакций возможна в поле напряжений других дислокаций в параллельных плоскостях скольжения [3]. Появление микротрещин сдвигового типа в различных местах полосы скольжения и число дислокаций, образующих микротрещину, зависит как от числа дислокаций в скоплении, так и от их распределения в полосе скольжения.

Работа выполнена при частичной поддержке проекта УрО РАН № 12 У-12-2-1004

1. L. Yakovenkova, S. Malinov, T. Novoselova, L. Karkina, *Intermetallics* **12**, 509 (2004).
2. Л.И. Яковенкова, Л.Е. Карькина, Структура ядра дислокаций и деформационное поведение монокристаллического Ti_3Al , НИСО УрО РАН (2008).
3. Л.И. Яковенкова, Труды 16-го межд. симпозиума «ОМА-2013» **2**, 217 (2013).

СЕМИНАР ПАМ'ЯТИ Е.А. ТУРОВА

Евгений Акимович Туров



Е.А.Туров родился в Пермской области. В 1941 г. он поступил в Уральский государственный университет им. А.М. Горького и сразу ушел добровольцем на фронт. До 1944 г. он находился в действующей армии на Волховском фронте. В 1944 г. после тяжёлого ранения и длительного лечения Евгений Акимович возвратился в Уральский университет, который окончил с отличием в 1949 г. и поступил в аспирантуру при Институте физики металлов Уральского филиала АН СССР. С тех пор вся научная деятельность Евгения Акимовича связана с этим Институтом, где он работал на всех должностях от старшего лаборанта до заведующего отделом и заместителя директора Института. В течение 25 лет он возглавлял отдел теоретической физики и работал по совместительству профессором Уральского государственного университета. За это время он подготовил свыше 20 кандидатов и 10 докторов наук, создав тем самым свою научную школу – одну из ветвей обширной уральской школы физиков-теоретиков.

Деятельность Е.А. Турова охватывает все основные направления в теории магнетизма. Им и его учениками получены основополагающие результаты, оказавшие и продолжающие оказывать существенное влияние на развитие современных представлений в этой области физики:

- разработан симметричный подход к исследованию свойств магнитоупорядоченных веществ;
- развита квантовомеханическая теория магнитного резонанса в магнетиках и методология ее использования для изучения свойств магнитных материалов;
- детально теоретически исследованы кинетические явления в магнитных средах;
- изучена динамика доменных границ и других солитоноподобных объектов.

Можно указать ряд конкретных результатов, полученных самим Е.А. Туровым или при его непосредственном участии. Он был первым, кто применил метод вторичного квантования к $s - d$ обменной модели С.В. Вонсовского (1953), что сделало гораздо менее громоздкими расчёты кинетических свойств магнетиков, и впервые последовательно рассчитал магнитную часть электросопротивления. Далее, в соавторстве с Ю.П. Ирхиным (1956) он впервые рассмотрел связанные магнон-фононные волны. Эта статья положила начало широко развитого впоследствии направления под названием

«магнитоакустика магнетиков». В частности, это привело Е.А. Турова и В.Г. Шаврова к использованию представлений о спонтанно нарушенной симметрии в магнитоакустике. Магнитоупругая щель в спектре магнонов, открытая А.С. Боровиком-Романовым и Е.Г. Рудашевским в гематите, была истолкована Туровым на этой основе. Разрешён вопрос о споре в литературе между так называемыми моделями «свободной» или «застывшей» решётки («свободной» для квазифононов и «застывшей» для квазимагнонов). Важное значение для описания сигналов ядерных спиновых эхо сыграла его (совместно с М.И. Куркиным) работа по нелинейной динамике ядерных спинов в веществах с большим динамическим сдвигом частоты. Наконец, разработка методов описания различных типов обменных магнитных структур, допустимых симметрией кристаллов, явилась необходимым этапом в изучении магнетизма во взаимосвязи с другими свойствами магнитных материалов (акустическими, кинетическими, оптическими). Предсказан или объяснён целый ряд новых физических эффектов в указанных областях магнитофизики. Именно в таком комплексном подходе к изучению магнетиков состоит оригинальность научных исследований, проводимых Е.А. Туровым и его школой.

По всем этим направлениям исследований Е.А. Туров в качестве завершения определённых этапов публиковал фундаментальные обзорные статьи в советских, российских и зарубежных изданиях и оригинальные монографии. Особенно хочется отметить монографии «Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов» и «Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках». Обе эти книги изданы также за рубежом и являются настольными пособиями не у одного поколения физиков-магнитологов. Они оказали стимулирующее влияние на развитие соответствующих направлений исследования в магнитной науке.

Весьма оригинальной и глубоко содержательной явилась ещё одна монография Е.А. Турова – это «Материальные уравнения электродинамики». Она была опубликована в 1983 г., используется в качестве пособия для высшей школы. Е.А. Туровым опубликовано ещё несколько монографий, представляющих большой интерес для специалистов, преподавателей и студентов в области физики магнитных явлений. Это «Кинетические, оптические и акустические свойства антиферромагнетиков» (1990), «ЯМР в магнитоупорядоченных веществах и его применение» (1990). Е.А. Туров – также соавтор ряда коллективных монографий по актуальным проблемам физики, например «Ферромагнитный резонанс» (переиздано за рубежом в 1966 г.), «Спиновые волны и магнитные возбуждения» (выпущено «North-Holland» в 1988 г.) и др.

Уже в новом столетии им вместе с коллегами издано и направлено в печать более двух десятков работ. Среди них книга «Основы электродинамики материальных сред в переменных и неоднородных полях» (2000), а также обстоятельная монография (560 печ. стр.) «Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков» (2001) и две проблемные статьи для журнала «Успехи физических наук». Этими работами Е.А. Туров практически развил новый раздел спиновой динамики магнетиков, основанный на учёте проявления в ней магнитоэлектрического и антиферроэлектрического взаимодействия для самых различных типов магнетиков (ферро-, антиферро- и ферримагнетиков). Благодаря указанным взаимодействиям так называемые электроактивные магноны могут возбуждаться переменным электрическим полем или взаимодействовать со светом, образуя гибридные волны, даже для случая, когда в колебаниях магнонов остаётся постоянной суммарная локальная намагниченность («антимагноны»). Предсказан также новый эффект – возбуждение ЯМР переменным электрическим полем – ядерный магнитоэлектрический резонанс (ЯМЭР). Магнитодинамика в переменных электрических полях – это тот пробел, который взялся заполнить Е.А. Туров со своими сотрудниками.

Е.А. Туров неоднократно получал приглашения для посещения ряда физических центров США, Канады, Франции и др. стран, где читал циклы лекций по различным вопросам физики магнетизма переходных металлов. Он также регулярно выступал с приглашенными докладами на российских и международных конференциях по этой тематике. Как авторитетный физик-магнитолог страны Е.А. Туров на протяжении ряда лет был членом магнитной комиссии Международного Союза чистой и прикладной физики, членом Бюро Секции «Магнетизм» и «Теория твердого тела» Научного совета РАН по физике конденсированных сред, научным консультантом издания «Физическая энциклопедия».

Е.А. Туров награждён орденами Ленина и Отечественной войны, медалями «За отвагу» и др., ему присвоено звание «Заслуженный деятель науки РСФСР». В 1986 г. в составе коллектива авторов ему присуждена Государственная премия Украины за работы по магнитоупругим свойствам ферро- и антиферромагнетиков. В 1991 г. Е.А. Туров был избран членом-корреспондентом РАН.

Ударное возбуждение гиперзвуковых колебаний при перемагничивании ферритовой пластины

В.С. Власов^{1*}, Д.А. Плешев³, Ф.Ф. Асадуллин³, В.Г. Шавров², В.И. Щеглов²

¹Сыктывкарский государственный университет, Сыктывкар, Россия

²Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия

³Санкт-Петербургский государственный лесотехнический университет им. С.М. Кирова, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: vlasovv78@mail.ru

В геометрии нормально намагниченной ферритовой пластины, обладающей магнитоупругими свойствами, рассмотрено динамическое поведение вектора намагниченности при ориентационном переходе от направления, антипараллельного постоянному полю, через плоскость пластины к направлению, ему параллельному. Такое изменение ориентации вектора намагниченности сопровождается его прецессией вокруг направления поля. При этом до прохождения вектора намагниченности через плоскость пластины частота прецессии определяется суммой приложенного поля и поля размагничивания, а после прохождения через плоскость – их разностью. Изменение ориентации намагниченности, благодаря магнитострикции, вызывает возбуждение интенсивных гиперзвуковых упругих колебаний, частота которых соответствует частоте прецессии вектора намагниченности в перемагничивающем поле. Амплитуда упругих колебаний при ориентации вектора намагниченности вдали от плоскости пластины пропорциональна амплитуде прецессии, а при прохождении намагниченности через эту плоскость равна нулю. Поворот вектора намагниченности, а с ним и развитие упругих колебаний, начинается не сразу в момент переключения поля, а с задержкой во времени, связанной прямой зависимостью со временем релаксации магнитных колебаний и обратной с величиной начального отклонения вектора намагниченности от направления поля. При достаточно малом параметре затухания упругих колебаний их развитие во времени также может происходить с задержкой относительно развития магнитных, определяемой их временем релаксации. Спадание во времени как магнитных, так и упругих колебаний, происходящих после окончания переключения поля, происходит с затягиванием, обусловленным убыванием силы, поворачивающей вектор намагниченности к направлению поля по мере уменьшения угла между ними.

Для интерпретации наблюдаемых явлений предложены две модели: эмпирическая, описывающая развитие магнитных и упругих колебаний на основе приближения экспонентами, а также векторная, в основе которой лежит механизм квазистатического вращения вектора намагниченности относительно направления поля. Точность экспоненциального приближения огибающих амплитуды при изменении во времени магнитных и упругих колебаний составляет единицы процентов. Модель вращения до прохождения вектора намагниченности через плоскость описывает нарастание амплитуды колебаний также с высокой степенью точности, а после прохождения несколько отстает от наблюдаемого спада амплитуды. Время отставания соответствует времени релаксации магнитных колебаний и обусловлено динамикой приближения вектора намагниченности к положению равновесия.

При использовании железонитридевого граната амплитуда возбуждаемых гиперзвуковых упругих колебаний в диапазоне СВЧ может достигать 10 – 9 см, что превышает уровень, соответствующий их традиционному нелинейному возбуждению, более, чем вдвое, а уровень линейного возбуждения – более, чем на три-четыре порядка [1].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (номер гранта 12-02-01035-а).

1. В.С. Власов, Л.Н. Котов, В.Г. Шавров, В.И. Щеглов, Радиотехника и Электроника **54**, 863 (2009).

Авторезонансное параметрическое возбуждение магнитного бризера в слабом ферромагнетике с дефектом анизотропии

Е.Г. Екомасов^{1*}, В.Н. Назаров², Р.Р. Муртазин¹

¹Башкирский государственный университет, Уфа, Россия
²Институт физики молекул и кристаллов УНЦ РАН, Уфа, Россия
*E-mail: EkomasovEG@gmail.com

При изучении новых магнитных материалов и процессов, протекающих в них, актуальными являются исследования динамического перемагничивания, генерации однородных и неоднородных по структуре динамических состояний под действием высокочастотного поля [1, 2]. Особый интерес представляет изучение управляемых динамических режимов, при которых возможно достижение больших углов прецессии намагниченности полями достаточно малой амплитуды [3].

В данной работе рассматривается авторезонансное параметрическое возбуждение магнитного бризера в слабом ферромагнетике с дефектом анизотропии полями переменной частоты и малой амплитуды $h = h_1 \cos(\omega' \tau - \mu \tau^2/2)$. Считается также, что диссипация слабая и частота является медленной функцией времени.

Как было показано [4], в зависимости от ширины дефекта магнитной анизотропии, зародыш новой фазы с амплитудой большей критической исчезает, закрепляется на дефекте, либо выходит за пределы области дефекта, приводя к образованию домена новой фазы. Когда начальная амплитуда зародыша меньше критической, он слабо реагирует на размеры дефекта и исчезает, превращаясь в затухающий бризер. В случае переменного внешнего поля, возможно появление резонансных эффектов, которые приводят к более значительному изменению амплитуды A . При переменной частоте накачки поля $\omega' - \mu \tau$ эволюция во времени квадрата амплитуды определяется из резонансного условия $2\sqrt{1 - A^2} = \omega' - \mu \tau$. Это соотношение интерпретируется как захват системы в параметрический резонанс и дает приближенное решение для амплитуды на далеких временах. Вблизи начального момента имеется погранслои, в котором приближенное решение определяется из дифференциальных уравнений, полученных методом усреднения. Основные результаты данной работы связаны с исследованием усредненных уравнений, которые принято называть уравнениями главного резонанса. Анализ таких уравнений показывает существование решений с растущими и ограниченными амплитудами. Также сделана попытка из уравнения движения с помощью численных методов генерации в области дефекта анизотропии растущего по амплитуде магнитного бризера.

1. А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков, Магнитные колебания и волны, Физматлит (1994).
2. Д.И. Семенов, А.М. Шутый, УФН **177**, 831 (2007).
3. М.А. Шамсутдинов, И.Ю. Ломакина, В.Н. Назаров, А.Т. Харисов, Д.М. Шамсутдинов, Ферро- и антиферромагнитодинамика. Нелинейные колебания, волны и солитоны, Наука (2009).
4. В.Н. Назаров, Р.Р. Шафеев, М.А. Шамсутдинов, И.Ю. Ломакина, Физика твердого тела **54**, 282 (2012).

Изменение поляризации электромагнитной волны структурой графен – магнитный полупроводник – графен во внешнем магнитном поле

Д.А. Кузьмин^{1*}, И.В. Бычков¹, В.Г. Шавров²

¹Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия

²Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия

*E-mail: kuzminda89@gmail.com

В настоящее время необычные физические свойства графена, в том числе электродинамические, привлекают внимание исследователей. Несмотря на большое количество исследований, авторы, как правило, ограничиваются рассмотрением немагнитной диэлектрической среды, в которую помещен графен. Представляет интерес изучение электродинамических характеристик графеновых структур с более сложными материалами, например, с магнитным полупроводником. Существенным отличием полупроводника от диэлектрика является частотная дисперсия диэлектрической проницаемости полупроводника; в полупроводниковых структурах могут возбуждаться плазменные волны. В магнитном поле в них могут распространяться геликоны, свойства которых определяются величиной поля. Магнитные полупроводники обладают рядом специфических особенностей: большое магнитосопротивление, магнитооптические свойства и т.д. Настоящая работа посвящена исследованию параметров Стокса электромагнитной волны, прошедшей структуру графен – магнитный полупроводник – графен во внешнем магнитном поле.

Поляризация волны характеризуется параметрами Стокса: S_0 , S_1 , S_2 , S_3 . Первый из них имеет смысл энергии электромагнитной волны. Параметры S_1 и S_2 показывают долю линейной поляризации (при $S_1 = \pm S_0$ волна поляризована «вертикально» или «горизонтально»; при $S_2 = \pm S_0$ волна поляризована под углом $\pm 45^\circ$). Последний параметр S_3 показывает степень циркулярной поляризации волны ($S_3 = \pm S_0$ для лево- и правополяризованных волн соответственно). На рис. 1 представлены полевые зависимости параметров Стокса прошедшей через структуру волны. Как видно из рисунка, прошедшая волна, в основном, линейно поляризована, однако при определенных значениях магнитного поля возрастает доля циркулярной поляризации. Имеет место также поворот плоскости поляризации, причем вращение может осуществляться как по, так и против часовой стрелки.

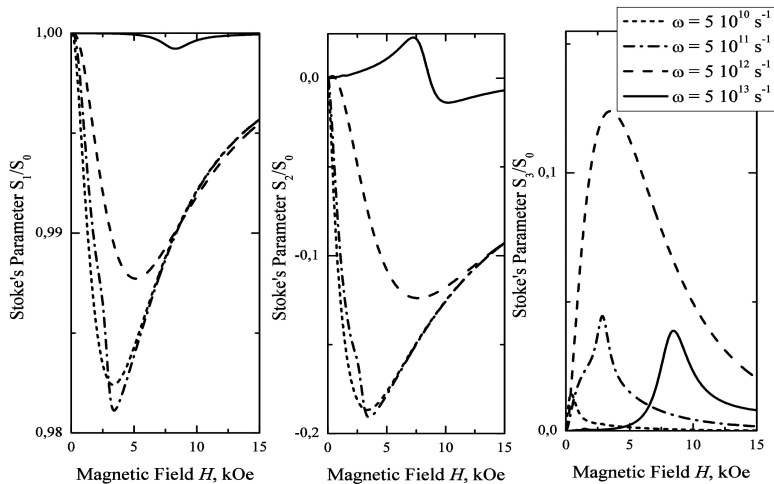


Рис. 1. Полевые зависимости параметров Стокса электромагнитной волны различной частоты, прошедшей через структуру графен – магнитный полупроводник – графен. Толщина структуры 100 нм.

Роль Е.А. Турова в развитии науки о магнитоэлектричестве

М.И. Куркин*

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия
*E-mail: kurkin@imp.uran.ru

1. Законы электродинамики Фарадея-Максвелла, обеспечивающие связь пространственно неоднородных и переменных электрических ($\vec{E}(\vec{r}, t)$) и магнитных ($\vec{H}(\vec{r}, t)$) полей:

$$\text{rot}\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}(\vec{H} = 4\pi\vec{M}); \quad \text{rot}\vec{H} = \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}(\vec{E} = 4\pi\vec{P}) + \frac{4\pi}{c}\vec{j}, \quad (1)$$

\vec{P} и \vec{M} – плотности электрического и магнитного дипольных моментов, \vec{j} – плотность электрического тока.

2. Магнитоэлектричество Ландау-Дзялошинского-Астрова – намагничивание постоянным и однородным электрическим полем

$$\vec{M} = \alpha_M \vec{E} \quad (2)$$

и электрическая поляризация постоянным и однородным магнитным полем

$$\vec{P} = \alpha_P \vec{H}. \quad (3)$$

3. Свойства симметрии векторов \vec{E} , \vec{P} , \vec{H} и \vec{M} относительно операций пространственной инверсии $\bar{1}$ ($\bar{1}\vec{r} = -\vec{r}$) и обращения времени T ($Tt = -t$):

$$\begin{aligned} \bar{1}\vec{E} = -\vec{E}; \quad \bar{1}\vec{P} = -\vec{P}; \quad \bar{1}\vec{H} = \vec{H}; \quad \bar{1}\vec{M} = \vec{M}; \\ T\vec{E} = \vec{E}; \quad T\vec{P} = \vec{P}; \quad T\vec{H} = -\vec{H}; \quad T\vec{M} = -\vec{M}. \end{aligned} \quad (4)$$

Условие существования магнитоэлектрических эффектов – нарушение $\bar{1}$ и T симметрий в среде:

$$\bar{1}\alpha_P = -\alpha_P; \quad \bar{1}\alpha_M = -\alpha_M; \quad T\alpha_P = -\alpha_P; \quad T\alpha_M = -\alpha_M. \quad (5)$$

Центроантисимметричные антиферромагнетики – среды с нарушенными $\bar{1}$ и T симметриями:

$$\bar{1}\vec{L} = -\vec{L}; \quad T\vec{L} = -\vec{L}, \quad (6)$$

\vec{L} – вектор антиферромагнетизма.

4. Схема Е.А. Турова для укороченного симметричного анализа коллинеарных антиферромагнетиков.

5. Примеры использования укороченной схемы Е.А. Турова.

5.1. Магнитоэлектрические инварианты для трирутилов.

5.2. Связь магнитоэлектрических констант с константами магнитной анизотропии.

5.3. Усиление магнитоэлектрических эффектов в условиях магнитных резонансов.

5.4. Электродипольное возбуждение и регистрация чисто антиферромагнитных (колебания \vec{L} без изменения \vec{M}) ветвей спиновых волн.

5.5. Параметрический магнитоэлектрический эффект.

5.6. Магнитоэлектрические эффекты в кинетике, оптике и акустике.

Структура и устойчивые состояния магнитных неоднородностей, образующиеся на дефектах

Р.М. Вахитов*, Р.В. Солонецкий, А.Р. Юмагузин

Физико-технический институт ФГБОУ ВПО БашГУ, Уфа, Россия
*E-mail: VakhitovRM@yahoo.com

В реальных магнетиках, как правило, имеет место наличие различного рода дефектов, которое существенно сказывается на их свойствах [1]. Такое влияние в большинстве случаев усиливается благодаря магнитным неоднородностям, образующимся на дефектах. Однако условия их возникновения, структура и свойства еще недостаточно изучены. В работе [2] было показано, что в одноосном ферромагнетике на дефектах определенного типа могут зарождаться магнитные неоднородности с распределением намагниченности, соответствующем 0-градусной доменной границе (0° ДГ) [3]. Такие неоднородности имеют характерный спектр ЯМР [4]. Согласно расчетам, они могут быть двух видов и различаются максимальным углом отклонения от однородного состояния (амплитудой), шириной и энергией. В первом типе 0° ДГ (0° ДГ (I)) амплитуда θ_m не превосходит $\pi/2$, а во втором (0° ДГ (II)) – $\theta_m < 3\pi/2$, кроме того, ширина и энергия 0° ДГ (I) меньше соответствующих величин для 0° ДГ (II). Последнее означает, что 0° ДГ (II) энергетически менее выгодны и вопрос об их существовании остается открытым. Поэтому возникает необходимость в исследовании структуры и свойств этих неоднородностей с учетом конечности пластины, так как результаты работы [2] были получены для неограниченного образца.

С этой целью в работе изучаются устойчивые состояния обоих типов 0° ДГ для образцов конечных размеров. Так как в этом случае уравнения Эйлера-Лагранжа, описывающие структуру 0° ДГ, являются интегро-дифференциальными, то для решения соответствующей задачи были использованы два подхода. Первый – это численное интегрирование данных уравнений конечно-разностным методом. Второй подход основан на вариационном методе решения задачи [3], когда в качестве модельного представления 0° ДГ берется пробная функция вида:

$$\theta(y) = 3 \operatorname{arctg} \left(c \cdot (1 + a \cdot \operatorname{ch}(b \cdot y/\Delta))^{-1} \right), \quad (1)$$

достаточно хорошо описывающая оба типа магнитных неоднородностей. Здесь θ – полярный угол вектора намагниченности M , отсчитываемый от легкой оси кристалла, Δ – характерная ширина ДГ в одноосных ферромагнетиках, a , b , c – вариационные параметры, y – координата вдоль соответствующей оси, вдоль которой магнетик неоднороден. В полной энергии E такого магнетика учитывается не только обменное взаимодействие, одноосная анизотропия и наличие дефектов, моделируемых в виде пластичного магнитного включения [3], но и конечность образца. Численная реализация рассмотренных методов решения задачи показывает, что области устойчивости 0° ДГ обоих типов существенно отличаются от соответствующих областей, полученных ранее [2]. В частности, при определенных значениях параметров образца 0° ДГ (II) становится энергетически более выгодной по сравнению с 0° ДГ (I). Получена диаграмма устойчивых состояний 0° ДГ обоих типов, которая позволяет определить вклад каждого из них в процессы спиновой переориентации реальных магнетиков.

1. Д.Д. Мишин, Магнитные материалы, М.: Высшая школа (1991).
2. Е.В. Magadeev, R.M. Vakhitov, Abstracts of International Conference “Functional Materials”, Simferopol (2013).
3. Р.М. Вахитов, А.Р. Юмагузин, ФТТ **43**, 65 (2001).
4. А.М. Балбашов и др., Письма в ЖТФ **14**, 213 (1988).

Авторский указатель

- Alloul H., 55
Bentmann H., 49
Fiedler S., 49
Reinert F., 49
Seibel C., 49
Авдеев М.В., 15, 29
Агзамова П.А., 39
Алисултанов З.З., 40
Аникеев О.А., 53
Анохин А.О., 42
Аншиц А.Г., 57
Аржников А.К., 45
Архинчиев В.Е., 65
Асадуллин Ф.Ф., 89
Бабкин Р.Ю., 57
Бадиев М.К., 74
Батаев Д.С., 82
Бибенин Н.Г., 16
Бессараб П.Ф., 66
Богданов А.Н., 60
Борисов А.Б., 60
Бострем И.Г., 33
Бражкин В.В., 9
Бучельников В.Д., 81, 82
Быструшкин В.Б., 59
Бычков И.В., 70, 72, 91
Васин М.Г., 67, 68
Васинович Е.В., 47
Вахитов Р.М., 93
Верещагин С.Н., 57
Верховский С.В., 53
Власов В.С., 89
Волкова З.Н., 53
Воловик Г.Е., 10
Воронов В.Н., 57
Гапонцева Н.Н., 41
Геращенко А.П., 53
Гонзалес Л., 21
Горностырев Ю.Н., 44
Гребенников В.И., 17, 49
Гудин С.А., 41
Дудалов Д.Е., 79
Дудников В.А., 57
Дякин В.В., 71
Екомасов Е.Г., 90
Елин А.С., 77
Еремин М.В., 18, 53
Жарков В.М., 43
Журавлев А.К., 44, 69
Зарубин А.В., 19, 42
Игнатенко А.Н., 20
Игошев П.А., 45
Ирхин В.Ю., 20, 42, 45
Йонссен Х., 66, 84
Казак Н.В., 57
Каленов Д.В., 70, 72
Калимуллина Э.Т., 21
Каманцев А.П., 21, 70, 72
Кассан-Оглы Ф.А., 19, 69, 76
Катанин А.А., 20
Киселев В.В., 30
Кишине Дж., 33
Кокин А.А., 22
Кокорина Е.Е., 46
Коледов В.В., 21, 70, 72
Конев В.В., 47
Корджок А.А., 11
Королев А.В., 47
Королев Н.А., 41
Коршунов М.М., 12
Кох К.А., 49
Кугель К.И., 48
Кудряшова О.В., 71
Кузнецова Т.В., 49
Кузубов А.А., 57
Кузьмин В.И., 50
Кузьмин Д.А., 70, 72, 91
Кулеева Н.А., 51
Курбанова Д.Р., 74
Куркин М.И., 23, 41, 92
Кучин Д.С., 70, 72
Кучинский Э.З., 51
Ламонова К.В., 57
Левченко А.В., 75
Лескова Ю.В., 39
Ляпилин И.И., 24
Матвеева П.Г., 47
Маширов А.В., 21
Медведев В.М., 19
Медведев М.В., 46
Медведева М.А., 77
Медведева Н.И., 53
Медведева С.Ю., 25
Мельников А.С., 26

- Меньшенин В.В., 27, 59, 73
Мериакри В.В., 70
Миронов Г.И., 52
Михалев К.Н., 53
Москаленко М.А., 84
Москвин А.С., 47, 54
Муртазаев А.К., 74
Муртазин Р.Р., 90
Мухамедшин И.Р., 55
Назаров В.Н., 90
Нейфельд Э.А., 41
Некрасов И.А., 46, 58
Никифоров А.Е., 39
Николаев С.В., 50, 56
Нори Ф., 48, 61
Овчинников А.С., 33
Овчинников С.Г., 50, 56, 57
Окоороков М.В., 24
Орлов Ю.С., 57
Орлова Н.Б., 23
Павлов Н.С., 58
Панов Ю.Д., 47
Пархоменко М.П., 70
Пашкевич Ю.Г., 57
Пелленен А.П., 82
Перов Н.С., 57
Петров В.П., 39
Пинсард-Годо Л., 53
Плакида Н.М., 13
Плешев Д.А., 89
Подгорных С.М., 28
Поносов Ю.С., 75
Поспелов Е.А., 78
Прошин Ю.Н., 15, 29, 36
Прошкин А.И., 19, 69, 76
Прудников В.В., 78
Прудников П.В., 77, 78
Радзивончик Д.И., 59
Раевский В.Я., 71
Рамазанов М.К., 69, 74
Расковалов А.А., 30
Рахманов А.Л., 48, 61
Рожков А.В., 48, 61
Рыбаков Ф.Н., 60
Рыжов В.Н., 79
Садовский М.В., 31, 51, 58
Сбойчаков А.О., 48, 61
Свирская Л.М., 32
Синицын Вл.Е., 33
Скоков К.П., 82
Скородумов А., 80
Соколовская Ю.А., 81
Соколовский В.В., 81
Соловьев Л.А., 57
Солонецкий Р.В., 93
Солонцов А.З., 34
Стрельцов С.В., 62, 75
Суслов И.М., 35
Тагиров Л.Р., 37
Таскаев С.В., 82
Терешина И.С., 21
Терещенко О.Е., 49
Тимиргазин М.А., 45
Тогушова Ю.Н., 12
Трокинер А., 53
Туманов В.А., 36
Угрюмова Н.А., 41
Удодов В.Н., 83
Уздин В.М., 66, 80, 84
Ульянов М.Н., 82
Усеинов Н.Х., 37
Федоров А.С., 57
Филиппов В.Б., 75
Фомин Ю.Д., 79
Фон Гратовски С.В., 70
Ховайло В.В., 82
Хомский Д.И., 62
Хусаинов М.М., 29
Цвик Я., 21
Циок Е.Н., 79
Чащин Н.И., 63
Чернышев В.А., 39
Чулков Е.В., 49
Шавров В.Г., 21, 70, 72, 89, 91
Шигапов И.М., 18
Шишкина Н.Н., 57
Шукринов Ю.М., 25
Щеглов В.И., 89
Эрнандо Б., 21
Юмагузин А.Р., 93
Яковенкова Л.И., 85
Якушев М.В., 49

Международная зимняя школа физиков-теоретиков

«КОУРОВКА-XXXV»

23 февраля – 1 марта 2014 г.

Тезисы докладов

Ответственный за выпуск – В.В. Меньшенин.
Компьютерная вёрстка – П.А. Агзамова, З.Н. Волкова

Орфография, а также оформление рисунков соответствуют качеству предоставленных оригиналов.

Подписано в печать 07.02.2014. Формат 70×108/16.
Тираж 90 экз. Усл. печ. л. Заказ №

Институт физики металлов УрО РАН
620990, г. Екатеринбург, ул. С.Ковалевской, 18

Отпечатано с готового оригинал-макета.
Типография ООО «Си Ти принт»
620137, г. Екатеринбург, ул. Посадская, 16а