



ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЙ ИМ. Л.Ф. ВЕРЕЩАГИНА РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

ХVI КОНФЕРЕНЦИЯ «СИЛЬНО КОРРЕЛИРОВАННЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ СИСТЕМЫ И КВАНТОВЫЕ КРИТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ»

7 июня 2018 г., г. Москва, г. Троицк

ТЕЗИСЫ

Программный комитет:

С.М. Стишов, академик (ИФВД РАН)
(председатель)
П.И. Арсеев, чл.-корр. РАН (ФИАН)
В.В. Бражкин, академик (ИФВД РАН)
С.В. Демишев, д.ф.-м.н. (ИОФ РАН)
В.Н. Рыжов, д.ф.-м.н. (ИФВД РАН)
В.Б. Тимофеев, академик (ИФТТ РАН)

Оргкомитет:

В.В. Бражкин, академик (ИФВД РАН)
(председатель)
В.И. Бугаков, д.т.н. (ИФВД РАН)
Т.В. Валянская, к.ф.-м.н. (ИФВД РАН)
В.Н. Рыжов, д.ф.-м.н. (ИФВД РАН)
Л.Б. Солодухина (ИФВД РАН)

Устные доклады

Квантовые эффекты в системе "больцмановских" твердых сфер

С.М. Стишов

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

Квантовый вклад в энергию "больцмановского" газа твердых сфер оказывается практически аддитивным вплоть до самых высоких температур, когда тепловая длина волны Де Бройля является только малой фракцией диаметра твердой сферы. Соответственно теплоемкость системы мало чем отличается от классического значения $3/2 k_B$ всюду за исключением области самых низких температур, где зависимость теплоемкости системы от температуры имеет "дебаевский" вид, но с весьма низкой температурой Дебая порядка нескольких градусов.

Квантовая линия равновесия кристалл-жидкость "больцмановской" системы твердых сфер совпадает с классической за исключением области очень низких температур. В рассматриваемой системе высокотемпературные квантовые эффекты выступают в своего рода "обнаженном" виде, в то время, как в случае более реалистических систем или моделей они могут маскироваться сложным поведением прочих составляющих полной энергии.

Майорановские моды в фазе сосуществования киральной сверхпроводимости и неколлинеарного магнитного упорядочения в 2D сильно коррелированных системах с треугольной решеткой

В.В. Вальков, А.О. Злотников

Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН

В последнее время большой интерес вызывают топологические сверхпроводники, в которых возможно формирование так называемых майорановских мод. При реализации данных мод система характеризуется наличием бесщелевых возбуждений и краевых состояний, защищенных по отношению к внешним возмущениям. Отмеченные эффекты были предсказаны для систем с триплетной сверхпроводимостью [1], в нанопроволоках со спин-орбитальным взаимодействием и наведенной синглетной сверхпроводимостью [2], а также в гибридных структурах, содержащих сверхпроводник s-типа и топологический диэлектрик [3].

Наряду с отмеченными сценариями, повышенный интерес вызывает новый механизм формирования майорановских мод в топологических синглетных сверхпроводниках, обусловленный реализацией в них дальнего магнитного порядка [4, 5].

В нашей работе продемонстрирована принципиальная возможность формирования майорановских мод при сосуществовании киральной сверхпроводимости и неколлинеарного магнетизма на треугольной решетке и доказана их топологическая защищенность. На основе анализа целочисленного топологического инварианта N_3 [6] показано, что нетривиальная топология фазы сосуществования сохраняется при учете сильных электронных корреляций.

Существенно, что реализация нечетного значения N_3 в определенной области концентраций происходит только при наличии 120° спинового упорядочения. Актуальность этого результата связана с тем, что при нечетном N_3 возможно формирование краевых состояний с нулевой энергией возбуждения – майорановских мод [7, 8].

1. A.Yu. Kitaev, Physics-Uspekhi, 44, Suppl. 131 (2001).
2. J.D. Sau, R.M. Lutchyn, S. Tewari, S. Das Sarma, Phys. Rev. Lett. 104, 040502 (2010).
3. L. Fu, C.L. Kane, Phys. Rev. Lett., 100 096407 (2008).
4. I. Martin, A.F. Morpurgo, Phys. Rev. B 85, 144505 (2012).
5. Y.-M. Lu, T. Xiang, D.-H. Lee, Nature Phys. 10, 634 (2013).
6. G.E. Volovik, The Universe in a Helium Droplet, Oxford Press (2003).
7. V.V. Val'kov, A.O. Zlotnikov, M.S. Shustin, J. Magnetism and Magnetic Materials, DOI: 10.1016/j.jmmm.2017.11.115 (2018).
8. P. Ghosh, J.D. Sau, S. Tewari, S. Das Sarma, Phys. Rev. B 82, 184525 (2010).

Полная статистика тока на взаимодействующем геликоидальном краю с редкими магнитными примесями

В.Д. Курилович^{1,2,3}, П.Д. Курилович^{1,2,3}, И.С. Бурмистров³, Ю. Гефен⁴, М. Гольдштейн⁵

¹Московский физико-технический институт

²Сколковский институт науки и технологий

³Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук

⁴Институт науки им. Вейцмана, Реховот, Израиль

⁵Тель-Авивский университет, Тель-Авив, Израиль

Наиболее исследованным двумерным топологическим изолятором является квантовая яма CdTe/HgTe/CdTe с шириной большей, чем 6.3 нм [1]. Одна из основных особенностей таких материалов - наличие бесщелевых состояний с линейным спектром, локализованных вблизи края образца. Из-за сильной спин-орбитальной связи, проекция спина этих состояний на ось, вдоль роста квантовой ямы (перпендикулярную к плоскости топологического изолятора), однозначно связана с направлением их движения. В отсутствии

возмущений, способных переворачивать спин, это приводит к идеальной одномерной баллистической проводимости e^2/h вдоль края. В то же время имеющиеся экспериментальные данные не подтверждают такое теоретическое предсказание [2-5]. Одним из возможных источников нарушения идеальности транспорта вдоль краевого состояния являются магнитные примеси, которые вызывают рассеяние электронов с переворотом спина, и, как следствие, влияют на проводимость.

В данной работе исследована статистика электрического тока, вызванного рассеянием краевых состояний на уединенной кондовской магнитной примеси. При этом в работе мы учитываем вид матрицы обменного взаимодействия между магнитной примесью и краевым состоянием, которое получается из микроскопического гамильтониана. Наша работа является продолжением недавней работы [6], в которой вычислялось уменьшение среднего краевого тока, в присутствии магнитной примеси.

Для упрощения анализа мы пренебрегаем локальной анизотропией, но учитываем межэлектронное взаимодействие на краю. Одним из интересных результатов нашего анализа является возможность реализации ситуации, когда рассеяние назад является двухчастичным, а фактор Фано при этом меняется непрерывным образом между 1 и 2.

- [1] V. A. Bernevig et al., Science, **314**, 1757 (2006),
- [2] M. Konig et al., Science **318**, 766 (2007).
- [3] K. C. Nowack et al., Nat. Mater. **12**, 787 (2013).
- [4] G. Grabecki et al., Phys. Rev. B **88**, 165309 (2013).
- [5] G. M. Gusev, Phys. Rev. B **89**, 125305 (2014).
- [6] P.D. Kurilovich et al., JETP Letters **106** (9), 575 (2017).

Скрытый порядок в кристаллах типа URu₂Si₂: Симметричные ограничения и расчёты из первых принципов

В.Е. Дмитриенко, В.А. Чижиков

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова, ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

Мы пытаемся раскрыть природу загадочного фазового перехода при 17.5 К в кристаллах URu₂Si₂, для которого на протяжении более тридцати лет не могут определить параметр порядка, не смотря на большое число весьма изощрённых моделей (см. обзоры [1]). Основная проблема состоит в том, что наблюдающиеся в точке перехода очень малые изменения физических свойств не могут объяснить большого скачка теплоёмкости (отсюда и название «скрытый порядок»).

Логика нашего рассмотрения весьма простая. Мы предлагаем [2], что в точке перехода вообще не происходит изменения пространственной симметрии (поэтому его не видят современные инструменты структурных исследований), а переход оказывается, тем не менее, второго рода, так как нарушается симметрия обращения времени. Другими словами, возникает магнитное упорядочение с кристаллической симметрией 4/mmm высокотемпературной фазы. Мы показали, что такая высокая симметрия накладывает сильные ограничения на распределение намагниченности внутри элементарной ячейки, делая её сильно неоднородной и неколлинеарной. В частности, суммарный магнитный момент атома урана обращается в ноль, $\langle \mathbf{M} \rangle = 0$, также как и суммарный квадрупольный момент, $\langle M_{ij} \rangle = 0$, и первым ненулевым моментом является псевдотензор третьего ранга $\langle M_{ij,kl} \rangle \neq 0$, который можно использовать в качестве параметра порядка. Картина распределения намагниченности в атоме урана симметрично эквивалентна двум тороидным вихрям с противоположно направленными тороидными моментами. Проведённые DFT вычисления (пакет Quantum ESPRESSO) с учётом спин-орбитального взаимодействия показали, что такие экзотические структуры энергетически выгодны по сравнению с немагнитными структурами, и абсолютная величина момента в них отнюдь не мала, $\langle |\mathbf{M}| \rangle \approx 1 \mu_B/\text{atom}$. Полученные результаты показывают, что скрытый порядок этого типа можно экспериментально обнаружить в нейтронной дифракции по магнитному вкладу в определённые кристаллические рефлексы.

- 1. J. A. Mydosh, P. M. Oppeneer, Rev. Mod. Phys. **83**, 1301 (2011); Phil. Mag. **94**, 3642 (2014).
- 2. V. E. Dmitrienko, V. A. Chizhikov, The hidden order in URu₂Si₂: High-symmetry anti-toroidal vortexes. arXiv:1709.03302 (2017).

Промежуточновалентное состояние самария и европия через призму нейтронной спектроскопии

П.А. Алексеев^{1,2)}, П.С. Савченков^{2,1)}, Ж.-М. Миньо³⁾, В.Н. Лазуков¹⁾, К.С. Немковский⁴⁾, А.А. Подлесняк⁵⁾

¹⁾Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

²⁾Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

³⁾Laboratoire Léon Brillouin - UMR12 CNRS-CEA, CEA Saclay, Gif-sur-Yvette, France

⁴⁾Jülich Centre for Neutron Science JCNS, Garching, Germany Quantum Condensed Matter Division,

⁵⁾Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee, USA

В работе представлена и проанализирована совокупность экспериментальных данных по неупругому магнитному рассеянию нейтронов для промежуточновалентных соединений на основе Sm (SmB₆, Sm(Y)S) и Eu (типа EuCu₂Si₂). Показано, что для рассматриваемых систем, содержащих ионы из середины редкоземельного ряда, имеются общие закономерности во влиянии валентной нестабильности на структуру спектра динамической магнитной восприимчивости. Наряду с этим, наблюдаются и специфические особенности спектров, указывающие

на наличие определенных различий в механизмах формирования промежуточновалентных состояний Sm и Eu. Особое внимание уделено взаимосвязи между средней валентностью и параметрами низкоэнергетического возбуждения типа резонансной моды, включая его магнитный форм фактор. Полученные результаты могут быть использованы для развития единого подхода к описанию f-электронных свойств и формированию основного состояния систем на основе Sm и Eu.

Обобщение экситонной модели для однородного промежуточного валентного состояния Sm на случай Eu

П.С. Савченков^{1,2)}, П.А. Алексеев^{2,1)}

¹⁾Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

²⁾Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

В работе проведён анализ совокупности экспериментальных данных по неупругому магнитному рассеянию нейтронов для промежуточновалентных систем на основе Sm (SmB_6 , Sm(Y)S) и Eu (типа EuCu_2Si_2) с точки зрения применимости обобщенного подхода на основе теоретической модели экситона конечного радиуса.

Модель экситона конечного радиуса для квантовомеханически смешанного основного состояния, предложенная ранее К.А. Кикоиным для описания свойств SmB_6 , развита и расширена для правильного понимания существенных деталей спектра неупругого магнитного рассеяния нейтронов в представленных системах. Основой нового подхода является представление о гибридизации, как о движущей силе формирования промежуточновалентного состояния для Eu.

В результате найдено объяснение для наблюдаемых экспериментально особенностей динамической магнитной восприимчивости EuCu_2Si_2 , в частности, таких как: формирование в спектре так называемой резонансной моды; квадратичная перенормировка энергии резонансной моды в соединениях европия по отношению к энергии атомного межмультиплетного перехода при изменении валентности Eu; специфическая зависимость от переданного при рассеянии нейтрона импульса для магнитных форм-факторов f-электронных возбуждений.

Таким образом впервые предложен и проанализирован дырочный аналог модели экситона конечного радиуса, позволяющий адекватно описать свойства помежучточновалентного состояния Eu, опираясь на единый (для Eu и Sm) подход к представлению структуры волновой функции основного состояния.

Детектирование переноса спинового возбуждения в двумерной электронной системе по фотолюминесценции многочастичных экситонных комплексов

А.В. Горбунов¹, Л.В. Кулик¹, В.А. Кузнецов^{1,2}, А.С. Журавлев¹, В.Б. Тимофеев¹,
И.В. Кукушкин¹

¹Институт физики твердого тела Российской академии наук

²Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»

В высокоподвижной двумерной (2D) электронной системе (симметрично легированная 35 нм квантовая яма GaAs/AlGaAs , $n_e \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $\mu \geq 15 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$) в режиме холловского диэлектрика (целочисленный квантовый эффект Холла при факторе заполнения $\nu = 2$), в условиях формирования магнитофермионного конденсата – коллективного состояния в ансамбле неравновесных «темных» триплетных циклотронных магнитоэкситонов, наблюдается растекание конденсатной фазы из пятна фотовозбуждения на макроскопические расстояния [1]. Ранее для визуализации растекания нами был использован эффект резонансного отражения электроном либо ферми-дыркой, образующими магнитоэкситон, света, отвечающего оптическому переходу с уровня Ландау валентной зоны тяжелых дырок на соответствующий электронный уровень Ландау зоны проводимости [2]. В настоящей работе показано, что растекание конденсата можно диагностировать с помощью канала излучательной рекомбинации равновесных 2D электронов из окружающего ферми-моря, в котором возникает конденсатная фаза. При накоплении в системе неравновесных «темных» экситонов в спектре фотолюминесценции появляются линии многочастичных экситонных комплексов, составной частью которых является триплетный спин-флип магнитоэкситон [3]. Растекание магнитофермионного конденсата проверяется простыми экспериментами с пространственным разнесением лазерного пятна накачки, порождающего конденсатную фазу, и небольшого пятна зондирования малой мощности, в котором возбуждается фотолюминесценция.

Поскольку триплетные магнитоэкситоны состоят из возбужденного электрона с перевернутым спином на пустом первом уровне Ландау и электронной вакансии (эффективной ферми-дырки) на заполненном нулевом уровне Ландау электронной системы, имеет место электрон-дырочная симметрия: масса и заряд возбужденного электрона равны массе и заряду ферми-дырки. В результате пространственная диффузия спиновых возбуждений в 2D электронной системе в холловском изоляторе не связана ни с переносом заряда, ни с переносом массы (в процессе распространения возбуждений локальная плотность электронов в пространстве не меняется), а только с переносом энергии возбуждения и спина. Получены указания на то, что в условиях, когда триплетные магнитоэкситоны образуют магнитофермионный конденсат, наблюдаемый транспорт имеет бездиссипативный

характер. Распространение спина на гигантские расстояния – сотни микрон и более – открывает новые возможности для манипуляции спиновой степенью свободы.

1. L.V. Kulik, A.S. Zhuravlev, S. Dickmann, A.V. Gorbunov, V.B. Timofeev, I.V. Kukushkin, S. Schmult, *Nature Comm.* **7**, 13499 (2016).
2. L.V. Kulik, A.V. Gorbunov, A.S. Zhuravlev, V.B. Timofeev, S. Dickmann, I.V. Kukushkin, *Scientific Reports* **5**, 10354 (2015).
3. A.S. Zhuravlev, V.A. Kuznetsov, L.V. Kulik, V.E. Bisti, V.E. Kirpichev, I.V. Kukushkin, S. Schmult, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 196802 (2016).

Спонтанная поляризация в отдельных импульсах излучения поляритонного конденсата в GaAs микрорезонаторе: измерения с высоким временным разрешением

М.В. Кочиев¹, В.В. Белых^{1,2}, Н.Н. Сибельдин¹

¹ *Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук*

² *Experimentelle Physik 2, Technische Universität Dortmund, Germany*

Поляритоны в микрорезонаторах (МР) привлекают внимание благодаря возможности их бозе-эйнштейновской конденсации (БЭК) [1] при достаточно высоких температурах и наблюдения ряда связанных с ней интересных явлений, таких, как квантовые вихри, сверхтекучесть, эффект Джозефсона, спиновый эффект Мейснера и др. Одним из явлений, присущих БЭК, является спонтанное нарушение симметрии, приводящее к спонтанной поляризации отдельных импульсов излучения. Недавно это явление было обнаружено в вынужденном излучении МР в режиме сильной и слабой связи при импульсном возбуждении [2,3]. Наблюдалась значительная линейная и круговая поляризация отдельных импульсов излучения, тогда как их средняя (по многим импульсам) поляризация отсутствовала.

В данной работе нами наблюдалась спонтанная линейная и круговая поляризация отдельных импульсов излучения GaAs МР, зарегистрированных с высоким временным разрешением. МР возбуждался периодической последовательностью импульсов титан-сапфирового лазера с длительностью импульсов 2-3 пс. Частота их следования понижалась до 25 Гц при помощи акусто-оптического селектора. Излучение МР разделялось на две линейные (или круговые) поляризации, которые одновременно регистрировались при помощи стрик-камеры Hamamatsu с быстрым синхронным модулем развертки (временное разрешение модуля ~2 пс). Работа ПЗС-приемника стрик-камеры была синхронизирована с селектором импульсов для регистрации одного импульса излучения на кадр. Получаемые изображения делились на временные интервалы длительностью 5 пс, и для каждого интервала был рассчитан коэффициент линейной корреляции между интенсивностями люминесценции с ортогональными поляризациями. Полученные отрицательные значения корреляции при превышении порога БЭК свидетельствуют о спонтанной поляризации излучения поляритонов. Значения корреляции в различных временных интервалах позволяют охарактеризовать динамику степени поляризации отдельных импульсов с временным разрешением 10 пс.

Работа поддержана РФФИ (проект 18-02-01143) Программой президиума РАН № 32 «Наноструктуры: физика, химия, биология, основы технологий».

1. J. Kasprzak, *et al.*, *Nature* **443**, 409 (2006).
2. J. J. Baumberg, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 136409 (2008).
3. H. Ohadi, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 016404 (2012).

Корреляции, коллективные моды и разделение фаз в купратах

Е. Степанов¹, Л. Питерс¹, И. Кривенко², А. Лихтенштейн³, М. Кацнельсон¹, А. Рубцов⁴

¹ *Университет Наймегена, Нидерланды*

² *Университет Мичигана, США*

³ *Университет Гамбурга, Германия*

⁴ *Российский квантовый центр, Сколково, Россия*

Сложности, возникающие при моделировании электронной подсистемы слоев CuO₂ в ВТСП купратах, связаны с одновременным присутствием нескольких конкурирующих фаз с близкими значениями удельной свободной энергии и, соответственно, наличием различных коллективных низкоэнергетических мод, взаимодействующих друг с другом. Тем не менее, вблизи половинного заполнения ситуация несколько упрощается - определяющими являются эффекты, связанные с антиферромагнитным упорядочиванием и формированием моттовской щели. При небольшом допировании важно также учитывать возможность изменения периода спиновой волны, формирование состояния с разделением фаз и подобные эффекты.

Мы представим результаты моделирования парамагнитного состояния La₂CuO₄ с использованием метода дуальных бозонов. Эта техника, стартующая с динамического метода среднего поля как с нулевого приближения, позволяет последовательным образом описывать формирование коллективных мод в коррелированных системах с учетом пространственной нелокальности. При понижении температуры, наши данные показывают формирование мягкой моды в антиферромагнитном канале (точка π, π). С увеличением допирования, мягкая мода формируется при меньшей температуре. Кроме того, корреляции спин-спин растут вблизи центра зоны, что является предвестником фазового расслоения в системе.

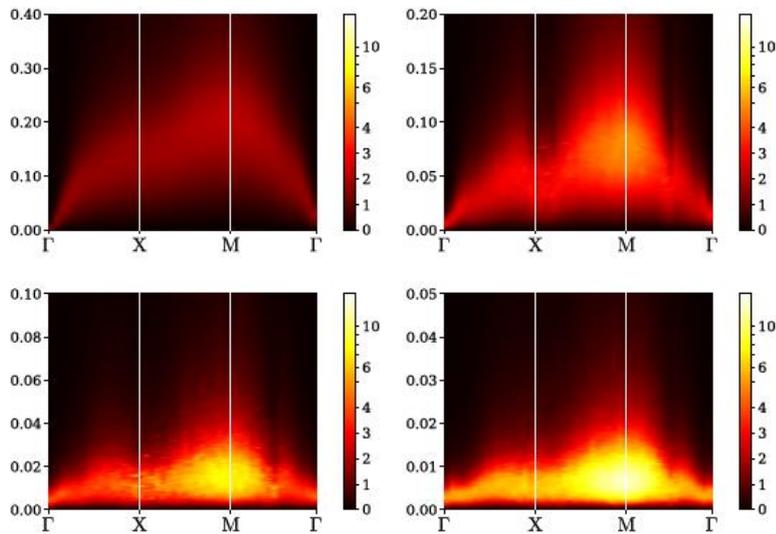


Рисунок: спиновая восприимчивость модели Хаббарда, с параметрами, соответствующими La_2CuO_4 при отсутствии допирования. Обратная температура составляет 2.5 (вверху слева), 5.0 (вверху справа), 7.5 (внизу слева) и 10.0 (внизу справа).

Генерация и регистрация стоячей ультразвуковой волны при движении ВЗП

М.В. Никитин¹, С.Г. Зыбцев¹, В.Я. Покровский¹, М.Д. Устенко^{1,2}

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук

²Российский университет дружбы народов

В основе уникальных электромеханических свойств квазиодномерных проводников лежат макроскопические деформации волны зарядовой плотности (ВЗП) и их взаимодействие с решёткой основного кристалла. В частности, при приложении электрического поля к образцам с ВЗП возникает их неоднородная деформация. В переменном поле деформация носит характер вибраций [1].

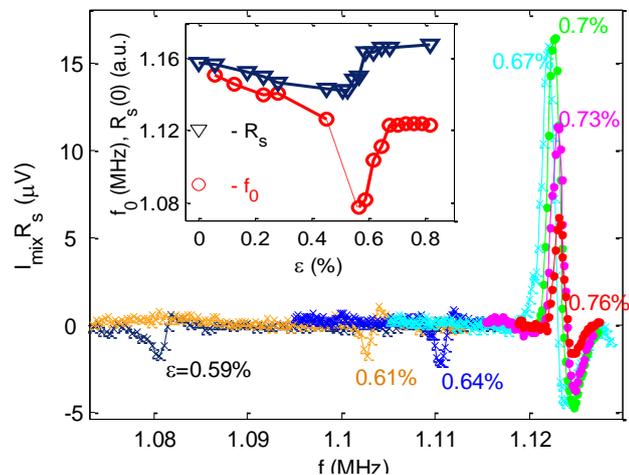
Среди соединений с ВЗП, наиболее детально электромеханические свойства исследованы на ромбическом TaS_3 . С использованием оптической методики были изучены крутильная и изгибная моды деформации [1]. Для этого на вискер наклеивалось микрозеркало. Методика гетеродинамирования с ЧМ позволила детектировать резонансные колебания вискеров без зеркал: на частотной зависимости тока смещения, $I_{\text{mix}}(f)$, возникает особенность (пик или зигзаг) на частоте резонанса f_0 [2] (см. Рис.) При этом, однако, встаёт вопрос об идентификации наблюдаемых мод колебаний. Для его решения характеристики резонансных мод были исследованы в зависимости от удлинения ϵ , $0 < \epsilon < 1\%$.

В докладе будут приведены зависимости $I_{\text{mix}}(f)$ при разных ϵ (см. Рис.) Будет показано, что частота изгибных колебаний резко растёт ростом ϵ , крутильных – гораздо слабее. При $\epsilon > 0$ обнаружены моды, частоты которых, f_0 , немного снижаются с ростом ϵ (см Рис. и вставку к нему). Установлено, что эти резонансы соответствуют возбуждению основной моды стоячей продольной звуковой волны и её гармоник. Полученная скорость звука, 5 км/с, согласуется с расчётом и экспериментом [3].

В области критического удлинения, $\epsilon_c \sim 0.6\%$, наблюдается минимум $f_0(\epsilon)$, подтверждающий наличие фазового перехода ВЗП в TaS_3 при $\epsilon = \epsilon_c$ [4,5] (вставка к Рис.). При $\epsilon \sim \epsilon_c$ измеряемый сигнал резко возрастает. В докладе будут рассмотрены механизмы возбуждения и детектирования стоячих волн в TaS_3 . Сделан вывод, что квазиодномерные проводники с ВЗП могут представлять интерес в области акустоэлектроники.

Работа поддержана РФФИ (17-02-01343, 18-02-00931),РНФ (17-12-01519).

1. В.Я. Покровский и др. УФН, **183**, 33 (2013)
2. V.Ya. Pokrovskii et. al, Physica B **460**, 39 (2015)
3. M. H. Jericho and A. M. Simpson, Phys. Rev. B **34**, 1116 (1986)



$I_{\text{mix}}(f)$ при некоторых ϵ . Особенности соответствуют частотам стоячей волны. Вставка: f_0 и сопротивление, R_s , в зависимости от ϵ . $l=2.24$ мм.

4. S.G. Zybtev, V.Ya. Pokrovskii, Physica B **460**, 34 (2015)
5. K. Das et al., Phys. Rev. B **52**, 7915 (1995)

Поверхностные микрочастицы в жидком гелии. Квантовый закон Архимеда

А.М. Дюгаев¹, Е.В. Лебедева²

¹ Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук

² Институт физики твердого тела Российской академии наук

Исследованы отклонения от закона Архимеда для сферических частиц радиуса R_0 , выполненных из молекулярного водорода у поверхности жидкого He^4 . Классический закон Архимеда имеет место, если R_0 больше капиллярной длины гелия $L_k \cong 500 \mu m$. При этом величина возвышения частицы над жидкостью $h_+ \sim R_0$. В области $30 < R_0 < 500 \mu m$ сила Архимеда подавляется силой поверхностного натяжения и $h_+ \sim R_0^3/L_k^2$. При $R_0 < 30 \mu m$ частица находится под поверхностью жидкости. Здесь сила Архимеда конкурирует с силой Казимира, которая отталкивает частицу от поверхности вглубь жидкости. Расстояние частицы до поверхности $h_- \sim R_c^{5/3}/R_0^{2/3}$, если $R_0 > R_c$. Здесь R_c – масштаб, набранный, в основном, из мировых постоянных, $R_c \approx \left(\frac{\hbar c}{\rho g}\right)^{1/5} \approx 1 \mu m$. (\hbar – постоянная Планка, c – скорость света, g – ускорение свободного падения, ρ_{He} – плотность гелия). Для очень маленьких частиц ($R_0 < R_c$) расстояние до поверхности жидкости h_- не зависит от их размера $h_- = R_c$.

Спиновая динамика и обменное взаимодействие в $Eu_{1-x}R_xB_6$ ($R - Gd, Yb$)

В.В.Глушков^{1,2}, М.А.Анисимов¹, А. В. Богач¹, А.Д.Божко¹, М. И. Гильманов^{1,2}, С.В.Демидов^{1,2}, А.В.Духненко³,
А. В. Кузнецов⁴, А. В. Левченко³, А. Н. Самарин¹,
А. В. Семенов¹, Н.Е.Случанко¹, Н.Ю.Шицевалова³

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук

² Московский физико-технический институт

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

⁴ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Прямую информацию о механизмах спиновой релаксации в магнитных металлах дают измерения электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), параметры которого зависят от обменного взаимодействия между электронами проводимости и локализованными магнитными моментами (ЛММ) J_{sf} и электронной плотности состояний на уровне Ферми $N(E_F)$ [1]. Однако, конкуренция эффектов кристаллического электрического поля (КЭП), спин-фононной релаксации, дипольного взаимодействия и релаксации на дефектах решетки [1-2] затрудняет количественные оценки J_{sf} .

Удобной модельной системой для исследования спиновой динамики ЛММ в металлах с малой концентрацией носителей заряда являются системы на основе гексаборида европия. Переход EuB_6 в фазу спин-поляризованного полуметалла под действием электрического/магнитного поля или деформации открывает возможности для изучения процессов спинового транспорта [3-4]. Сильный обмен между ЛММ и электронами проводимости ($J_{sf} \sim 0,1$ эВ [3]) способствует формированию магнитных поляронов и появлению эффекта колоссального магнитосопротивления в окрестности температуры Кюри $T_C \sim 15$ К [4]. В системах $Eu_{1-x}R_xB_6$ ($R - Gd, Yb$) магнитное S-состояние ионов Eu^{2+} и Gd^{3+} ($^8S_{7/2}$) (немагнитное – в случае Yb^{2+}) сводит к минимуму влияние эффектов КЭП и вклад спин-орбитального взаимодействия, существенного для редкоземельных металлов [1]. В такой ситуации изучение ЭПР в $Eu_{1-x}R_xB_6$ ($R - Gd, Yb$) позволяет проследить эволюцию динамического отклика матрицы S-ионов при различном заполнении зоны проводимости.

Исследование спиновой динамики в гексабориде европия и твердых растворах замещения на его основе $Eu_{1-x}Yb_xB_6$ ($0 \leq x \leq 0,9$) и $Eu_{1-x}Gd_xB_6$ ($0 \leq x \leq 0,04$) в диапазоне температур 1,8-300 К в магнитных полях до 7 Тл позволило идентифицировать температурный интервал, отвечающий корринговскому закону спиновой релаксации в парамагнитной фазе [5]. Из сопоставления данных магниторезонансных, транспортных и магнитных измерений для EuB_6 выполнена оценка эффективного обмена J_{sf} между магнитными ионами и электронами проводимости $J_{sf} \sim 0,11$ эВ, величина которого хорошо согласуется с литературными данными [3]. Показано, что основным фактором, определяющим уменьшение обмена J_{sf} в твердых растворах замещения до значений $J_{sf} \sim 0,08$ эВ для $Eu_{0,9}Yb_{0,1}B_6$ и $J_{sf} \sim 0,043$ эВ для $Eu_{0,96}Gd_{0,04}B_6$, является рост концентрации носителей заряда в зоне проводимости. При этом эффективный обмен между 4f-электронами европия и дырками в разбавленных магнитных системах $Eu_{1-x}Yb_xB_6$ ($0,9 \leq x < 1$) оказывается заметно меньше ($J_{pf} < 0,02$ эВ).

Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ 15-02-03166 и Программ Президиума РАН № 1.8 «Физика конденсированных сред и материалы нового поколения» и № 1.5 «Электронный спиновый резонанс, спин-зависимые электронные эффекты и спиновые технологии».

[1] S.E. Barnes, *Advances in Physics*, **30**, 801 (1981).

[2] S. Schaile *et al.* *Physical Review B*, **85**, 205121 (2012).

[3] J. Kim *et al.*, *Physical Review B*, **87**, 155104 (2013).

[4] S. Süllo *et al.*, *Physical Review B*, **62**, 11626 (1999).

[5] V. Glushkov *et al.*, *physica status solidi (b)*, **254**, 1600571-1-5 (2017).

Проводимость неоднородных анизотропных сверхпроводников выше критической температуры

П.Д. Григорьев^{1,2}, П. И. Карпов², С.С. Сеидов²

*Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук
Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»*

Мы предлагаем модель и выводим аналитические выражения [1] для проводимости в гетерогенных анизотропных проводниках с эллипсоидными сверхпроводящими включениями в рамках классического максвелловского приближения эффективной среды, применимого при малой объемной доле сверхпроводящей фазы. Эта модель и расчеты обобщают ранее предложенные в работах [2,3] на случай произвольной анизотропии проводимости выше температуры перехода T_c и произвольного отношения полуосей эллиптических сверхпроводящих включений. Полученные результаты полезны для анализа наблюдаемой зависимости анизотропии проводимости от температуры в различных анизотропных сверхпроводниках, где появление сверхпроводимости происходит неоднородно в виде изолированных сверхпроводящих островков. Полученные результаты применяются для объяснения экспериментальных данных [4] по удельному сопротивлению выше температуры перехода в высокотемпературном сверхпроводнике $YBa_2Cu_4O_8$ (рисунок 1), которые не удается объяснить обычными сверхпроводящими флуктуациями в пространственно-однородном случае [5].

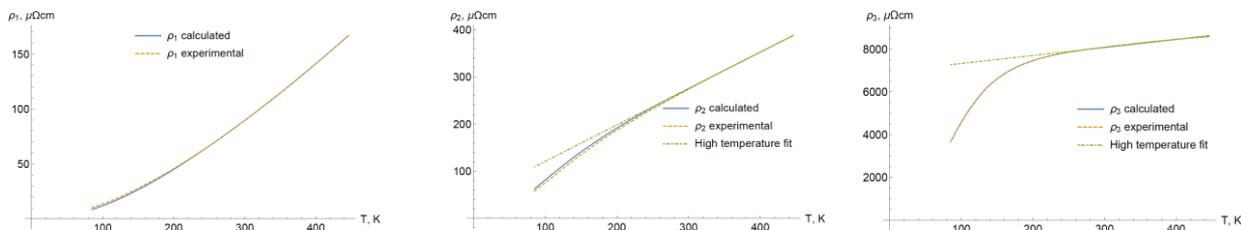


Рисунок 1: Сравнение результатов предлагаемой теории и экспериментальных данных по температурной зависимости удельного сопротивления вдоль трех основных осей в YBCO. Экспериментальные данные взяты из работы [4].

1. S.S. Seidov, P.I. Karpov, P.D. Grigoriev, submitted to Physical Review, <http://arxiv.org/abs/1712.05347>.
2. A.A. Sinchenko, P.D. Grigoriev, A.P. Orlov, A.V. Frolov, A. Shakin, D.A. Chareev, O.S. Volkova, A.N. Vasiliev, *Gossamer high-temperature bulk superconductivity in FeSe*, Phys. Rev. B 95, 165120 (2017).
3. П.Д. Григорьев, А.А. Синченко, К.К. Кешарпу, А. Шакин, Т.И. Могилюк, А.П. Орлов, А.В. Фролов, Д.С. Любшин, Д.А. Чареев, О.С. Волкова, А.Н. Васильев, *Анизотропное влияние зарождающейся сверхпроводимости на электронный транспорт в FeSe*, Письма в ЖЭТФ, 105(12), 748-753 (2017).
4. N. E. Hussey, K. Nozawa, H. Takagi, S. Adachi and K. Tanabe, Phys. Rev. B 56, R11423(R) (1997).
5. А.А. Варламов, А.И. Ларкин, *Теория флуктуаций в сверхпроводниках*, Добросвет, Москва (2007)

Квантовые изотропные спирали в двумерном фрустрированном магнетике

А.В. Михеенков^{1,2,3}, В.Э. Валиулин², А.Ф. Барабанов¹

¹ *Институт физики высоких давлений Российской академии наук*

² *Московский физико-технический институт*

³ *НИЦ «Курчатовский институт»*

Стандартное описание несоизмеримых спиральных состояний предполагает введение – на фоне обычного обмена – взаимодействия Дзялошинского-Мории. В двумерном случае существует, однако, альтернативный подход. Это модель Гейзенберга на квадратной решетке с учетом не только ближайшего, но и двух следующих обменных взаимодействий. В такой модели уже в классическом пределе при ненулевом третьем обмене возникают несоизмеримые спиральные состояния. Кроме того, есть экспериментальные примеры (пока единичные) квазидвумерных соединений, в которых условия реализации взаимодействия Дзялошинского-Мории не выполнены, однако наблюдаются спиральные состояния.

В настоящей работе исследованы термодинамические свойства квантовой $S=1/2$ J1-J2-J3 модели Гейзенберга на квадратной решетке. Вычисление в рамках сферически симметричного подхода спин-спиновых корреляторов, спектров спиновых возбуждений, восприимчивости и теплоемкости показывает, что третий обмен J3 может качественно менять свойства системы. Наряду со стандартными структурами ближнего порядка (антиферромагнитной, ферромагнитной и полосатой) возникают различные квантовые спирали. В отличие от классического предела, они могут быть изотропными, с локальным минимумом спектра вдоль окружности в зоне Бриллюэна. Причем характер этих состояний может представлять собой «закрученный» как ферромагнитный, так и антиферромагнитный квантовый спиновый порядок. Кроме того, определена область параметров, в которой наблюдается двухпиковый температурный ход теплоемкости. Температурное поведение как восприимчивости, так и теплоемкости хорошо согласуется с экспериментом.

Магнитные, структурные и электронные переходы при высоком давлении в новом мультиферроике $Ba_3NbFe_3Si_2O_{14}$

И.С. Любутин¹, С.С. Старчиков¹, А.Г. Гаврилюк^{2,1}, И.А. Троян¹,
Ю.А. Никифорова¹, А.Г. Иванова¹

Магнитные, структурные и электронные свойства нового мультиферроика $\text{Ba}_3\text{NbFe}_3\text{Si}_2\text{O}_{14}$ из семейства железосодержащих лангаситов были исследованы несколькими методами, включая синхротронную рентгеновскую дифракцию (XRD) и синхротронную мессбауэровскую спектроскопию (СМС) при высоких гидростатических давлениях (до 60 ГПа), созданных в камерах с алмазными наковальнями. Обнаружен каскад структурных фазовых переходов при давлениях около 3.5, 17.5 и 41 ГПа, который наблюдался рентгеновскими, магнитными СМС и электронными методами, включая рамановскую и мессбауэровскую спектроскопию, а также оптическое поглощение [1]. Установлено, что структурный переход при $\sim 17,5$ ГПа приводит к сильным изменениям параметров решетки a и c , а объем элементарной ячейки падает примерно на 7%. Это резко изменяет магнитные свойства кристалла, который разделяется на две магнитные фазы (Рис.1) [2]. Температура Нееля T_N в одной из фаз увеличивается до 100 К, что более чем в три раза превышает значение T_N в исходном соединении при нормальном давлении (~ 27 К). При третьем переходе, выше 41 ГПа оптическая щель уменьшается примерно до 0.7 эВ (от начального состояния около 3 эВ), что приводит к переходу диэлектрика в полупроводниковое состояние. Примечательно, что при этом переходе значение T_N магнитной фазы уменьшается от 100 до 58 К (Рис.2). Магнитные переходы объясняются перераспределением ионов Fe между двумя типами тетраэдрических узлов, а также между тетра- и октаэдрическими узлами, что приводит к усилению обменных взаимодействий. Обсуждается также явление спинового кроссовера в октаэдрических узлах (т.е. переход ионов Fe^{3+} из высокоспинового состояния $S = 5/2$ в низкоспиновое $S = 1/2$), которое может быть причиной уменьшения точки Нееля.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ # 17-02-00766 и РНФ # 16-12-10464 а также программы РАН «Сильно коррелированные электронные системы».

[1] Yu. A. Nikiforova, A. G. Gavriliuk, I. S. Lyubutin, et al., EPL, **116**, 66003 (2016).

[2] I.S. Lyubutin, S.S. Starchikov, A.G. Gavriliuk, et al. JETP Lett., **105**, 26 (2017).

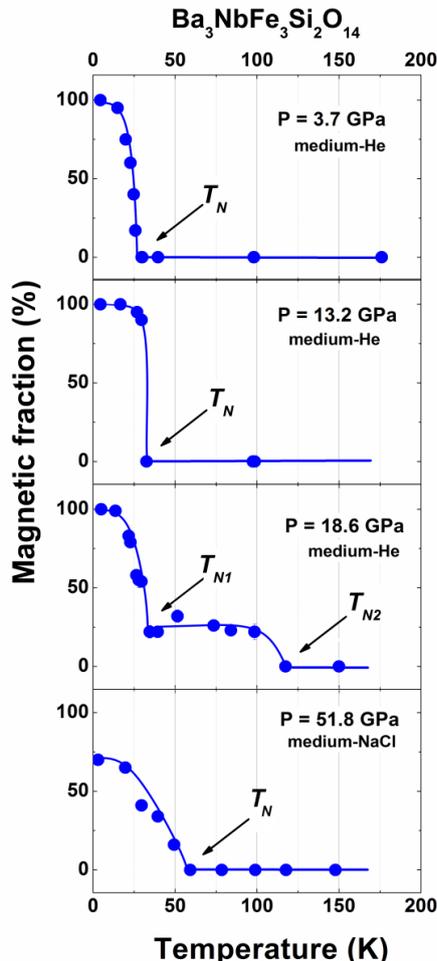


Рисунок 1: Температурные зависимости площадей магнитных компонентов в мессбауэровских спектрах $\text{Ba}_3\text{NbFe}_3\text{Si}_2\text{O}_{14}$ при различных давлениях ниже и выше структурного перехода при $P = 17,5$ ГПа.

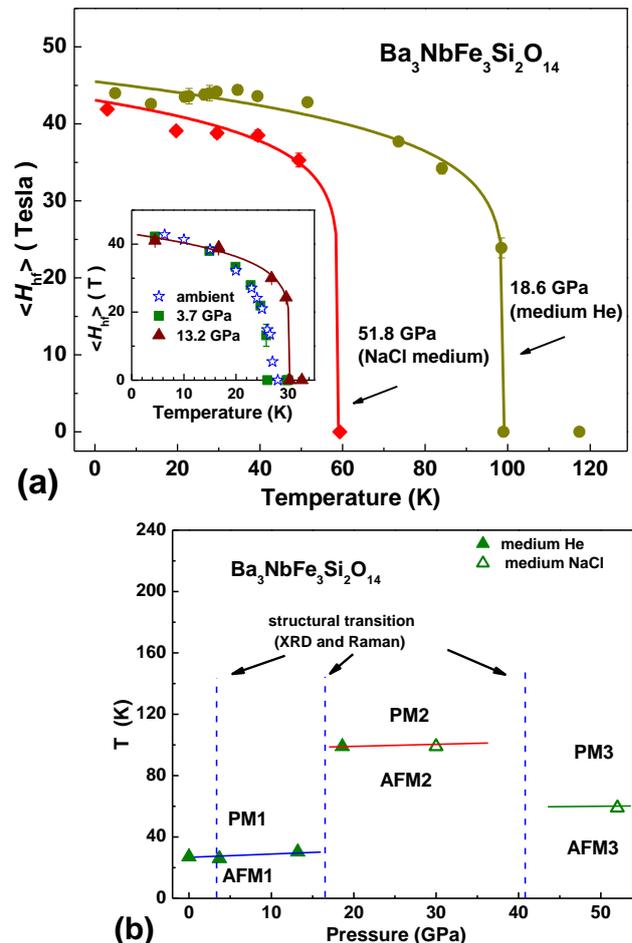


Рисунок 2: (а) Температурные зависимости средних значений магнитного сверхтонкого поля $\langle H_{\text{hf}} \rangle$ на ядрах железа в магнитной фазе лангасита $\text{Ba}_3\text{NbFe}_3\text{Si}_2\text{O}_{14}$, полученные из мессбауэровских спектров при разных давлениях до и после структурных переходов.

(б) Магнитная фазовая диаграмма лангасита $\text{Ba}_3\text{NbFe}_3\text{Si}_2\text{O}_{14}$, демонстрирующая появление трех магнитных фаз с различными значениями T_N в разные интервалы давления. Сплошные линии соответствуют температурам Нееля и отдельным антиферромагнитным (AFM) и парамагнитным (PM) состояниям. Вертикальные пунктирные линии разделяют различные кристаллические структуры.

Скейлинг магнитосопротивления и анизотропия рассеяния носителей в парамагнитной и магнитоупорядоченных фазах каркасного стекла $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$.

Случанко Н.Е.^{1,2}, А.Л.Хорошилов^{1,2}, Краснорусский В.Н.¹, Богач А.В.¹, Глушков В.В.^{1,2}, Демишев С.В.^{1,2}, Красиков К.М.², Шицевалова Н.Ю.³, Филиппов В.Б.³

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук

² Московский физико-технический институт

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

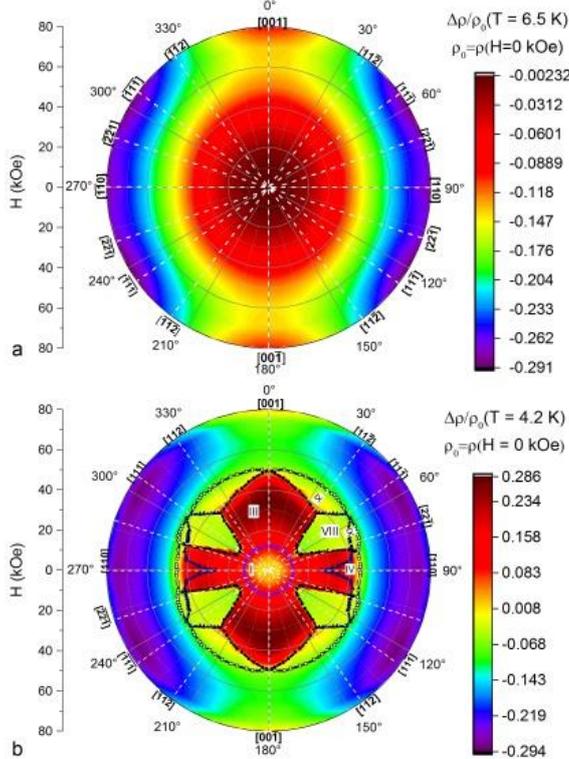


Рис. 1. Анизотропия магнитосопротивления в P и AF- фазах $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$ в полярных координатах $\Delta\rho/\rho(\varphi, H, T_0)$. Символами и римскими цифрами на панели (b) показаны, соответственно, фазовые границы и AF-фазы.

При низких температурах 2-10К исследовано поперечное магнитосопротивление додекаборида $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$ со структурой каркасного стекла [1]. Показано, что в парамагнитной (P) фазе в широкой окрестности температуры Нееля $T_N \approx 5.7$ К в этом антиферромагнетике доминирующим вкладом является изотропное отрицательное магнитосопротивление, связанное с рассеянием носителей на наноразмерных кластерах ионов Ho^{3+} , которое масштабируется в координатах $\rho = f(\mu_{\text{eff}}^2 H^2 / T^2)$. Обнаружено, что анизотропия магнитосопротивления выше T_N (около 15% в поле 80 кЭ) обусловлена квадратичным положительным вкладом, который достигает максимальных значений в окрестности $\mathbf{H} // [001]$, отвечающих направлению динамических зарядовых страйпов в немагнитном додекабориде LuB_{12} [2].

Напротив, в антиферромагнитных (AF) фазах $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$ доминирующим становится анизотропное положительное магнитосопротивление (ПМС) с близкой к линейной зависимостью от магнитного поля, причем скейлинг ПМС приобретает вид $\Delta\rho/\rho = f(H/T)$. Вместе с разделением вкладов в магнитосопротивление в работе приводится анализ компонент, построены магнитные фазовые H-T диаграммы и диаграммы рассеяния носителей заряда в P и AF-фазах (см., например, рис.1). Предложена интерпретация анизотропии рассеяния носителей заряда в P-фазе в терминах динамического кооперативного эффекта Яна-Теллера на кластерах B_{12} . Показано, что для объяснения как магнитного рассеяния в AF-фазах, так и ориентационных магнитных переходов в $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$ необходимо учитывать кроме $4f^2$ составляющей от локализованных магнитных моментов также $5d$ -компоненту магнитной структуры, связанную с формированием волны спиновой плотности электронов проводимости.

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

- [1]. N. E. Sluchanko, A. N. Azarevich, A. V. Bogach, I. I. Vlasov, V. V. Glushkov, S. V. Demishev, A. A. Maksimov, I. I. Tartakovskii, E. V. Filatov, K. Flachbart, S. Gabani, V. B. Filippov, N. Yu. Shitsevalova, and V. V. Moshchalkov, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **140**, 536 (2011).
 [2]. N. Sluchanko, A. Bogach, N. Bolotina, V. Glushkov, S. Demishev, A. Dudka, V. Krasnorussky, O. Khrykina, K. Krasikov, V. Mironov, V. Filipov, N. Shitsevalova, Phys. Rev. B **97**, 035150 (2018).

Линейное магнитосопротивление в соединениях с волной зарядовой плотности

А.А. Синченко¹, П.Д. Григорьев², Р. Lejeu³, Р. Monceau³

¹ ИРЭ им. В.А. Котельникова Российской академии наук

² Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук

³ Institut NEEL, CNRS, Grenoble, France

В обычных металлах при наложении магнитного поля сила Лоренца изменяет траекторию электронов, приводя к появлению положительного магнитосопротивления (МС), которое увеличивается квадратично с возрастанием поля. Только в исключительных случаях МС линейно возрастает с магнитным полем (ЛМС). Впервые, такой тип поведения наблюдался Капицей [1] в поликристаллических металлах. Было показано, что ЛМС объясняется наличие открытых орбит поверхности Ферми (ПФ). Квантовый механизм ЛМР был предложен Абрикосовым [2]. В рамках данной модели ЛМС реализуется в бесщелевых полупроводниках и в полуметаллах с линейным энергетическим спектром и с очень малой концентрацией носителей, находящихся на нижнем уровне Ландау. В работе [3] было показано, что ЛМС может возникать в неупорядоченных и сильно неоднородных полупроводниках. В настоящей работе мы исследовали гальваномагнитные свойства в 2D соединениях с ВЗП, а именно в трителлуридах редкоземельных элементов и показали, что эффект ЛМС проявляется в данных соединениях при температурах ниже температуры пайерлсовского перехода [4].

Исследовались монокристаллы двух соединений: $TbTe_3$, как система с однонаправленной ВЗП и $HoTe_3$ с двунаправленными ВЗП. В $TbTe_3$ переход в состояние с ВЗП наблюдается выше комнатной температуры ($T_{CDW1} = 336$ К). В $HoTe_3$ первый и второй переходы ВЗП происходят при $T_{CDW1} = 283$ К и $T_{CDW2} = 110$ К соответственно. Магнитное поле ориентировалось перпендикулярно плоскости кристаллов. Измерение магнитосопротивления проводилось методом ван-дер-Паа при изменении поля в диапазоне от +6,5 до -6,5 Т. Измерения проводились при фиксированной T в диапазоне температур 350-20 К с шагом $\Delta T = 10$ К. Для обоих соединений магнитосопротивление изменяется более чем на четыре порядка по мере уменьшения температуры от 300 К до 20 К. Причем, степенная зависимость МС монотонно меняется от квадратичной при высоких T и при слабых B до линейной при низких T и больших B .

Предложено объяснение наблюдаемого эффекта, основанное на учете рассеяния квазичастиц на флуктуациях параметр порядка ВЗП, нарушающего пространственную однородность и приводящего к релаксации импульса квазичастиц. Рассеяние на флуктуациях ВЗП является сильным вблизи, так называемых, «горячих точек» на ПФ. Рассеяние электронов в горячих точках приводит к линейной полевой зависимости скорости рассеяния и, следовательно, к линейному магнетосопротивлению. Горячие точки в нашем случае являются концами незакрытых энергетической щелью частей ПФ. В этих горячих точках перестройка ПФ является наиболее значительной, и электронная дисперсия сильно зависит от параметра порядка ВЗП. Поэтому электроны в таких горячих точках могут легко рассеиваться флуктуациями ВЗП.

Работа поддержана РФФИ (17-52-150007) и Программами РАН.

[1] P. L. Kapitza, Proc. R. Soc. London A **123**, 292 (1929).

[2] A. A. Abrikosov, Phys. Rev. B **60**, 4231 (1999).

[3] M. M. Parish and P. B. Littlewood, Nature (London) **426**, 162 (2003).

[4] A.A. Sinchenko, P.D. Grigoriev, P. Lejay, P. Monceau, Phys. Rev. B **96**, 245129 (2017).

Механизм перехода твердого водорода в проводящее состояние при высоких давлениях

Г.Э. Норман, И.М.Саитов.

*Объединенный институт высоких температур Российской академии наук
НИУ Высшая школа экономики*

В рамках теории функционала плотности рассчитаны зависимости давления, электропроводности и профилей протон-протонной парной корреляционной функции (ПКФ) водорода от плотности при температурах 50 и 100 К. Рассматриваемый диапазон плотностей $\rho = 1.14 - 2.0$ г/см³, рассчитанный диапазон давлений $P = 300 - 1200$ ГПа, что соответствует твердой фазе водорода. Расчеты проводятся с использованием пакета VASP. Применяется псевдопотенциальный подход для описания внутренних электронных оболочек (электронов кора), в частности, используется нелокальный потенциал спроектированных присоединенных (PAW) волн. Для валентных электронов решается система уравнений Кона-Шэма с потенциалом PAW.

Для описания обменно-корреляционного взаимодействия используется приближение обобщенных градиентов с параметризацией в форме функционала PBE. В качестве начальной конфигурация используется моноклинная решетка группы C2/c, с 24 частицами в элементарной ячейке, так как данная структура является наиболее устойчивой в области давлений выше 260 ГПа, что при рассматриваемых температурах соответствует фазе III твердого водорода.

Обнаружен структурный переход при давлении 607 ГПа, характеризующийся заметным скачком электропроводности и резким уменьшением числа молекул H_2 . Первый пик ПКФ возникает на расстоянии 0.92 Å, что соответствует межатомному расстоянию в ионе H_3^+ . Значение расстояния, соответствующего первому максимуму ПКФ, остается неизменным в диапазоне давлений $P = 607 - 630$ ГПа. Таким образом, природа перехода сочетает ионизацию со структурными изменениями. При дальнейшем сжатии первый максимум ПКФ соответствует среднему расстоянию между частицами при заданной плотности, что указывает на полную диссоциацию ионов водорода.

Сильная ионизация при фазовом переходе в плотном твердом водороде/дейтерии сближает этот переход с предсказанием плазменного фазового перехода Нормана-Старостина.

Работа проводится в рамках Программы фундаментальных исследований Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики» (НИУ ВШЭ) и с использованием средств субсидии в рамках государственной поддержки ведущих университетов Российской Федерации "5-100".

Влияние ростовой среды на легирование алмаза бором и его транспортные свойства

Е.А. Екимов¹, В.А. Сидоров¹, К.И. Маслаков, В.П. Сиротинкин

¹*Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина Российской академии наук*

Впервые показано, что присутствие металлов в ростовой системе препятствует легированию алмаза бором при высоких давлениях из-за высокого химического сродства бора к металлам. Влияние состава ростовой среды на синтез легированного бором алмаза при высоких давлениях было изучено при разбавлении ростовой системы С-В металлургическими растворителями углерода Со и Ni. Добавление этих металлов в исходную систему приводит к снижению температуры синтеза алмаза при давлении 8-9 ГПа примерно на 1000 К, степени его легирования бором, а также к подавлению сверхпроводимости в алмазе. Алмаз, легированный бором в системе С-В, демонстрирует металлический ход электросопротивления при обычных температурах и переход в сверхпроводящее состояние при

температурах около 2 К. Образцы, синтезированные в присутствии Co и Ni, показывают полупроводниковый характер электропроводности с энергией активации при комнатной температуре 0.017 и 0.044 эВ, соответственно, убывающей при понижении температуры. По данным РФЭС концентрация примеси бора в алмазах, синтезированных в системах C-B, Ni-C-B и Co-C-B, составляет значения 0.39-0.79, 0.16-0.37 и 0.07-0.17 ат%, соответственно, что коррелирует с параметрами решетки легированных алмазов: 3.573 3.569 и 3.567 Å. Рентгеноструктурное исследование показало наличие в алмазах, выращенных в системе роста C-B, включений карбида бора. В алмазах, полученных в разбавленных системах, обнаружены только включения боридов и карбидов металлов. Сравнивая фазовый состав включений и эффективность легирования алмазов, мы делаем заключение, что основным фактором, препятствующим легированию алмаза бором в металлосодержащих системах, является высокое химическое сродство бора к металлам. Данный результат является важным для понимания природы "металличности" и сверхпроводимости в легированном бором алмазе, а также для синтеза сверхпроводящих алмазов в разбавленных системах.

Стендовые доклады

Квантовый эффект Холла в модели Хаббарда

А.А. Марков^{1,2}, Г. Рёрингер², А.Н. Рубцов^{1,2}

¹МГУ им. М.В. Ломоносова

²Российский квантовый центр

Планируется доложить о результатах работы по исследованию влияния корреляций и конечных температур на квантовый эффект Холла. Мы рассматриваем двумерную квадратную решетку в конечном магнитном поле с хаббардовским взаимодействием на узлах в модифицированном приближении динамического среднего поля [1] (DMFT).

Необходимость введения некоторых изменений в DMFT связана с наличием магнитного поля; гамильтониан такой системы больше не является трансляционно-инвариантным - зависимость обобщенного импульса от вектор-потенциала приводит к тому, что эффективный период решетки становится зависимым от величины магнитного поля. Спектр невзаимодействующей модели приобретает сложную структуру известную, как бабочка Хофштадтера[2]. При данном рациональном числе (p/q) квантов потока магнитного поля через элементарную ячейку имеется q зон, каждая из которых несет топологический заряд — число Черна, равное холловской проводимости (в единицах e^2/h)[3].

В работе[4] показано, что и при наличии взаимодействия при нулевой температуре холловской проводимости может быть сопоставлен топологический инвариант. Более того можно показать, используя идеи из работ[5,6], что при отсутствии особенностей у собственной энергии при нулевой частоте исследуемой взаимодействующей системе можно поставить в соответствие невзаимодействующую с такой же холловской проводимостью. В используемом приближении (DMFT) это будет также модель Хофштадтера, с измененными положениями и ширинами зон и щелей между ними. В нашем случае также возможно наличие особенности в нуле у собственной энергии: это происходит в фазе Моттовского изолятора. Для этого случая можно показать, что холловская проводимость становится равной нулю.

Более конкретную информацию и учет конечных температур можно получить только численно. Ниже представлены результаты расчета холловской проводимости от химического потенциала для случая, когда поток магнитного поля через элементарную ячейку равен $1/3$ при различных температурах и разных величинах взаимодействия. Единицы энергии выбраны так, что параметр перескока t между узлами равен $1/4$.

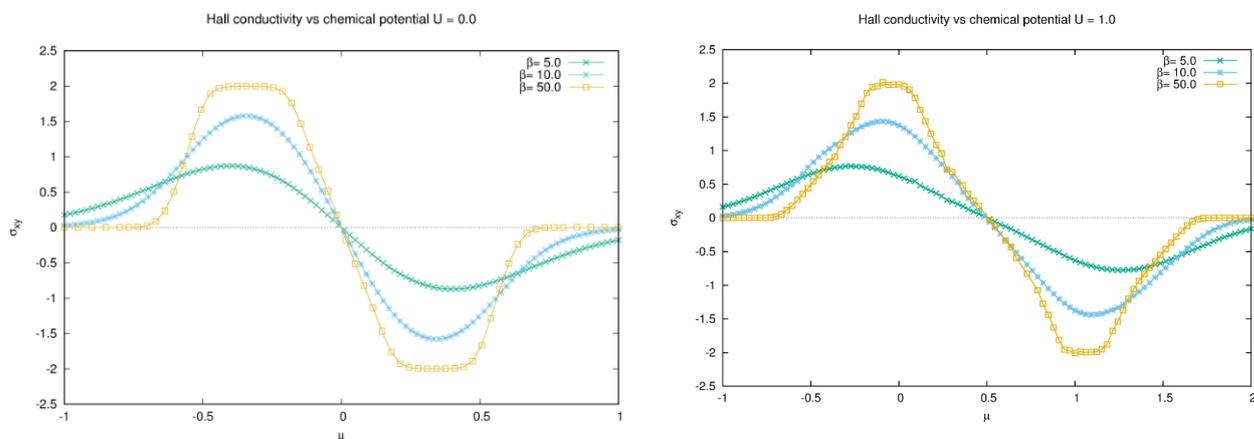


Рис. 1. Результаты численного расчета для зависимости холловской проводимости от химического потенциала (допирования) при различных значениях обратной температуры. Слева случай отсутствия взаимодействия ($U=0$), справа результат для параметра взаимодействия $U = 1.0$. Можно видеть изменения положения «щелей» отвечающих целочисленной холловской проводимости.

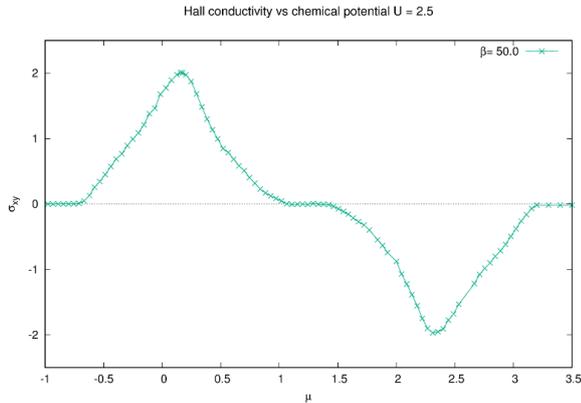


Рис. 2. То же, что и на графиках выше для случая $U=2.5$. В данном случае наличие моттовской фазы в полузаполненной системе ($\mu=1.25$) можно видеть по наличию плато, отсутствующему на предыдущих графиках.

- [1] Georges A. et al. Dynamical mean-field theory of strongly correlated fermion systems and the limit of infinite dimensions //Reviews of Modern Physics. – 1996. – Т. 68. – №. 1. – С. 13.
 [2] Hofstadter D. R. Energy levels and wave functions of Bloch electrons in rational and irrational magnetic fields //Physical review B. – 1976. – Т. 14. – №. 6. – С. 2239.
 [3] Thouless D. J. et al. Quantized Hall conductance in a two-dimensional periodic potential //Physical Review Letters. – 1982. – Т. 49. – №. 6. – С. 405.
 [4] Niu Q., Thouless D. J. Quantised adiabatic charge transport in the presence of substrate disorder and many-body interaction //Journal of Physics A: Mathematical and General. – 1984. – Т. 17. – №. 12. – С. 2453.
 [5] Wang Z., Zhang S. C. Simplified topological invariants for interacting insulators //Physical Review X. – 2012. – Т. 2. – №. 3. – С. 031008.
 [6] Wang L., Dai X., Xie X. C. Frequency domain winding number and interaction effect on topological insulators //Physical Review B. – 2011. – Т. 84. – №. 20. – С. 205116.

Эффективная низкоэнергетическая теория, описывающая нелокальные корреляции в двумерной модели Хаббарда

Г.В. Астрецов^{1,2}, Г. Рорингер¹, А.Н. Рубцов^{1,2}

¹ *Российский квантовый центр*

² *МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет*

В фермионной модели Хаббарда моттовская физика, обусловленная локальной природой электронных корреляций, успешно описывается при помощи динамической теории среднего поля (DMFT) [1]. Однако, широкий круг явлений, таких как высокотемпературная сверхпроводимость и фазовые переходы второго рода, нуждается в учете нелокальных корреляций [2]. Одним из методов, позволяющих сделать это, является переход к дуальным переменным, суть которого состоит в том, что нелокальные корреляции учитываются по теории возмущений относительно решения DMFT [3].

Мы предлагаем эффективную теорию, основанную на этом методе, действие которой зависит только от пространственных координат и всего двух мацубаровских частот, что делает ее проще для численного анализа. Построение такой теории осуществляется с помощью интегрирования всех высокочастотных мацубаровских мод кроме низших. Нелокальные эффекты явно учтены в зависимости перенормированного взаимодействия от пространственных координат. Такая модель построена во втором порядке теории возмущений. Дисперсионное соотношение ведет себя корректным образом в предельных случаях ферми-жидкости и моттовского изолятора.

Анализ коллективных мод требует знания двухчастичных функций Грина. Для их вычисления мы использовали паркетные уравнения, которые позволяют приближенно найти полные вершинные функции в виде суммы лестничных диаграмм во всех каналах. При этом полностью неприводимая вершинная часть аппроксимируется константной взаимодействия модели [4]. Численное решение данных уравнений ограничивается количеством выделяемой памяти, которое растет как третья степень числа узлов решетки, умноженного на число мацубаровских частот $(N_k N_\omega)^3$. В исследуемой нами эффективной модели зависимости от частоты нет, поэтому оценкой на максимальные размеры решетки будет $N_k \sim 2000$. Сходимость же численной схемы в области низких температур и вблизи фазовых переходов может быть

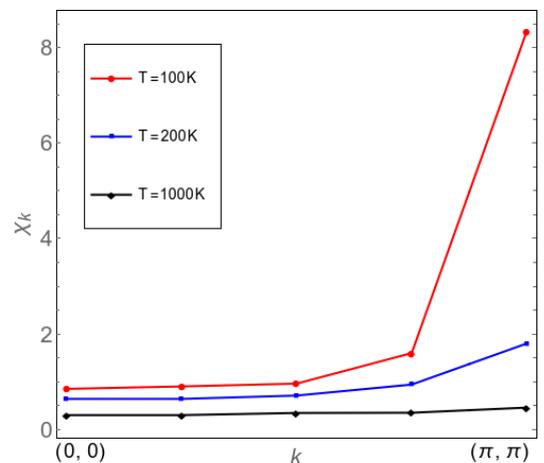


Рисунок 1: Пространственная зависимость магнитной восприимчивости при различных температурах в антиферромагнитном режиме ($n = 1, U = 1$), вычисленная на решетке 8×8 описанным методом.

существенно улучшена за счет накладывания кроссинг-симметрии вручную [5]. С помощью предлагаемого нами метода удалось количественно описать возникновение антиферромагнитного упорядочивания. Ближайшей целью является исследование модели Хаббарда при возникновении в ней сверхпроводимости.

1. Georges, Antoine, et al. "Dynamical mean-field theory of strongly correlated fermion systems and the limit of infinite dimensions." *Reviews of Modern Physics* 68.1 (1996): 13.
2. Anderson, Philip W. *The theory of superconductivity in the high-Tc cuprate superconductors*. Vol. 446. Princeton, NJ: Princeton University Press, 1997.
3. Rubtsov, A. N., M. I. Katsnelson, and A. I. Lichtenstein. "Dual fermion approach to nonlocal correlations in the Hubbard model." *Physical Review B* 77.3 (2008): 033101.
4. Bickers, N. E. "Parquet equations for numerical self-consistent-field theory." *International Journal of Modern Physics B* 5.01n02 (1991): 253-270.
5. Tam, Ka-Ming, et al. "Solving the parquet equations for the Hubbard model beyond weak coupling." *Physical Review E* 87.1 (2013): 013311.

Влияние флуктуаций на эффекты синхронизации волны зарядовой плотности вблизи пайерлсовского перехода в квазиодномерном соединении NbS₃

С.А. Никонов, С.Г. Зыбцев, В.Я. Покровский

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук

Квазиодномерное соединение NbS₃ обладает уникальными транспортными свойствами, среди которых наиболее яркое – эффект синхронизации волны зарядовой плотности (ВЗП) [1]. При подаче на образец переменного поля на вольт-амперной характеристике наблюдаются области постоянного тока ВЗП, называемые ступеньками Шапиро.

Модель пайерлсовского перехода [2], описывающую флуктуации ВЗП как спонтанное термически активированное подавление пайерлсовской щели, можно проверить используя эффект синхронизации. Вблизи пайерлсовского перехода спонтанное проскальзывание фазы (ПФ) вносит вклад в проводимость. В результате появляется флуктуационная поправка к линейной проводимости, связанная с движением ВЗП, которую необходимо учитывать при определении вклада ВЗП в проводимость.

Зависимость проводимости от температуры, σ_{Δ} , имеет активационный характер, $\sigma_{\Delta} \propto \exp(-\Delta/T)$, но при приближении к пайерлсовскому переходу ($T=T_p$) становится заметным флуктуационный вклад в линейную проводимость (см. Рис.1). Экстраполируя σ_{Δ} в область $T>T_p$, можно определить флуктуационную добавку к линейной проводимости, $\sigma - \sigma_{\Delta}$, вычитая σ_{Δ} из измеренной проводимости.

На рис.2 показана температурная зависимость отношения тока ВЗП на первой ступеньке Шапиро к частоте облучения с учетом флуктуационной поправки к проводимости и без нее. Видно, что фундаментальное отношение с учетом поправок не зависит от температуры. Физически это означает, что число проводящих цепочек, несущих ток ВЗП в кристалле, слабо подвержено температурным флуктуациям даже вблизи перехода.

Проведенное исследование подтверждает применимость модели подавления пайерлсовской щели в результате спонтанного ПФ ВЗП [2] для описания перехода.

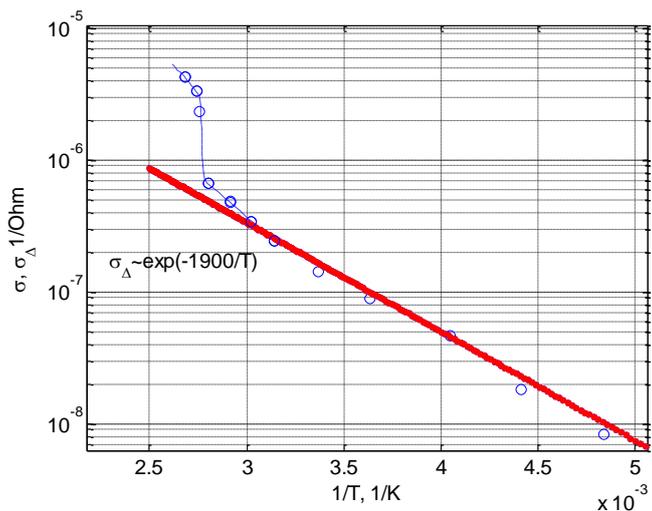


Рис.1. 'o' – температурная зависимость линейной проводимости. Красная линия - экстраполяция $\sigma(T)$ экспоненциальной зависимостью (σ_{Δ}).

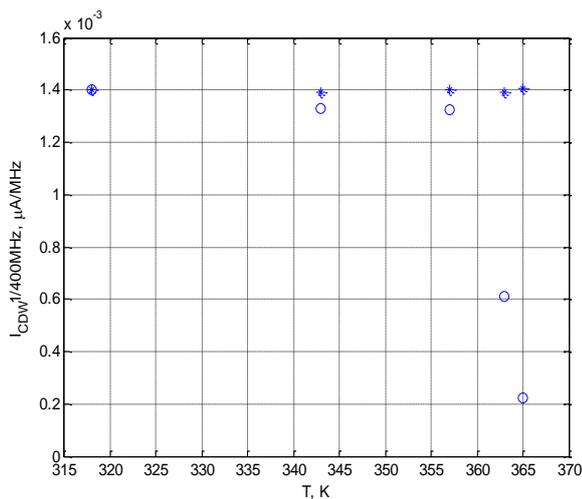


Рис.2. Отношение тока ВЗП первой гармоники к частоте от температуры с учетом поправки $\sigma - \sigma_{\Delta}$ – '*' и без – 'o'.

Работа была поддержана РФФИ (17-02-01343) и РНФ (17-12-01519).

1. Zybtev S.G., Pokrovskii V.Ya., Nasretdinova V. F., Zaitsev-Zotov S.V. *Physica B* **407** 1696 (2012)
2. V.Ya. Pokrovskii, A.V. Golovnyia, and S.V. Zaitsev-Zotov, *Phys. Re v. B* **70**, 113106 (2004)

Аномальное поведение термоЭДС в слоистом квазидвумерном полупроводнике TiS_3

И.Г. Горлова, С.Г. Зыбцев, В.Я. Покровский

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук

В квазиодномерном слоистом полупроводнике TiS_3 при $T < T_0 \approx 50$ К наблюдаются резкий спад эффекта Холла [1], отрицательное магнетосопротивление [2] и нелинейная проводимость [1]. Причина этих аномалий пока не ясна и, возможно, связана с фазовыми переходами.

В докладе представлены результаты исследований термоЭДС, $S(T)$, монокристаллических вискероов TiS_3 разного размера и с разным удельным сопротивлением ρ при $4.2 \text{ К} < T < 300 \text{ К}$.

При всех температурах знак термоЭДС, также как и знак эффекта Холла [1], соответствует отрицательному заряду носителей. При $200 \text{ К} < T < 300 \text{ К}$ значения $|S| \approx 700\text{-}800$ мкВ/К как для высокоомных, так и для низкоомных образцов (см. рис.), и практически не зависят от температуры и от площади их сечения, s , в диапазоне $1\text{-}130$ мкм².

Ниже 200 К поведение $S(T)$, так же как и ход $\rho(T)$, начинает существенно зависеть как от размера образца, так и от $\rho(300 \text{ К})$. При $T < 100$ К наблюдается спад термоЭДС на всех образцах с $s > 1$ мкм². В области предполагаемого фазового перехода $T_0 \approx 50$ К на $S(T)$ обнаружены особенности (см. Рис.).

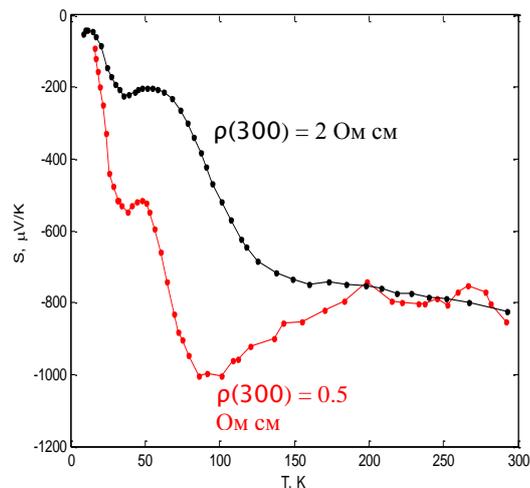
Температурный ход и величина термоЭДС в TiS_3 не согласуются с полупроводниковой моделью. Величина $|S|$ при высоких температурах много больше значения $k/e(E/T) \sim 100$ мкВ/К, где энергия активации электронов $E=450$ К [1]. Удивительно также, что значение S вискероов TiS_3 при $200 \text{ К} < T < 300 \text{ К}$ не зависит от их удельного сопротивления, которое определяется концентрацией вакансий серы. Обычно, легирование полупроводников, приводя к росту проводимости, одновременно понижает S . В низкоомных образцах достигается довольно высокий коэффициент термоэлектрической эффективности ZT . Оценка даёт $ZT \sim 0.02$, что сравнимо со значениями $Z \sim 0.1\text{-}1$ для материалов, используемых для генерации напряжения.

Возможным механизмом аномального поведения $S(T)$ в TiS_3 может быть электрон-фононное увлечение. В этом случае спад S с понижением температуры связан с вымерзанием фононов.

Работа проводилась при поддержке РФФИ (грант 16-02-01095) и РНФ (№ 17-12-01519).

1. I.G. Gorlova, S.G. Zybtev, V.Ya. Pokrovskii, *et. al.*, Physica B **460**, 11 (2015).

2. И.Г. Горлова, В.Я. Покровский, С.Ю. Гаврилкин *et. al.*, Письма в ЖЭТФ **107**, 180 (2018).



Эффекты взаимодействия электронов в краевых состояниях с немагнитными дефектами в 2D топологических изоляторах

В.А. Сабликов

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук

Исследованы эффекты, обусловленные взаимодействием подвижных электронов в геликоидальных краевых состояниях в 2D топологическом изоляторе с немагнитными примесями. Вдали от границы изолированные примеси образуют связанные состояния с энергией в запрещенной зоне. Если примесь расположена недалеко от границы, то становятся существенными два обстоятельства. Во-первых, происходит гибридизация связанных состояний с краевыми, в результате которой образуются резонансы локальной плотности состояний. И во вторых, появляется обменное взаимодействие подвижного электрона в краевом состоянии с квазисвязанным электроном. Такое взаимодействие особенно важно при описании процесса рассеяния подвижных электронов на примесном центре с квазисвязанным электроном. В докладе исследуются эти эффекты в модели 2D топологического изолятора при наличии спин-орбитального взаимодействия, обусловленного нарушением симметрии пространственной инверсии, когда становятся возможными процессы рассеяния с переворотом спина подвижного электрона. Используются два подхода: метод Т-матрицы и исследование с помощью двухчастичной волновой функции.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 17-02-00309) и программ РАН.

Проводимость и эффект холла в тонких пленках иридатов стронция со спин-орбитальным взаимодействием

Ю.В. Кислинский Ю.В., Т.А. Шайхулов, И.Н. Дюжиков, К.И. Константибян, А.М. Петржик, А.В. Шадрин, Г.А. Овсянников

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук

Исследования зонной структуры иридатов стронция: парамагнитного полуметалла SrIrO_3 и магнитного диэлектрика Sr_2IrO_4 с помощью фото-эмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES) показали, что электронные свойства этих материалов определяются наличием сильного спин-орбитального взаимодействия в них [1]. Нами измерены высокие сопротивления тонких пленок SrIrO_3 : порядка $0.5 \div 1 \text{ mOhm} \cdot \text{cm}$ [2], что превосходит предел сопротивления Иоффе-Регеля для металлов. Этот предел сопротивления имеет порядок $\rho_{\text{MAX}}=0.3 \text{ mOhm} \cdot \text{cm}$. Сопротивления выше предела Иоффе-Регеля возможны в оксидных металлах: например $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ или $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$, вследствие наличия в данных материалах электрон-электронного взаимодействия [3].

Для разупорядоченных металлов и полупроводников характерен рост проводимости с температурой $1/\rho = \sigma T^{1/2}$, рост сопровождается уменьшением с ростом температуры сопротивления Холла $R_H T^{-1/2}$ и увеличением концентрации носителей $n/R_H T^{1/2}$. Эти явления были объяснены наличием минимума плотности состояний на уровне Ферми в разупорядоченных металлах [4]. Для проводимости SrIrO_3 характерны увеличение σ с ростом температуры при одновременном уменьшении сопротивления Холла R_H , следовательно, увеличение концентрации свободных носителей с ростом T [5, 6]. Объяснения зависимостей $\sigma(T)$ и $R_H(T)$ в этих работах встречаются с некоторыми трудностями: в работе [5] модель предполагает сильную степень компенсации дырками в электронном металле SrIrO_3 , в работе [6] – вклад кулоновского взаимодействия в явление слабой локализации носителей заряда в металле.

В данной работе приводятся данные измерений температурных зависимостей проводимости и эффекта Холла для тонких пленок иридата стронция. Для пленок SrIrO_3 , полученных лазерным распылением, характерны увеличение проводимости с температурой, а также увеличение концентрации свободных дырок p примерно в 5 раз с ростом температуры от 77 К до комнатной. Путем сопоставления концентраций носителей заряда, полученных из холловских измерений, с температурными зависимостями проводимости делаются предположения о механизмах транспорта носителей в SrIrO_3 . Спектроскопические измерения позволяют предположить о существенных отличиях зонных структур металлических (SrIrO_3) и диэлектрических (Sr_2IrO_4) иридатов. Обнаружено, что SrIrO_3 и высокотемпературный сверхпроводник $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, будучи напылены эпитаксиально без разрыва вакуума, образуют низкоомный контакт с сопротивлениями порядка $10^{-7} \text{ Ohm} \cdot \text{cm}^2$.

Работа поддержана программами президиума РАН: «Физика конденсированных сред и материалы нового поколения» и фундаментальных исследований «Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости».

- [1] Y.F. Nie, P.C.D. King, C.H. Kim, et al.// Phys. Rev. Lett. 114, 016401 (2015).
[2] Ю.В. Кислинский, Г.А. Овсянников, А.М. Петржик, и др.// Физика твердого тела 57, 2446 (2015).
[3] N.E. Hussey, K. Takenaka, H. Takagi, et al.// Philos. Mag. 84, 2847 (2004).
[4] B.L. Al'tshuler and A.G. Aronov.// Sov. Phys. JETP 50, 968 (1979).
[5] L. Zhang, Q. Liang, Y. Xiong, et al.// Phys. Rev. B 91, 035110 (2015).
[6] L. Fruchter, O. Schneegans, Z.Z. Li// J. of Appl. Phys. 120, 075307 (2016).

Прослойки с сильным спин-орбитальным взаимодействием в сверхпроводниковых гетероструктурах

Г.А. Овсянников¹, А.С. Гришин¹, К.И. Константибян¹, А.В. Шадрин¹, А.М. Петржик¹, Ю.В. Кислинский¹, G. Cristiani², G. Logvenov²

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук

²Max Planck Institute for Solid State Research, Stuttgart, Germany

Дан обзор теоретических и экспериментальных работ, в которых рассматривается сверхпроводниковые гетероструктуры с прослойкой из материала, в котором наблюдается сильное спин-орбитальное взаимодействие. В качестве материала с сильным спинорбитальным взаимодействием нами выбран иридат стронция. Из модификаций иридатов стронция, имеющих Ruddlesden–Popper структуру были выбраны полуметалл SrIrO_3 и магнитный изолятор Sr_2IrO_4 . С помощью лазерной абляцией и магнетронного распыления были получены эпитаксиальные пленки этих материалов, а также гетероструктуры на основе эпитаксиальных пленок купратного сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$. Для электрофизических измерений изготавливались меза-структуры микронных размеров с верхним электродом из бислоя Au/Nb.

Работа частично финансировалась проектами Президиума РАН

1. Ю.В. Кислинский, Г.А. Овсянников, А.М. Петржик, К.И. Константибян, Н.В. Андреев, Т.А. Свиридова. Структура и электронный транспорт стронций–иридатных эпитаксиальных пленок, Физика твердого тела 57, 2519-2523 (2015)
2. А.М. Петржик, G. Cristiani, Г. Логвенов, А.Е. Пестун, Н.В. Андреев, Ю.В. Кислинский и Г.А. Овсянников, Технология роста и характеристики полученных тонких плёнок иридата стронция и гетероструктур иридат - купратный сверхпроводник, Письма в ЖТФ, том 43, вып. 12, 25-33 (2017)

О возможности экспериментального определения частот электрон-электронных столкновений в сильно неравновесном металле

С.Г.Бежанов^{1,2}, П.А.Данилов¹, А.В.Клековкин¹, С.И.Кудряшов^{1,3}, А.А.Руденко¹, С.А.Урюпин^{1,2}

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

²Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ

³Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет ИТМО

При обработке металлических поверхностей с помощью фемтосекундных лазерных импульсов металл находится в сильнонеравновесном состоянии, когда температура электронов заметно превышает температуру решетки и составляет несколько тысяч градусов. Равновесное состояние достигается за время порядка пикосекунды, которое много больше длительности импульса. Оптические свойства неравновесного металла существенно зависят от частоты электрон-электронных столкновений. В работе [1] нами теоретически продемонстрировано, что при поглощении ультракороткого лазерного импульса коэффициент прохождения испытывает существенный рост, связанный с быстрым нагревом электронов и соответствующим увеличением их частоты столкновений. В развитие этой работы, нами выполнены измерения коэффициента прохождения 200фс лазерного импульса инфракрасного излучения через серебряные пленки толщиной от 40 до 125 нм, а также выполнен его расчет, основанный на численном решении уравнений для поля и температур электронов и решетки. Установлено, что согласие между теорией и экспериментом может быть достигнуто путем варьирования постоянной, определяющей температурную зависимость электрон-электронной частоты столкновений. Поскольку величина коэффициента прохождения изменяется в несколько раз с изменением частоты столкновений, то экспериментальное изучение коэффициента пропускания может быть эффективным методом исследования частоты столкновений горячих электронов в металле.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ №17-02-00648 и программы Президиума РАН «Физика конденсированных сред и материалы нового поколения»

1. S.G. Bezhanov, A.P. Kanavin, and S.A. Uryupin, // Physics Letters A 2014, Vol. 378, P.975.

Фазовые диаграммы метабората меди CuV_2O_4 по результатам исследования магнитного момента

А.Е. Петрова, А.И. Панкрац

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

В работе представлены результаты исследований магнитных фазовых переходов и фазовые диаграммы мультиферроика CuV_2O_4 . На основании измерений магнитного момента в диапазоне температур 2-300 К и магнитных полей до 9 Тл построены фазовые диаграммы метабората меди в магнитном поле, направленном вдоль [100] и [001]. Получены доказательства существования поликритических точек.

В интервале температур 2-9.4 К обнаружены новые магнитные фазовые состояния. Поведение аномалий магнитной восприимчивости в несоизмеримой фазе позволяет утверждать, что на фазовой диаграмме в магнитном поле, приложенном вдоль оси [100], при температуре ~ 4.7 К и магнитном поле ~ 1.2 Тл существует концевая критическая точка, а при температуре ~ 5.8 К и магнитном поле ~ 0.3 Тл - возможно, критическая точка. Ориентационный типа спин-флоп фазовый переход в фазу P_2 сопровождается гистерезисом по температуре и магнитному полю и является фазовым переходом первого рода. Магнитные переходы в слабых магнитных полях, вероятней всего, имеют характер первого рода.

Первопринципные расчеты электронных и магнитных свойств системы $\text{Mn}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Ge}$

М.В. Магницкая^{1,2}, Н.М. Щелкачев^{3,1}, А.В. Цвященко¹

¹Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина Российской академии наук

²Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

³Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук

На основе первопринципных расчетов исследовано поведение системы $\text{Mn}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Ge}$ с нецентросимметричной структурой типа B20 при изменении концентрации родия x . Для $x = 0, 0.25, 0.5, 0.75$ и 1 рассчитаны электронная структура и поверхность Ферми в парамагнитном и ферромагнитном состоянии. В электронном спектре парамагнитного MnGe ($x = 0$) имеется щель, обусловленная симметрией решетки B20 и расположенная на 0.5 эВ выше уровня Ферми E_F . При повышении x положение щели понижается, и в RhGe ($x = 1$) она опускается на 0.75 эВ ниже E_F . Детально исследован половинный состав $\text{Mn}_{0.5}\text{Rh}_{0.5}\text{Ge}$, когда щель (в данном случае непрямая) попадает непосредственно на уровень Ферми. В ферромагнитном состоянии для некоторых концентраций x в спектре имеется полуметаллическая (half-metallic) особенность: при энергии примерно на 1.3 эВ выше E_F плотность состояний со спином «вниз» равна нулю. Вычисленная зависимость намагниченности элементарной ячейки от концентрации x хорошо согласуется с имеющимися магнитными измерениями. Магнитный момент ячейки сосредоточен в основном на атомах Mn и определяется их количеством. Магнитный момент на атоме марганца составляет около 2 μ_B и практически не зависит от x . Работа поддержана РФФИ (16-02-01122, 17-02-00725) и программами РАН.

О роли нефононных механизмов спаривания в сверхпроводимости ферропниктидов $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$

А.Е. Каракозов¹, М.В. Магницкая¹, Е.А. Гайдук¹, Б.П. Горшунов²

¹*Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина Российской академии наук*

²*Московский физико-технический институт*

В исследованиях сверхпроводников на основе пниктидов и халькогенидов железа большое внимание уделяется роли нефононных механизмов (НФМ) в сверхпроводимости этих соединений. Основные модели нефононной сверхпроводимости ферропниктидов рассматривают два механизма спаривания: внутризонный s_{++} ($d_{x^2-y^2}$ анизотропный орбитальный, с притяжением) и $s_{+/-}$ межзонный спин-флуктуационный (связывающий дырочные зоны вокруг точки Γ и электронные вблизи точек M , с отталкиванием). Симметрия параметров порядка $\Delta = \Delta_s + k_d \Delta_d$ определяется в этих моделях соотношением межзонного спин-флуктуационного s - и внутризонного орбитального d -спариваний в зонах, соответственно. Косвенно возможность НФМ подтверждается экспериментальным наблюдением квадрупольных (орбитальных) зарядовых флуктуаций и резонансного пика в спектре спиновых возбуждений. Прямое сравнение теоретических моделей с экспериментом затруднено тем, что в большинстве экспериментов разрешаются не отдельные сверхпроводящие щели в зонах, а только их группы (кластеры) в двух узких диапазонах энергий. Такие «двухщелевые» сверхпроводники в пределах экспериментальной погрешности одинаково успешно описываются в различных моделях, что допускает неоднозначную интерпретацию механизмов сверхпроводимости.

Более надежное исследование роли внутризонных и межзонных НФМ сверхпроводимости оказывается возможным для подробно изученных экспериментально соединений $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$. На основании теоретического анализа оптических и термодинамических свойств этих соединений нами показано, что передопированные соединения $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ имеют трехщелевую структуру с существенно различающимися по величине параметрами прядка и слабым межзонным спин-флуктуационным взаимодействием. В трехщелевом состоянии $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ анизотропная электронная щель $\Delta_e = \Delta_s + 0.5\Delta_d$ занимает промежуточное положение между двумя изотропными дырочными щелями. При переходе в оптимальный режим электронная щель резко увеличивается, сближаясь с максимальной дырочной щелью, при этом анизотропия электронной щели резко уменьшается, что указывает на сильное увеличение межзонного взаимодействия с сопутствующими антиферромагнитному переходу спиновыми флуктуациями и ослабление орбитального спаривания в электронной зоне. Такое же двухщелевое состояние с близкими электронной и максимальной дырочной щелями сохраняется и при дальнейшем уменьшении допинга. Проведенное исследование показывает, что НФМ сверхпроводимости оказывают существенное влияние на сверхпроводимость в электронной зоне, но их роль в увеличении критической температуры соединений $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$, определяемой во всем диапазоне концентраций допинга главным образом изотропным спариванием в дырочной зоне с максимальной щелью, относительно невелика.

Работа поддержана РАН и РФФИ (грант № 18-02-01075-а).

Влияние продольных спиновых флуктуаций на фазовый переход в киральных магнетиках

А.М. Белемук, С.М. Стишов

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

В работе исследуется влияние продольных спиновых флуктуаций на геликомагнитный фазовый переход в киральных магнетиках. В качестве гамильтониана рассматривается расширенная модель Гейзенберга дополненная взаимодействием Дзялошинского – Мории. В рамках спин-решеточного гамильтониана учитывается переменный характер спиновой амплитуды, тип флуктуаций естественно имеющийся в зонных магнетиках. Используя классический метод моделирования Монте – Карло мы показываем, что учет продольных спиновых флуктуаций не меняет основные особенности геликомагнитного фазового перехода. Однако температура перехода T_c и второй пологий максимум теплоемкости, наблюдающийся при $T > T_c$, значительно сдвигаются. Мы обсуждаем влияние продольных спиновых флуктуаций на термодинамические и структурные характеристики системы. В частности, моделирование хорошо воспроизводит кольцеобразный вид в \mathbf{q} -пространстве интенсивности рассеяния нейтронов при температурах выше T_c и трансформацию этой структуры в спиральную структуру ниже температуры перехода.

Переход Березинского-Костерлица-Таулеса и сценарии двумерного плавления

В.Н. Рыжов, Ю.Д. Фомин, Е.Н. Циок

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

После появления теории фазовых переходов в двумерных вырожденных системах – теории Березинского-Костерлица-Таулеса (БКТ) [1-5] - мощное развитие получили теории двумерного плавления. Как известно, в случае трех измерений плавление всегда происходит посредством перехода первого рода. В то же время в случае двух измерений ситуация гораздо более сложная. В настоящее время можно говорить, по крайней мере, о трех возможных сценариях плавления. Прежде всего, это теория Березинского-Костерлица-Таулеса-Хальперина-

Нельсона-Янга (ВКТНУ) [4-7], в которой был предложен нестандартный сценарий плавления двумерных кристаллов посредством двух непрерывных переходов с промежуточной гексатической фазой. Эта теория породила огромное число экспериментальных и теоретических работ [4-5]. В настоящее время можно с достаточной степенью уверенности, опираясь как на эксперимент, так и на компьютерное моделирование [4-5], утверждать, что системы с дальнедействующим взаимодействием (например, Кулоновское или диполь-дипольное взаимодействие, мягкие сферы $1/r^n$ с показателем $n \leq 6$) плавятся в соответствии с теорией ВКТНУ. При этом фазовый переход первого рода также может реализоваться [8]. Кроме того, недавно был предложен еще один сценарий плавления, в рамках которого, в отличие от теории ВКТНУ, плавление может происходить посредством двух переходов, однако при этом переход твердое тело - гексатическая фаза происходит посредством непрерывного перехода типа БКТ, а переход гексатическая фаза - изотропная жидкость - посредством перехода первого рода [9-12].

В докладе подробно проанализированы различные сценарии плавления двумерных систем, современное состояние реальных экспериментов и компьютерного моделирования в данной области. Отдельное внимание уделено зависимости сценария плавления от вида потенциала и влиянию случайного пиннинга на двумерное плавление [10,12-14]. Показано, что случайный пиннинг может принципиально изменить сценарий плавления в случае перехода первого рода [10]. Обсуждается возможный механизм перехода первого рода гексатик-изотропная жидкость, базирующийся на зависимости рода БКТ перехода от энергии ядра топологического дефекта [15-16].

Работа поддержана грантом РФФ 14-12-00093.

1. Березинский В.Л., ЖЭТФ **59**, 907 (1970).
2. Березинский В.Л., ЖЭТФ **61**, 1144 (1971).
3. Kosterlitz J.M., Thouless D. J., J. Phys. C **6**, 1181 (1973).
4. Kosterlitz J.M., Rep. Prog. Phys. **79**, 026001 (2016).
5. Рыжов В.Н., Тареева Е.Е., Фомин Ю.Д., Циок Е.Н., УФН **187**, 921 (2017).
6. Nelson D. R., Halperin B. I., Phys. Rev. B **19**, 2457 (1979).
7. Young A.P., Phys. Rev. B **19**, 1855 (1979).
8. Рыжов В.Н., ЖЭТФ **100**, 1627 (1991).
9. Kapfer S.C. and Krauth W., Phys. Rev. Lett. **114**, 035702 (2015).
10. Tsiok E. N., Dudalov D. E., Fomin Yu. D., and Ryzhov V. N., Phys. Rev. E **92**, 032110 (2015).
11. Russo J. and Wilding N.B., Phys. Rev. Lett. **119**, 115702 (2017).
12. Tsiok E.N., Fomin Y.D., Ryzhov V.N., Physica A **490**, 819 (2018).
13. Dudalov D.E., Fomin Yu.D., Tsiok E.N., Ryzhov V.N., Soft Matter **10**, 4966 (2014).
14. Dudalov D.E., Fomin Yu.D., Tsiok E.N., Ryzhov V.N., J. Chem. Phys. **141**, 18C522 (2014).
15. Ryzhov V N, Tareyeva E E Phys. Rev. B **48**, 12907 (1993).
16. Irz D. Y., Ryzhov V. N., Tareyeva E. E., Phys. Rev. B **54**, 3051 (1996).

Дефектная мода в семействе высших боридов иттербия YbB_6 – YbB_{12} – YbB_{66}

М.А.Анисимов¹, А.Н.Азаревич¹, А.Д.Божко¹, А.В.Богач¹, С.В.Демисhev^{1,2}, В.В.Воронов¹, С.Ю. Гаврилкин³, К.В. Мицен³, А.В.Левченко⁴, В.Б.Филипов⁴, А.В. Духненко⁴, Н.Ю.Шицевалова⁴, Н.Е.Случанко^{1,2} и В.В.Глушков^{1,2}

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук

²Московский физико-технический институт

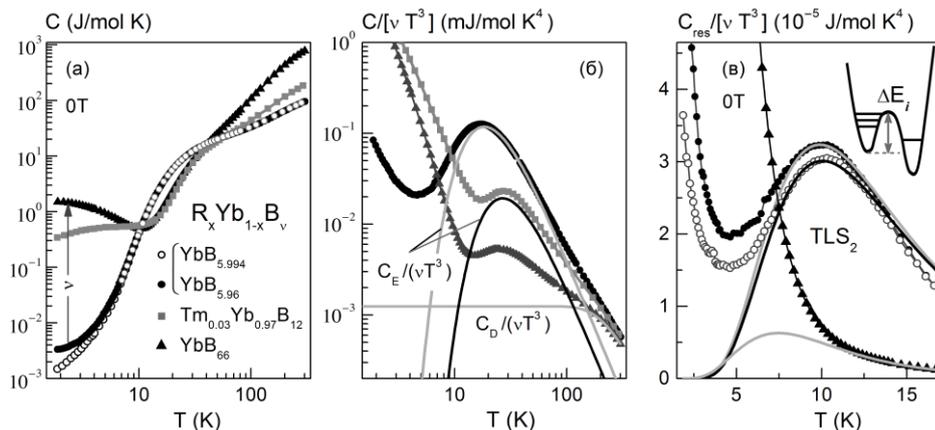
³Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

⁴Институт проблем материаловедения НАНУ, Киев, Украина

Иттербий является одним из нескольких элементов, для которых одновременно стабильными оказываются гексаборидная (YbB_6), додекаборидная (YbB_{12}) и гектоборидная (YbB_{66}) фазы. Кристаллические решетки YbB_v ($v=6, 12$), образуемые на основе каркасных кластеров из атомов бора B_6 и B_{12} , характеризуются кубической структурой – оцк (п.г. $\text{Rm}\bar{3}m\text{-O}_h^1$, $a \approx 4.138 \text{ \AA}$) и гцк (п.г. $\text{Fm}\bar{3}m\text{-O}_h^5$, $a \approx 7.4698 \text{ \AA}$) типов. Для YbB_{66} реализуется сложная кубическая структура (п.г. $\text{Fm}\bar{3}c$, $a \approx 23.44 \text{ \AA}$) с элементарной ячейкой, содержащей 24 иона Yb и 1584 ионов бора, из которых 1248 образуют восемь суперикосаэдров $B_{12}(B_{12})_{12}$, а оставшиеся 336 – неикосаэдральные элементы B_{80} . Таким образом, представляет интерес проведение сравнительного анализа тепловых свойств семейства $\text{YbB}_6 - \text{YbB}_{12} - \text{YbB}_{66}$ в режиме, когда ион иттербия помещен в разное борное окружение.

В работе выполнено исследование теплоемкости моно- ($v=6$) и поликристаллов ($v \geq 12$) иттербиевых боридов YbB_v и твердых растворов замещения $\text{Tm}_x\text{Yb}_{1-x}\text{B}_v$ ($v=6, 12, 66$) в режиме изолированной магнитной примеси ($x \approx 0.03$). Отдельно для гексаборида иттербия изучались составы с различной степенью вакансионности. Измерения были выполнены на установке РРМС-9 (Quantum Design) в диапазоне температур 2–300К в магнитных полях до 9Тл.

Для описания полученных данных (рис. а) мы применили



процедуру, аналогичную использованной ранее для немагнитных металлических реперов LaB_6 [1] и LuB_{12} [2], с той лишь разницей, что в случае иттербиевых боридов электронным вкладом $C_{el}=\gamma T$ можно пренебречь, поскольку соединения YbB_v ($v=6, 12, 66$) характеризуются низкими значениями концентрации носителей. Учитывая особенности строения высших боридов, при которых РЗ ион оказывается слабо связанным с жестким каркасом из атомов бора [3], представляется обоснованным описывать фононную составляющую суммой двух независимых вкладов: дебаевским вкладом от жесткого каркаса из атомов бора C_D ($\Theta_D \approx 1160\text{K}$) и квазилокальной колебательной модой РЗ иона C_E , рис.б. В работе обнаружено заметное расхождение в значениях температуры Эйнштейна с ростом от $\Theta_E(\text{YbB}_6) \approx 91.6\text{K}$ до $\Theta_E(\text{YbB}_v, v \geq 12) \approx 135\text{K}$, (рис. б). Указанный эффект подтверждается результатами предыдущих структурных исследований, определяющих сдвигку величины Θ_E от 91.6K (YbB_6 , [4]) до 173K (YbB_{12} , [5]). Таким образом, характер колебаний РЗ иона в YbB_v действительно зависит от размера борной полости. Остаточный вклад $C_{res}=(C-C_D-C_E)$ описывается в основном низкотемпературной дефектной модой, появление которой вызвано наличием вакансий в борной подрешетке (рис. в). Подчеркнем, что концентрация вакансий $n_{vac} \approx 1.3\% - 4.2\%$ увеличивается с ростом содержания бора в системе YbB_v .

Работа выполнена при финансовой поддержке программы президиума РАН «Электронный спиновый резонанс, спин-зависимые электронные эффекты и спиновые технологии» и ОФН РАН «Электронные корреляции в системах с сильным взаимодействием».

- [1] M.Anisimov et al., *JETP* **116**, 760 (2013).
 [2] N.Sluchanko et al., *JETP* **113**, 468 (2011).
 [3] D.Mandrus et al., *Phys. Rev. B* **64** (2001).
 [4] M.Korsukova, *JJAP Series* **10**, 15 (1994).
 [5] A.Menushenkov et al., *JETP Lett.* **98**, 165 (2013).

Электронный транспорт и магнетизм в $\text{Eu}_{0.9}\text{Yb}_{0.1}\text{B}_6$

М.А.Анисимов¹, А.Н.Азаревич¹, А.Д.Божко¹, А.В.Богач¹, Н.А.Самарин¹, А.Н.Самарин¹,
 В.В.Воронов¹, С.В.Демишев^{1,2}, А.В.Духненко³, В.Б.Филипов³, А.В.Левченко³, Н.Ю.Шицевалова³, А.В.Кузнецов⁴,
 Н.Е.Случанко^{1,2} и В.В.Глушков^{1,2}

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук

²Московский физико-технический институт

³Институт проблем материаловедения НАНУ, Киев, Украина

⁴Московский инженерно-физический институт

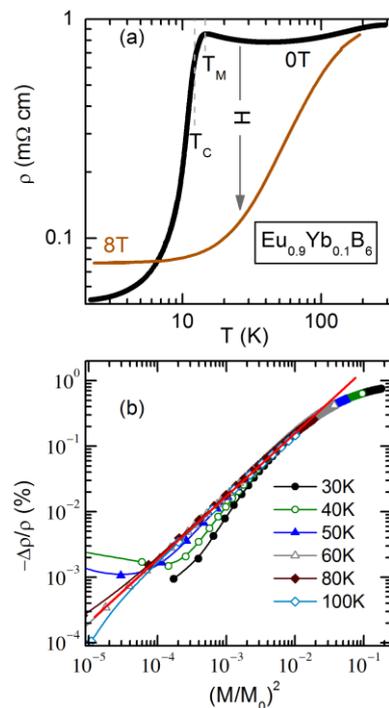
В настоящей работе выполнено комплексное исследование транспортных (магнитосопротивление, эффект Холла), магнитных (намагниченность, магнитная восприимчивость) и тепловых (коэффициент термоэдс) свойств твердых растворов замещения $\text{Eu}_{0.9}\text{Yb}_{0.1}\text{B}_6$ в широком диапазоне температур 2–300 К в магнитных полях до 8 Тл. Изучаемые поликристаллы $\text{Eu}_{0.9}\text{Yb}_{0.1}\text{B}_6$ высокого качества ($\text{RRR}=18$) были выращены методом вертикального бестигельного индукционного зонного плавления в атмосфере аргона. Выбранный состав $\text{Eu}_x\text{Yb}_{1-x}\text{B}_6$ с высоким содержанием магнитной примеси ($x=0.9$), соответствует области ферромагнитного (ФМ) упорядочения, регистрируемого для полуметалла EuB_6 при $T_C \approx 13.9\text{K}$ ($T_M \approx 15.8\text{K}$, [1]).

Сравнительный анализ полученных данных (рис.а) позволил подтвердить в $\text{Eu}_{0.9}\text{Yb}_{0.1}\text{B}_6$ реализацию типичного для гексаборида европия состояния с электронным и магнитным фазовым расслоением [1-4], когда “металлизация” системы ($T_M \approx 15\text{K}$) предшествует ФМ упорядочению ($T_C \approx 11.4\text{K}$). В интервале температур $T_C - T_M$ обнаружено усиление эффекта колоссального магнитосопротивления (КМС), достигающего максимального значения $-\Delta\rho/\rho \approx 90\%$. Исследование кривых $-\Delta\rho/\rho(H)$ в парамагнитной (ПМ) фазе $\text{Eu}_{0.9}\text{Yb}_{0.1}\text{B}_6$ выявило универсальный скейлинг амплитуды отрицательного магнитосопротивления [5] с переходом на линейную по M^2 асимптотику $-\Delta\rho/\rho = C(M/M_0)^2$, (где M_0 – намагниченность насыщения), рис.б.

Измеренные значения коэффициентов Холла $R_H(T)$ и термоэдс $S(T)$ оказываются схожими с данными для концентрированного EuB_6 [1, 4], оставаясь отрицательными во всем исследуемом диапазоне температур. Кроме того, в системе $\text{Eu}_{0.9}\text{Yb}_{0.1}\text{B}_6$ регистрируется аномальный эффект Холла. Выполненная стандартная процедура по разделению вкладов в холловское сопротивление [6] позволила получить корректные оценки нормальной и аномальной составляющих в ПМ и ФМ фазах $\text{Eu}_{0.9}\text{Yb}_{0.1}\text{B}_6$. Рассчитаны эффективные параметры зарядового транспорта с концентрацией электронов $n=(eR_H)^{-1} \approx 1/290$ эл.яч.⁻¹, эффективной массой $m^* \approx 0.5m_0$ и временем релаксации $\tau \approx 5.2 \div 12.8$ фс.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РФФИ 18-02-01152, программы президиума РАН «Электронный спиновый резонанс, спин-зависимые электронные эффекты и спиновые технологии» и ОФН РАН «Электронные корреляции в системах с сильным взаимодействием».

- [1] V.Glushkov et al., *JETP* **105**, 132 (2007).
 [2] S.Süllow et al., *Phys. Rev. B* **57**, 5860 (1998).



- [3] R.R.Urbano et al., *Phys. Rev. B* **70**, 140401 (2004).
 [4] V.Glushkov et al., *Phys. Status Solidi B* **1**, 3 (2013).
 [5] Demishev et al., *Phys. Rev. B* **85**, 045131 (2012).
 [6] V.Glushkov et al., *Phys. Rev. Lett.* **115**, 256601 (2015).

Исследование топологического изолятора SmB_6 методом электронного спинового резонанса

С.В. Демишев^{1,2,3}, М.И. Гильманов², А.Н. Самарин¹, А.В. Семенов^{1,2}, Н.Е. Случанко^{1,2}, Н.Ю. Шицевалова⁴, В.Б. Филипов⁴ и В.В. Глушков^{1,2,3}

¹ *Институт общей физики им. Прохорова Российской академии наук*

² *Московский физико-технический институт (Государственный университет)*

³ *Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»*

⁴ *Институт проблем материаловедения НАНУ, Киев, Украина*

Соединение с переменной валентностью SmB_6 при низких температурах проявляет необычные свойства, которые изначально связывались с формированием экситон-поляронных комплексов ниже $T < 6-7$ К и сильно-коррелированного объемного состояния [1,2]. Недавно было показано, что поверхность SmB_6 удовлетворяет условиям топологической защищенности, что позволило отнести этот материал к классу сильно-коррелированных топологических изоляторов [3,4], а также объяснить некоторые из его низкотемпературных свойств. В настоящей работе проведено исследование образцов нелегированных монокристаллов SmB_6 методом магнитного резонанса на частоте 60 GHz. Резонансное поглощение наблюдается только при температурах $T < 6$ К и имеет сложную структуру, состоящую из нескольких пиков: дублета А, В с спутниками A_1 , B_1 , а также дополнительной линии С (Рис. 1). Вероятной причиной наблюдения линий А и В является наличие парамагнитных центров в приповерхностном слое, в то время как линию С мы связываем с вкладом поверхностных электронов проводимости.

Также было обнаружено, что интегральная интенсивность $I(T) \sim \chi(T)$ демонстрирует критическое поведение $I(T) \sim (T^* - T)^\nu$ с параметрами $T^* = 5.34 \pm 0.07$ К и $\nu = 0.38 \pm 0.05$. Стоит заметить, что температура T^* хорошо коррелирует с возникновением поверхностной проводимости и с насыщением эффекта Холла. Более того, обнаруженное аномальное поведение говорит о возможности наличия магнитного перехода на поверхности [110] гексаборида самария.

Работа поддержана программой президиума РАН «Электронный спиновый резонанс, спин-зависимые электронные эффекты и спиновые технологии», программой РАН «Электронные корреляции в системах с сильным взаимодействием» и грантом РФФИ 17-02-00127 А.

1. К.А. Kikoin, А.С. Mishchenko *J. Phys.: Condens. Matt.*, **7**, 307 (1995).
 2. В. Gorshunov et al., *Phys. Rev. B*, **59**, 1808 (1999).
 3. Т. Takimoto, *J. Phys. Soc. Japan*, **80**, 123710 (2011).
 4. D. J. Kim et al., *Nature Mater*, **10**, 1038 (2014).

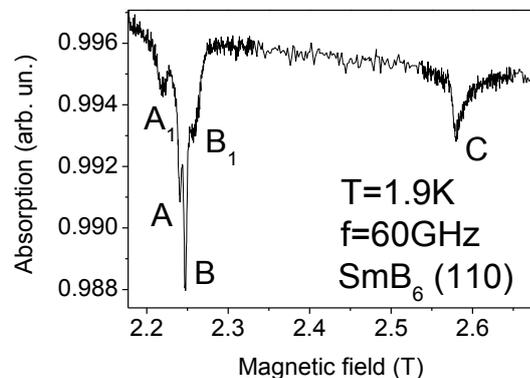


Рисунок 1. Спектр магнитного резонанса в SmB_6 для случая магнитного поля направленного перпендикулярно плоскости (110).

Электронный спиновый резонанс в сильно-коррелированной системе твердых растворов замещения $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{1-y}\text{Mn}_y\text{Si}$

Д.И. Ибрагимов^{1,2}, А.Н. Самарин^{1,2}, М.И. Гильманов^{1,2}, С.В. Григорьев³, С.В. Демишев^{1,2}

¹ *Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*

² *Московский физико-технический институт*

³ *Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова, Гатчина*

В связи с ростом в последнее время научного интереса к свойствам геликоидально-упорядоченных магнитных фаз, большое внимание в физике магнетизма привлекает группа магнетиков с отсутствием центра симметрии, таких как MnSi , $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$, $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$. Среди этих соединений особый интерес представляют системы $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ в связи с возможностью радикального изменения параметров взаимодействия Дзялошинского-Мории [1] и соответствующих свойств системы путем незначительного варьирования состава. При этом в ряду твердых растворов $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ составы с $x=0$ (FeSi) и $x=1$ (CoSi) являются парамагнетиком и диамагнетиком соответственно, а ферромагнитная фаза с геликоидальным упорядочением наблюдается в широком диапазоне промежуточных концентраций $0.05 < x < 0.8$ [2]. На примере соединений MnSi и $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ранее было показано, что метод электронного спинового резонанса (ЭСР) может служить мощным инструментом при изучении свойств спиральных магнетиков [3,4,5,6]. В настоящей работе был исследован ряд монокристаллических образцов твердых растворов замещения $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{1-y}\text{Mn}_y\text{Si}$ в диапазоне концентраций ($0.2 < x < 0.5$, $y < 0.2$) в диапазоне температур (1.9-160 К) в магнитном поле до 7 Тл. Экспериментальная методика измерений ЭСР описана в статье [7].

Обнаружено, что ЭСР-спектр образцов состоит из единственной резонансной линии с формой, соответствующей модели локализованных магнитных моментов (ЛММ) в металлах. Анализ формы резонансной линии в модели ЛММ [8] позволил получить температурные зависимости ширины линии ΔW (рис. 1). На

температурных зависимостях всех образцов есть характерная температура T^* , выше которой наблюдается рост ширины линии ЭСР ΔW . Интересной особенностью является то, что для образцов с малой концентрацией ($x \leq 0.2$) кобальта в области $T < T^*$ наблюдается аномальный рост ширины линии с понижением температуры, при этом увеличение концентрации примеси приводит к подавлению этого эффекта.

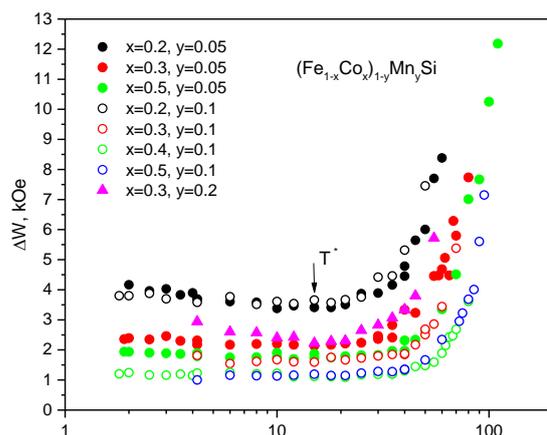


Рис. 1. Температурная зависимость ширины линии ЭСР ΔW в $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{1-y}\text{Mn}_y\text{Si}$.

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

- [1] S.-A. Siegfried *et al*, Phys. Rev. B **91**, 184406 (2015)
- [2] A. Bauer *et al*, Phys. Rev. B **93**, 235144 (2016)
- [3] M. Date *et al*, J. Phys. Soc. Jpn. **42**, 1555 (1977)
- [4] S. V. Demishev *et al*, JETP Lett. **93**, 213 (2011)
- [5] S. V. Demishev *et al*, Phys. Rev. B **85**, 045131 (2012)
- [6] S. V. Demishev *et al*, JETP Lett. **100**, 28-31 (2014)
- [7] A. N. Samarin *et al*, Physics Procedia **71**, 337-342 (2015)
- [8] J. A. Young and Edwin A. Uehling, Phys. Rev. **94**, 544-554 (1954)

Коллективное возбуждение в инфракрасных спектрах LuB_{12}

Б.П.Горшунов^{1,2}, Е.С.Жукова¹, Г.А.Командин², В.И.Торгашев³, А.В.Муратов⁴,
Ю.А.Алешенко⁴, С.В.Демишев^{1,2}, Н.Ю.Шицевалова⁵, В.Б.Филиппов⁵, Н.Е.Случанко^{1,2}

¹Московский физико-технический институт (государственный университет)

²Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук

³Физический факультет Южного федерального университета, Ростов на Дону

⁴Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

⁵Frantsevich Institute for Problems of Materials Science, NASU, Kiev, Ukraine

Редкоземельные бориды RB_{12} проявляют свойства, представляющие интерес как в фундаментальном, так и в прикладном отношении [1]. В работе выполнены детальные исследования инфракрасного электродинамического отклика немагнитного додекаборида LuB_{12} с целью выяснения возможных низкоэнергетических (коллективных)

возбуждений в этом соединении со структурой каркасного стекла и динамическими зарядовыми страйпами [2]. При комнатной температуре измерены широкополосные (частоты 40 – 35000 cm^{-1}) спектры коэффициента отражения высококачественных монокристаллов LuB_{12} различного изотопического состава ($\text{Lu}^{\text{nat}}\text{B}$, Lu^{10}B , Lu^{11}B). Обнаружено (см. Рис.1), что, помимо друдевской спектральной компоненты, связанной с откликом носителей заряда, в спектрах динамической проводимости наблюдается дополнительный вклад от сильно переторможенного возбуждения с необычно высоким диэлектрическим вкладом $\Delta\epsilon \approx 10000$ и с нелоренцевской спектральной формой. Мы полагаем, что природа возбуждения связана с коллективной динамикой ян-теллеровских колебаний комплексов $[\text{B}_{12}]^{2-}$, индуцирующих квази-локальные колебательные моды (rattling modes) ионов лютетия, что, в свою очередь, через изменение степени $5d-2p$ гибридизации модифицирует характеристики электронов проводимости. Выполнены оценки параметров носителей заряда

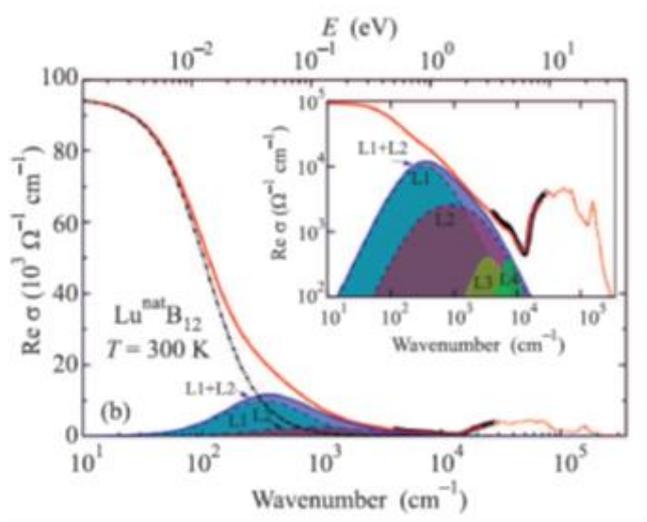


Рис.1. Инфракрасный спектр проводимости $\text{Lu}^{\text{nat}}\text{B}_{12}$ и отдельные его компоненты.

обоих типов. Обнаружено, что в пределах экспериментальных погрешностей коллективное возбуждение не зависит от изотопического состава по бору в LuB_{12} .

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №17-12-01426 с использованием оборудования ЦКПФ Физического института им. П.Н.Лебедева РАН.

[1]. P.Alekseev, G. Grechnev, N. Shitsevalova, K. Siemensmeyer, N. Sluchanko, O. Zogal, and K. Flachbart, in Rare Earths: Research and Applications, edited by K. Delfrey (Nova, Commack, New York, 2008) Chap. 2, p. 79.

[2]. N. Sluchanko, A. Bogach, N. Bolotina, V. Glushkov, S. Demishev, A. Dudka, V. Krasnorussky, O. Khrykina, K. Krasikov, V. Mironov, V. Filipov, N. Shitsevalova. Rattling mode and symmetry lowering resulting from instability of B_{12} -molecule in LuB_{12} . Phys. Rev. B. (2018)

Диэлектрический отклик монокристаллических гексаферритов М-типа $\text{Ba}_{(1-x)}\text{Pb}_x\text{Fe}_{12}\text{O}_{19}$ в терагерцовом-инфракрасном диапазоне частот

Алябьева Л.Н.¹, Чечёткин А.В.¹, Торгашев В.И.², Винник Д.А.³, Жукова Е.С.¹, Прохоров А.С.^{1,4}, Горшунов Б.П.^{1,4}

¹Лаборатория терагерцовой спектроскопии,

Московский физико-технический институт (государственный университет)

²Физический факультет, Южный федеральный университет

³Лаборатория роста кристаллов, Южно-уральский государственный университет

⁴Институт общей физики им. А.М. Прохорова, Российская академия наук

Функциональные материалы, допускающие возможность варьирования диэлектрических параметров для конкретных задач, в частности, в областях, связанных с генерацией, детектированием и фильтрованием сигналов, являются крайне востребованными в современной электронике. В качестве примера применения указанных материалов стоит упомянуть фазовращатели и вентили СВЧ-диапазона, устройства телекоммуникаций – радиолокации и космической связи, поглощающие покрытия для защиты чувствительных элементов электроники, излучатели терагерцового и субтерагерцового диапазонов и т.д. Перспективными для применения в вышеуказанных устройствах являются монокристаллические соединения со структурой магнетоплюмбита, гексаферриты. Общая химическая формула гексаферрита М-типа записывается как $\text{AM}_{12}\text{O}_{19}$, где в роли крупного катиона А как правило выступают ион Ва, Pb, Sr, а более мелкие катионы М наиболее часто представлены ионами Fe. Подстройка параметров в данных соединениях осуществима благодаря достаточно сложному строению кристаллической решетки гексаферритов [1], в которой крупный катион (Ва, Pb) имеет двенадцатикоординационное окружение, а ионы Fe^{3+} распределяются по пяти различным кристаллографическим позициям, три из которых октаэдрические, одна тетраэдрическая и одна представляет собой тригональную бипирамиду. Частичная замена ионов бария на более тяжелые ионы свинца, обладающие к тому же меньшим ионным радиусом, приводит к разупорядочению структуры, изменению локальной симметрии сайт-позиций катионов, и, как следствие, неизбежно влияет на диэлектрические характеристики соединения, в частности, на комплексную диэлектрическую проницаемость, комплексный показатель преломления, тангенс угла потерь и т.д. В данной работе проведено подробное изучение спектров комплексной диэлектрической проницаемости в области $10\text{-}8000\text{ см}^{-1}$ в диапазоне температур $5\text{-}300\text{ К}$ методами терагерцовой и инфракрасной спектроскопии кристаллов $\text{Ba}_{0.4}\text{Pb}_{0.6}\text{Fe}_{12}\text{O}_{19}$ $\text{Ba}_{0.9}\text{Pb}_{0.1}\text{Fe}_{12}\text{O}_{19}$. Исследованы резонансные линии поглощения, относящиеся к решеточным возбуждениям, а также низкоэнергетическая динамика резонансов в области $10\text{-}100\text{ см}^{-1}$, природа которых отлична от фоновых колебаний. Проведено моделирование наблюдаемых особенностей методом наименьших квадратов с использованием модели независимых Лорентцианов, что позволило определить параметры (диэлектрический вклад, резонансная частота, сила осциллятора) всех зарегистрированных линий поглощения. Проведено сравнение результатов для различных степеней замещения ионов Ba^{2+} для двух имеющихся составов и с предыдущими данными [2].

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (Проект 5-100).

1. Obradors, X., Collomb, A., Pernet, M., Samaras, D., & Joubert, J. C. (1985). X-ray analysis of the structural and dynamic properties of $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ hexagonal ferrite at room temperature. *Journal of Solid State Chemistry*, 56(2), 171-181.

2. L. Alyabyeva, D. Vinnik, V. Torgashev, S. Gudkova, E. Zhukova, A. Prokhorov, D. Zherebtsov, B. Gorshunov "Dielectric response in pure and Al-doped single crystal $\text{Ba}_{0.8}\text{Pb}_{0.2}\text{Fe}_{12-x}\text{Al}_x\text{O}_{19}$ M-type hexaferrite at terahertz frequencies" // Proc. of SCES 2017, 16-22 July 2017, Prague, Czech Republic.

Низкоэнергетический электродинамический отклик монокристаллов гексаферрита бария М-типа, легированных титаном $\text{BaTi}_x\text{Fe}_{12-x}\text{O}_{19}$

С.Р. Егиян¹, Л.Н. Алябьева¹, В.И. Торгашев², Е.С. Жукова¹, Д.А. Винник³,
С.А. Гудкова^{3,4}, А.С. Прохоров^{1,5}, Б.П. Горшунов^{1,5}

¹Московский физико-технический институт (государственный университет)

²Физический факультет, Южный федеральный университет

³Южно-уральский государственный университет

⁴НОЦ "Нанотехнологии", Московский физико-технический институт (государственный университет)

⁵Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук

Гексаферриты М-типа активно используются в микроволновых фильтрах, постоянных магнитах и устройствах записи [1]. Оптически непрозрачные кристаллы слоистой структуры $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ содержат ионы Fe^{3+} в

пяти различных кристаллографических позициях: три в октаэдрах (2a, 4f1, 12k), одну в тетраэдре (4f2) и одну в пятикоординационной бипирамиде (2b) [2]. При легировании структуры ионы титана встраиваются в три кристаллографические позиции, в соотношении 2:2:1 в октаэдры 2a, тетраэдры 4f2 и бипирамиды 2b в устойчивом состоянии Ti^{4+} , эффективный ионный радиус которого меньше радиуса Fe^{3+} . Зарядовое равновесие при этом достигается за счет восстановления части трехвалентного железа до двухвалентного, что также оказывает значительное влияние на длины связей и величину локального кристаллического поля.

В данной работе впервые проведено исследование монокристаллов $BaTi_{0.6}Fe_{11.4}O_{19}$ и $BaTiFe_{11}O_{19}$ методами терагерцовой и инфракрасной спектроскопии в интервале частот от 10 до 8000 см^{-1} и при температурах 5-300 К. Спектры были зарегистрированы в двух принципиальных поляризациях: а) вектор E высокочастотного электромагнитного поля параллелен и б) перпендикулярен кристаллографической оси c . Измеренные спектры были промоделированы с применением метода наименьших квадратов с использованием модели независимых Лорентцианов. В дальней инфракрасной области ($100\text{-}1000\text{ см}^{-1}$) обнаружен богатый набор фоновых резонансов. В диапазоне от 10 до 100 см^{-1} наблюдаются демпфированные линии поглощения, природа которых нами связывается с электронными переходами между компонентами тонкой структуры расщепленного основного состояния Fe^{2+} . В докладе представлен детальный анализ природы обнаруженных линий поглощения.

Данная работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (Проект 5-100).

1. Kimura. T.. Ann. Rev. Condens. Matter Phys. 2012.V.3 P 93 -110.
2. Mikheykin A.S. et al.. The European Physical Journal. 2014. P. 1-2.

Фазовые переходы электронной системы $PdSe_2$, индуцированные высоким давлением

А.О. Баскаков¹, П.Г. Наумов^{1,2}, С.С. Старчиков¹, Н.Е. Гервиц¹, А.Г. Иванова¹, И.С. Любутин¹

¹ ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук

² Max Planck Institute for Chemical Physics of Solids, Dresden, Germany

Дихалькогениды переходных металлов (ДХПМ) в течение последних десятилетий привлекают все большее внимание научного сообщества. Это обусловлено их физическими свойствами и потенциальными применениями в электронике и оптоэлектронике [1]. Внешнее давление даёт возможность инициировать новые свойства ДХПМ такие как: переход изолятор-металл или образование сверхпроводящего состояния [2].

При атмосферном давлении $PdSe_2$ кристаллизуется в орторомбической слоистой кристаллической структуре типа PdS_2 , пространственной группы $Pbca$, и демонстрирует полупроводниковый тип проводимости с непрямой запрещенной зоной $\sim 0,25\text{ эВ}$. При высоком давлении $PdSe_2$ кристаллизуется в структуре типа пирита [3].

В данной работе мы провели структурные, оптические и транспортные исследования монокристалла $PdSe_2$ при высоких давлениях и низких температурах [4]. Измерения структуры образца происходило на Европейском Источнике Синхротронного Излучения ESRF, на станции ID-27. В качестве передающей среды выступал NaCl; измерения проводились на длине волны $0,7702\text{ \AA}$. Мы обнаружили, что увеличение давления приводит к электронному переходу типа изолятор-металл, а также росту критической температуры вплоть до 13 К. Отметим, что переход изолятор-металл не сопровождается изменением структуры и, скорее всего, является следствием перестройки электронной системы $PdSe_2$.

Благодарности: Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 17-72-20200).

1. Wang Q. H. et al. Electronics and optoelectronics of two-dimensional transition metal dichalcogenides //Nature nanotechnology. – 2012. – Т. 7. – №. 11. – С. 699-712.
2. Pan X. C. et al. Pressure-driven dome-shaped superconductivity and electronic structural evolution in tungsten ditelluride //Nature communications. – 2015. – Т. 6.
3. Soulard C. et al. Experimental and theoretical investigation on the relative stability of the PdS_2 -and pyrite-type structures of $PdSe_2$ //Inorganic chemistry. – 2004. – Т. 43. – №. 6. – С. 1943-1949.
4. ElGhazali M. A. et al. Pressure-induced superconductivity up to 13.1 K in the pyrite phase of palladium diselenide $PdSe_2$ //Physical Review B. – 2017. – Т. 96. – №. 6. – С. 060509.

Структурные переходы в олове при высоких давлениях до 230 ГПа

А.Г. Иванова^{1,2}, И.А. Троян^{1,2,3}, А.Г. Гаврилюк^{1,2,3}, И.С. Любутин¹

¹ Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова, ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

² Институт ядерных исследований Российской академии наук

³ Балтийский федеральный университет имени Иммануила Канта

Поиск высокотемпературной сверхпроводимости является одной из основных задач физики конденсированного состояния и химии твердого тела. Полигидриды металлов, в том числе Sn могут рассматриваться перспективными кандидатами в сверхпроводники, при высоких давлениях. По теоретическим расчётам [1,2] гидриды олова при давлениях 150-250 ГПа переходят в сверхпроводящее состояние с критическими температурами около 100 К. Кроме того, мессбауэровский изотоп ^{119}Sn недавно использовался как сенсор магнитного поля в поисках сверхпроводимости в сероводороде H_2S , сжатом до 150 ГПа [3]. Для успешного синтеза, исследования структуры и проводящих свойств гидрида олова необходимо предварительное исследование структуры металлического олова при соответствующих мегабарных условиях.

В нашей работе кристаллическая структура олова (Sn) исследована *in situ* в камерах с алмазными наковальнями методом синхротронной рентгеновской дифракции станциях ID27 ESRF (Франция) и P02 PETRA III (Германия) в диапазоне давлений 76 – 230 ГПа. Проведено пять серий экспериментов с использованием разных сред передающих давление (He, NaCl, ПЭС и H₂). Экспериментально показано, что при давлениях 76-160 олово имеет кубическую объёмно-центрированную структуру Sn-bcc. При давлениях около 160 ГПа зафиксировано начало перехода в фазу Sn-hcp с гексагональной плотнейшей упаковки атомов олова. В диапазоне 160-230 ГПа наблюдается сосуществование обеих фаз. Полнопрофильный анализ рентгенограмм и расчет параметров элементарных ячеек выполнен методом Ле Бейла в программе JANA2006. Объёмы элементарных ячеек аппроксимированы функцией Бёрча-Мурнагана, построено уравнение состояния олова при комнатной температуре в диапазоне давлений 76-230 ГПа (Рис. 1). В результате анализа методом Ритвельда определена зависимость количественного соотношения кубической и гексагональной фаз от давления. Показано, что низкая степень гидростатичности (NaCl и ПЭС) способствует формированию гексагональной модификации, а диффузия водорода в структуру олова напротив замедляет фазовый переход в гексагональную фазу.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 16-12-10464 и РФФИ 17-02-00766, а также программы РАН III.2П «Сильно коррелированные электронные системы». При подготовке зарядки образцов для эксперимента использовалось оборудование ЦКП "Ускорительный центр нейтронных исследований структуры вещества и ядерной медицины" Института ядерных исследований РАН

О корреляциях электронов и фотонов в сцинтилляционных нанопроводах

А.П. Покидов, Н.В. Классен, В.В. Кедров

Институт физики твердого тела Российской академии наук

Композитные сцинтилляторы из неорганических наночастиц и органических люминофоров, разработанные в ИФТТ РАН [1], обладают уникальной комбинацией высокой поглощающей способности для ионизирующего излучения, наносекундного времени высвечивания сцинтилляций и высоким световыходом. Это достигнуто сверхбыстрой передачей энергии возбуждения от тяжелых неорганических частиц, поглощающих рентгеновские фотоны, к органическим люминофорам, излучающим свет. Отверждение исходно растворенной в толуоле композиции из наночастиц сульфата цезия и полистирола с дифенилоксазолом как активатором люминесценции на быстро вращающемся диске центрифуги позволило получить два вида упорядоченных сцинтилляционных наноструктур с улучшенным выходом люминесценции. Непосредственно на диске образуются пленки с ориентированными по его радиусу полимерами и периодической модуляцией плотности наночастиц в тангенциальном направлении. Под действием центробежной силы с вращающегося диска происходит выброс микрокапель композита, из которых в полете формируются микроволокна с внешними диаметрами от 1 до 50 мкм. Электронная и оптическая микроскопии этих волокон выявили формирование внутри внешней оболочки микроволокон длинных нитей диаметрами от 100 нм до микрона (т.е. нанопроводов) с поперечной субмикронной периодической модуляцией их структуры и оптических свойств. Световыход сцинтилляций в таких наноструктурах заметно возрос по сравнению с композитами, отвержденными на неподвижной подложке (в ориентированных пленках на 20%, в волокнах – на 30%). Во-первых, это объясняется тем, что центробежная сила сориентировала молекулы полимера, усилив связь бензольных колец с наночастицами и улучшив передачу возбуждений от наночастиц, поглощающих ионизирующее излучение, к излучающим свет полимерам. Кроме того, формирование нанопроводов с поперечной модуляцией структуры создает особые условия для взаимодействия ступков электронных возбуждений, созданных поглощением жестких рентгеновских квантов, с излучаемых ими световыми фотонами. Поперечная модуляция структуры образует распределенную обратную связь, усиливая излучение фотонов в параллельном волокну направлении. Это подтверждено угловой анизотропией сцинтилляционного излучения с преимущественным направлением вдоль волокон. Периодическое распределение наночастиц, из которых поглощением рентгеновских квантов выбрасываются электроны, создает первичную модуляцию плотности электронных возбуждений. В итоге взаимодействие пространственно модулированных электронной и фотонной систем с сильной поперечной локализацией в нанопроводе формирует структуру скоррелированных электронно-фотонных возбуждений, по поведению сильно отличающихся от объемного случая. Подтверждение этого – преимущественная поляризация сцинтилляционного света параллельно нанопроводам. Высокая локальная плотность скоррелированных возбуждений открывает серьезные перспективы для значительного улучшения характеристик радиационных детекторов на основе сцинтилляционных нанопроводов: усиление световыхода и направленности с одновременным ускорением времени высвечивания до пикосекундного уровня и улучшением пространственного разрешения до субмикронных масштабов. Важно отметить, что формирование обеспечивающих это сцинтилляционных нанопроводов обеспечивается сравнительно простыми методиками, позволяющими изготавливать на этой основе матричные рентгеновские и гамма- детекторы больших поперечных сечений.

1. N.V.Klassen, A.P. Pokidov, V.V. Kedrov, Inorganic Materials: Applied Research, 2018, Vol.9, pp. 141-146.

Динамические корреляции электронов, фотонов и фононов в наноструктурированных средах при деформировании

С.А. Винокуров, Н.В. Классен, Е.Н. Классен

Институт физики твердого тела Российской академии наук, Черноголовка.

Представлены результаты исследований влияния деформационных воздействий интенсивного оптического и рентгеновского облучения, а также механического и акустического нагружений на конденсированные среды двух видов: кристаллические материалы и водные суспензии с неорганическими наночастицами и органическими молекулами. При достаточно больших величинах пластического деформирования моно- и поликристаллов всех видов (металлов, полупроводников, диэлектриков) в них наблюдается формирование наноразмерных сверхструктур из дислокационных рядов и межзеренных границ, демонстрирующих высокую степень пространственной периодичности. Это выявляется электронной и оптической микроскопией, а также угловой дискретизацией рассеяния световых волн, отражаемых или пропускаемых такого рода структурами. Наномасштабная периодичность, возникающая при интенсивном деформировании, соответствует теореме Пригожина о минимизации производства энтропии в динамических процессах, индуцированных сильными отклонениями системы от равновесия. С другой стороны, наномасштабная периодичность сверхструктур, возникающих при интенсивном деформировании кристаллических материалов, заметным образом модифицирует спектры электронных, фононных и фотонных систем, а за счет этого и поведение материала в целом. Например, образование периодических дислокационных сеток, за счет движения которых осуществляется деформационный массоперенос, приводит к минимизации потерь механической энергии, вводимой в кристалл для поддержания стационарного режима деформирования. Это связано с тем, что основная часть такого рода диссипации обусловлена излучением фононов движущимися дислокациями, энергия которых в конечном итоге переходит в тепловую. Но если дислокационная структура достаточно периодична, резонансные частоты фононов, излучаемых движущимися дислокациями, для разных участков дислокационной системы близки друг к другу. Поэтому фононы, излученные при перемещении одного звена дислокационной сетки, с большой вероятностью будут поглощены другим таким же звеном, стимулировав теперь уже его перемещение. Аналогичные рассуждения можно применить и к электронно-фотонной подсистеме, которая в металлах и полупроводниках может играть заметную роль в процессах диссипации вводимой для деформирования механической энергии. С этой точки зрения возникает новая трактовка кажущегося парадокса фотопластического эффекта в полупроводниках, когда там генерация светом свободных электронов должна приводить к нейтрализации имеющихся в кристалле электрических зарядов и за счет этого ослаблению, а не наблюдающемуся усилению торможения заряженных дислокаций. Но если принять точку зрения, что нейтрализация дислокационных зарядов при генерации неравновесных электронов светом в непосредственной окрестности дислокаций приводит, в первую очередь, к ослаблению описанного выше дислокационно-фононного обмена, то усиливающееся при этом торможение дислокаций станет естественным. Необходимо отметить, что ближайшие окрестности дислокационных ядра являются особыми зонами локализации и неравновесных электронов, и фононов, и фотонов, которые в идеальном случае могут свободно перемещаться вдоль ядра, но не перпендикулярно ему. По этой причине при вызванном освещением ослаблении взаимодействия дислокаций с объемными фононами должно усилиться корреляционное взаимодействие между захваченными дислокациями электронами и локальными фононами, которые неизбежно будут возбуждаться при движении дислокаций. Следует отметить, что исследования перегруппировок наночастиц в водных суспензиях при лазерном и рентгеновском облучении выявило ряд аналогий с деформационными преобразованиями сверхрешеток в кристаллах.

Данная работа частично поддерживалась грантом РФФИ 16-29-11702_офи_м.

Планетарно экситонная модель куперовской пары.

Л.Н. Жерихина, А.М. Цховребов

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

Одним из существенных недостатков БКШ, является то, что уравнение Шредингера, описывающее взаимодействие электронов в куперовской паре, записывается в импульсном пространстве. Буквальный перевод уравнения такого вида в координатное представление неминуемо приводит к δ -образному потенциалу, что на наш взгляд является слишком грубым выражением электрон-фононного взаимодействия. Попытке устранения этого недостатка посвящена данная статья. Выражение для энергии пары, записанное в координатном пространстве, было бы не только нагляднее, но возможно позволило бы пролить свет на механизм возникновения ВТСП.

Выделим в гамильтониане пары электронов, взаимодействующих за счет обмена виртуальными фононами, части, соответствующие кинетической и потенциальной энергиям. Потенциальная энергия при этом будет зависеть от межэлектронного расстояния ζ : $\hat{H}\psi = \hat{K}\psi + \Pi(\zeta)\psi$. Энергетическая поправка во втором порядке, отвечающая обмену виртуальными фононами, вычисленная методами квантовой теории поля аналогично случаю обмена виртуальными фотонами для электрических сил, автоматически приводит к «фононному потенциалу» кулоновского типа $\Pi(\zeta) = -\frac{\beta}{\zeta}$, где β – константа, а знак минус соответствует случаю фононного притяжения.

Однако эта аналогия с виртуальными фотонами является не полной, т.к. не учитывает наличия в кристаллической решетке минимального расстояния, отвечающего её периоду a . На расстояниях $\zeta < a$ притяжение за счет обмена

виртуальными фононами перестает действовать. Учет дискретности решетки может быть произведен аналогично распространенному в квантовой теории поля способу устранения ультрафиолетовой расходимости методом вычитания из пропагатора безмассового фотона, пропагатор, отвечающий большой массе M : $\frac{1}{p^2} \rightarrow \frac{1}{p^2} - \frac{1}{p^2 + M^2}$.

Пропагатору массивного фотона соответствует экранированный потенциал. На «фононном языке» в координатном пространстве это приводит к следующему выражению для потенциала взаимодействия $\Pi(\zeta) = -\frac{\beta}{\zeta} \rightarrow \Pi(\zeta) = -\left(\frac{\beta}{\zeta} - \frac{\beta}{\zeta} e^{-\frac{\zeta}{a}}\right)$. В итоге фононный потенциал $\Pi(\zeta)$ оказался состоящим из двух частей:

«притягивающего кулона» и сильно отталкивающей сердцевины, экранированной на расстоянии одного периода решетки.

Другой частью гамильтониана, отвечающей отталкиванию электронов в паре в силу соотношения Гейзенберга, окажется кинетическая энергия $\hat{K}\psi = \frac{v_F \hbar}{\zeta} \psi$. Разделяя отталкивающую и притягивающую части в

гамильтониане, получим $\hat{H}\psi = \left(\frac{v_F \hbar}{\zeta} + \frac{\beta}{\zeta} e^{-\frac{\zeta}{a}}\right)\psi - \frac{\beta}{\zeta} \psi$. С целью определения минимума энергии, отвечающего

устойчивому состоянию, продифференцируем её по ζ $\frac{\partial}{\partial \zeta} \hat{H}\psi = \left(-\frac{1}{\zeta^2} \left(v_F \hbar + \beta e^{-\frac{\zeta}{a}}\right) - \frac{\beta}{\zeta a} e^{-\frac{\zeta}{a}}\right)\psi + \frac{\beta}{\zeta^2} \psi = 0$. Иными

словами получим уравнение $-\frac{\beta}{\zeta a} e^{-\frac{\zeta}{a}} + \frac{\beta}{\zeta^2} = \frac{v_F \hbar}{\zeta^2} + \frac{\beta}{\zeta^2} e^{-\frac{\zeta}{a}}$ или $1 - \frac{v_F \hbar}{\beta} = \left(1 + \frac{\zeta}{a}\right) e^{-\frac{\zeta}{a}}$, определяющее значение

расстояния ζ_0 в состоянии равновесия, когда силы притяжения и отталкивания равны. На больших расстояниях $\zeta_0 \gg a$ единицей в скобках можно пренебречь, и мы получаем $1 - \frac{v_F \hbar}{\beta} \approx \frac{\zeta_0}{a} e^{-\frac{\zeta_0}{a}}$.

Анизотропное влияние зарождающейся сверхпроводимости на электронный транспорт в FeSe

Т.И. Могилук¹, К.К. Кешарпу², П.Д. Григорьев^{2,3}

¹Научно-исследовательский центр Курчатовский институт

²Национальный исследовательский и технологический университет «МИСиС»

³Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук

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

В настоящей работе предложено теоретическое описание проводимости именно в такой неоднородной системе со сверхпроводящими островками сферической формы с произвольным эксцентриситетом, т.е. в форме эллипсоида вращения с двумя одинаковыми главными осями вдоль проводящей плоскости и меньшей главной осью в межслоевом направлении. Анализ полученных экспериментальных результатов в рамках данной модели позволил получить как качественное, так и количественное согласие при оценке доли сверхпроводящей фазы, полученной при измерениях магнитной восприимчивости и электронного переноса.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 18-32-00205, 18-02-01022, 18-02-00280).

1. V. Z. Kresin, Yu. N. Ovchinnikov, and S. A. Wolf, Physics Reports 431, 231 (2006).
2. A. A. Sinchenko, P. D. Grigoriev, A. P. Orlov, A. V. Frolov, A. Shakin, D. A. Chareev, O. S. Volkova, and A. N. Vasiliev, Phys. Rev. B 95, 165120 (2017).
3. P.D. Grigoriev, A.A. Sinchenko, K.K. Kesharpu, A. Shakin, T.I. Mogilyuk, A.P. Orlov, A.V. Frolov, D.S. Lyubshin, D.A. Chareev, O.S. Volkova, A.N. Vasiliev // JETP Letters, Vol. 105, Issue 12, P. 786–791 (DOI:10.1134/S0021364017120074).

Модель инфракрасного светодиода на основе графена

Г.О. Абдуллаев Г.О.¹, З.З. Алисултанов^{1,2}

¹Институт физики им. Амирханова ДНЦ РАН, Махачкала

²Дагестанский государственный университет, Махачкала

В настоящей работе мы предлагаем модель графенового светодиода для инфракрасного диапазона. Модель основана на гетероструктуре из монослоя и щелевого бислоя графена [1]. Щелевым бислоем мы называем двухслойный графен, состоящий из щелевых монослоев, причем запрещенная щель в последних обусловлена нарушением эквивалентности подрешеток внутри слоев. Принцип работы предлагаемого устройства основан на предсказанном недавно эффекте регулирования запрещенной щели такого бислоя графена под действием напряжения на затворе [2]. При этом важно, что изменение знака напряжения на затворе приводит к изменению характера перестройки спектра. Так, если напряжение в одном направлении приводит к уменьшению щели вплоть до полного её закрытия, то напряжение противоположного знака, наоборот, увеличивает ширину щели. Такое поведение является ключевым для предлагаемого устройства, обеспечивая односторонность электронного транспорта - суть диода. Примечательно, что эти эффекты сохраняются и в более строгой модели, в которой учитываются все основные интегралы перекрытия.

Предлагаемое устройство работает следующим образом: прикладывая напряжение затвора можно уменьшить ширину запрещенной зоны бислоя, который в нашей модели выступает в качестве контакта между двумя допированными монослоями. При некотором значении напряжения ток возникает от *n*-допированного монослоя к *p*-допированному. Затем электроны рекомбинируют излучая инфракрасные фотоны.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов: президента РФ (МК-2130.2017.2), РФФИ (№ 18-02-01022а).

1. Z.Z. Alisultanov, M.S. Reis, arXiv:1608.05388v1

2. З. З. Алисултанов, *Письма в ЖЭТФ*, **103**:9 (2016), 679–683

Теория индуцированного деформацией фазового перехода тип-II-тип-I в вейлевском полуметалле WTe_2

З.З. Алисултанов^{1,2}

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

²Дагестанский государственный университет, Махачкала

Деформация кристаллической решетки вейлевских материалов, в которых точки Вейля с противоположными киральностями разделены в импульсном пространстве, приводит к возникновению калибровочных псевдо-полей: магнитного и электрического. Недавно, калибровочные поля открыты и в вейлевских полуметаллах [1]. В данной работе мы показали, что под действием таких полей в некоторых вейлевских полуметаллах (ВП) возможно сосуществование двух типов (тип-I и тип-II) вейлевских фермионов. Последнее связано с тем, что фазовый переход между типами I и II под действием псевдо-полей происходит только вблизи одной из вейлевских точек. Мы предложили этот эффект как одно из возможных качественных объяснений индуцированного одноосной деформацией перехода тип-II - тип-I в вейлевском полуметалле WTe_2 [2]. Оказалось, что картина, основанная на концепции псевдо-полей описывает все основные особенности указанного фазового перехода. Мы предсказали аналогичный фазовый переход при изгибе тонких пленок вейлевских полуметаллов.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов: президента РФ (МК-2130.2017.2), РФФИ (№ 18-02-01022а)

[1] Cortijo, A., Ferreira, Y., Landsteiner, K. & Vozmediano, M. A. N. *Phys. Rev. Lett.* 115, 177202 (2015)

[2] Soluyanov, A. et al. *Nature* 527, 495-498 (2015)

Причина неподавляемости *d*-типа сверхпроводимости купратным взаимодействием в купратных сверхпроводниках и невозможность существования в них *s*-фазы

В.В. Вальков, Д.М. Дзедзисашвили, М.М. Коровушкин, А.Ф. Барабанов

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

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

Впервые показано, что для реальной модели электронного строения купратных сверхпроводников в режиме сильных корреляций уравнение самосогласования для сверхпроводящего параметра порядка с *s*-типом симметрии не имеет решения. При этом сверхпроводящая *d*-фаза реализуется при любом значении межзельного кулоновского отталкивания ближайших кислородных дырок. Подавление *d*-фазы происходит только за счет кулоновского отталкивания дырок во второй координационной сфере. Выявленные закономерности обусловлены особенностями кристаллографического строения CuO_2 -плоскости и объясняют результат экспериментально наблюдаемой конкуренции между *d*- и *s*-сверхпроводящими фазами.

Для описания куперовской неустойчивости в купратных ВТСП часто привлекаются базовые модели теории систем с сильными электронными корреляциями: модель Хаббарда, *t*-*J*-и *t*-*J**- модели. В них обменный механизм приводит к реализации куперовской неустойчивости в *d*-канале. Такой механизм подавляется при

включении межузельного кулоновского отталкивания носителей тока, находящихся на соседних узлах. Этот эффект является настолько сильным, что уже при значении параметра кулоновского отталкивания $V = 1-2$ eV сверхпроводящая фаза не реализуется совсем. Поскольку кулоновское взаимодействие ближайших кислородных дырок не может быть экранировано, то отмеченный эффект приводит к принципиальным трудностям применения отмеченных подходов для описания сверхпроводимости в купратах.

В нашей работе проблема нейтрализации кулоновского отталкивания носителей тока решается в рамках трехзонной модели Эмери, учитывающей реальную структуру CuO_2 -плоскости. Анализ возможностей реализации сверхпроводящих фаз с различным типом симметрии параметра порядка проведен на основе уравнений для нормальных и аномальных функций Грина:

$$\begin{aligned} (\omega - \xi_x) G_{1j} &= \delta_{1j} + t_k G_{2j} + J_x G_{3j} + \Delta_{1k} F_{2j}, & (\omega - \xi_y) G_{2j} &= \delta_{2j} + t_k G_{1j} + J_y G_{3j} + \Delta_{2k} F_{1j}, \\ (\omega - \xi_z) G_{3j} &= \delta_{3j} K_k + (J_x G_{1j} + J_y G_{2j}) K_k + \Delta_{3k} F_{3j}, & (\omega + \xi_x) F_{1j} &= \Delta_{2k}^* G_{2j} - t_k F_{2j} - J_x F_{3j}, \\ (\omega + \xi_y) F_{2j} &= \Delta_{1k}^* G_{1j} - t_k F_{1j} - J_y F_{3j}, & (\omega + \xi_z) F_{3j} &= \Delta_{3k}^* G_{3j} - (J_x F_{1j} + J_y F_{2j}) K_k. \end{aligned}$$

Показано, что учет реальной структуры CuO_2 -плоскости ВТСП приводит к тому, что вклад кулоновского взаимодействия между дырками, находящимися на ближайших ионах кислорода не входит в ядро интегрального уравнения, определяющего реализацию куперовского спаривания в d -канале. В результате d -волновая сверхпроводимость сохраняется и при большом значении кулоновского отталкивания. Существенным является тот факт, что для s -канала нетривиального решения уравнений сверхпроводимости не существует. Полученный результат дает ответ на давно стоящий вопрос: почему, несмотря на сильное неэкранированное кулоновское взаимодействие между ближайшими кислородными дырками, в купратах реализуется сверхпроводящая d -фаза. Отметим, что в обычных сверхпроводниках отрицательное влияние кулоновского взаимодействия подавлялось за счет электрон-фононного взаимодействия. В купратах нейтрализация кулоновского отталкивания происходит вследствие электронного строения решетки этих соединений.

Кинетика фазового перехода металл-изолятор на основе феноменологической теории с двумя параметрами порядка

Л.Б. Дубовский

НИЦ "Курчатовский институт"

Рассматривается фазовый переход металл-изолятор в рамках подхода Гинзбурга-Ландау на основе феноменологической теории с двумя параметрами порядка. Одним из параметров порядка является плотность массы, изменение которой отвечает за возникновение ненулевого перекрытия между зонами изолятора и появление носителей свободных электронов. Предполагается, что этот переход является фазовым переходом первого порядка. Носители свободных электронов описываются векторной функцией, представляющей параметр порядка, отвечающий за непрерывный фазовый переход. Этот параметр порядка определяет главным образом физические свойства перехода металл-изолятор и приводит к сингулярности поверхностного натяжения на границе раздела металл-изолятор.

Магнитное поле существенно влияет на поведение фазового перехода. Магнитное поле приводит к новым особенностям поверхностного натяжения на границе раздела металл-изолятор и к резкому изменению кинетики фазового перехода. Одна из сингулярностей является проявлением диамагнетизма Ландау и определяет аномальные особенности кинетики перехода металл-изолятор.

Межэлектронные взаимодействия в многотерминальных квантовых проводниках

А.А. Горбачевич^{1,2,3}, Н.М. Шубин^{2,3}

¹ *Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук*

² *Национальный исследовательский университет «МИЭТ»*

³ *НИИ Молекулярной электроники*

Туннельная прозрачность представляет собой важнейшую характеристику когерентного транспорта квантовой системы, проявляющуюся в большинстве практических применений. В силу интерференции в сложных системах туннельная прозрачность может иметь как максимумы, так и минимумы, положение которых нетривиальным образом зависит от структуры системы. С учетом корреляций задача исследования прозрачности становится еще более сложной. В работах [1] построена единая теория резонансов и связанных состояний в континууме для двухконтактных эрмитовых систем в приближении сильной связи, но без учета межэлектронных корреляций.

В настоящей работе производится обобщение разработанного ранее подхода на случай систем с несколькими контактами (многотерминальных систем) с учетом межэлектронного взаимодействия в рамках модели Хаббарда. Полученное обобщение способствует построению правил дизайна квантовых систем с кулоновскими корреляциями с заданными транспортными характеристиками. Построенная теория также позволяет сделать вывод и о возможности существования связанных состояний в континууме в многотерминальных квантовых проводниках даже при наличии кулоновского межэлектронного взаимодействия. Этот результат существенно обобщает предыдущие исследования, в которых рассматривались лишь частные примеры структур (см., например, [2]).

Практическое применение результаты работы могут найти в области теоретического описания, моделирования и дизайна молекулярных электронных компонентов, таких как транзисторные ключи, логические вентили, а также элементы памяти.

1. А. А. Горбачевич и Н. М. Шубин, Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики **103**, 866 (2016); A. A. Gorbachevich and N. M. Shubin, Ann. Phys. (N. Y.) **376**, 353 (2017); A. A. Gorbachevich и N. M. Shubin, Phys. Rev. B **96**, 205441 (2017).
2. M. A. Sierra, M. Saiz-Bretín, F. Domínguez-Adame, и D. Sánchez, Phys. Rev. B **93**, 235452 (2016).

Метастабильные состояния разогретого плотного водорода

Г.Э. Норман^{1,2,3}, И.М. Сайтов^{2,1,3}, Р.А. Сартан^{2,3}

¹Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»

²Объединённый институт высоких температур РАН

³Московский физико-технический институт (государственный университет)

Указания на фазовый переход первого рода флюид-флюид в разогретом плотном водороде и дейтерии были получены в ряде экспериментов на ударных волнах и алмазных наковальнях. Во многих экспериментах был зафиксирован скачок проводимости, однако скачок плотности – лишь в некоторых, что ставит под вопрос природу фазового перехода. Метастабильные состояния, сопутствующие переходу, могут служить критерием того, что это фазовый переход первого рода.

В данной работе применяется квантово-механическое моделирование на основе теории функционала плотности. В ячейке рассчитывается 512 атомов водорода вдоль изотерм 700 и 1000 К в диапазоне плотностей 0.880 – 1.115 г/см³. В качестве обменно-корреляционного потенциала был выбран PBE, как тот, что лучше всего воспроизводит давления и температуры фазового перехода в одном из экспериментов.

Для получения метастабильных состояний определенным образом подбирались начальные конфигурации (координаты и скорости ионов). Важным условием сохранения метастабильности является отключение термостата.

Результаты изображены на рис. 1. Размер метастабильной области по давлению для 700 К составляет 470 КБар, для 1000 К – 320 КБар. Среднее отклонение температур от указанных не превышает 13 К.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (грант № 14-50-00124).

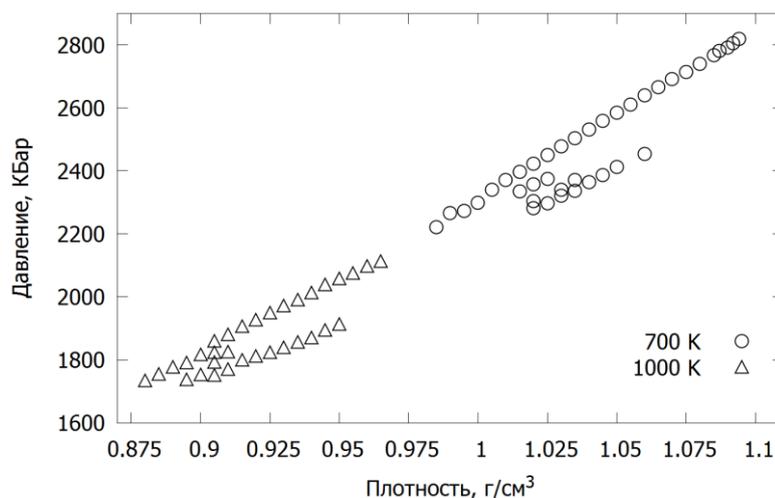


Рис. 1. Уравнение состояний плотного разогретого водорода.

Возбуждение спиновых волн в микроструктурах с мультидоменной конфигурацией

Д.А. Толмачев, И.М. Сайтов И.М.

Московский физико-технический институт

В работе представлены результаты компьютерного моделирования распространения спиновых волн по доменным стенкам в тонкой квадратной структуре железа с доменной структурой Ландау-типа. Для исследования эволюции системы во времени решалось уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта, широко используемое для описания реальных микромагнетиков. В данной работе получена зависимость дисперсии спиновых волн в доменной стенке Неелевского типа от размагничивающего поля, наведенного в доменной стенке вследствие сдвига и закрепления магнитного вихря из центра структуры. Обнаружено различие между дисперсиями волн распространяющихся от угла к вихрю и волн, распространяющихся в противоположном направлении. Также исследовалась зависимость спектра и интенсивности спиновых волн от угла поворота возбуждающей антенны относительно доменной стенки. Полученные результаты позволяют понять свойства доменных стенок как проводников спиновых волн и могут быть использованы для построения логических схем, основанных на доменных стенках.

Структурный, диэлектрический (АФ ВСП) и сверхпроводящий переходы в FeSe: влияние гидростатического и «химического» давлений

Л.С. Мазов

Институт физики микроструктур РАН – филиал ФИЦ ИПФ РАН

В известной монографии «Проблема ВТСП» [1] Ю.В. Копаевым (гл.5) было показано, что в системах сосуществованием диэлектрического (e-h) (Келдыш-Копаев, 1964) и сверхпроводящего (e-e) спариваний зависимость критической температуры сверхпроводящего перехода от гидростатического давления или замещения («химическое давление») имеет максимум. Согласно [1] появление этого максимума связано с частичной диэлектризацией поверхности Ферми, когда с одной стороны растет плотность состояний на краях диэлектрической щели, а с другой – уменьшается энергетический интервал для сверхпроводящего спаривания. При этом диэлектрический переход, тесно связанный со структурной перестройкой, предшествует сверхпроводящему. Эти, а также и другие свойства таких систем, впоследствии были действительно обнаружены как в купратных ВТСП [2], так и в недавно открытых ВТСП на основе железа [3].

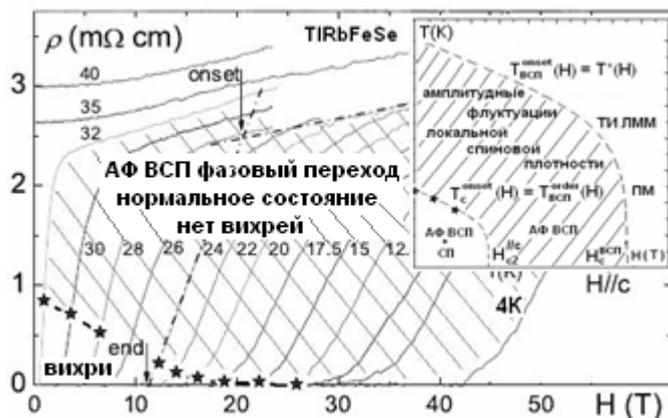


Рис.1. Магнитный (АФ ВСП) фазовый переход в FeSe-соединении в сверхсильных магнитных полях при $P = 0$ (см. [3]); звездочки соответствуют величинам $H_{c2}(T)$. На вставке – схематическая магнитная фазовая (H, T) диаграмма для Fe-ВТСП; заштрихована – флуктуационная область магнитного (АФ ВСП) фазового перехода.

В докладе, на основе детального анализа доступных магниторезистивных данных для FeSe, исследована эволюция магнитного (АФ ВСП), структурного и сверхпроводящего фазовых переходов в зависимости от давления и магнитного поля. Показано, что представленные в литературе зависимости соответствующих критических температур T_m , T_s , и особенно T_c от давления [4,5] являются некорректными, поскольку для их определения используется геометрическая (см. стрелки на рис.1), а не физическая методика (см. напр., [3]). Такая картина приводит не только к привлечению новых моделей для описания этих зависимостей, но, например, и к существенному завышению величины верхнего критического поля $H_{c2}(0)$ для этих материалов, что существенно для приложений. Проведенный в работе анализ показал хорошее соответствие полученных зависимостей с моделью Келдыша-Копаева (см. выше) и согласие с ее параметрами.

[1] Проблема ВТСП (под ред. В.Л.Гинзбурга и Д.А.Киржница, М.: Наука, 1977 г.).

[2] Л.С.Мазов, ФНТ **17**, 1372 (1991); Phys.Rev. B **70**, 054501 (2004).

[3] Л.С.Мазов, Изв.РАН, сер.физ. **78**, 1643 (2014); (arXiv: cond-mat. 0805.4097).

[4] А.Е.Бöhmer, А.Кreisel, J.Phys.: Cond.Mat. **30**, 023001 (2017).

[5] L.Xiang, U.S.Kaluarachchi, A.E.Böhmer et al. , Phys.Rev. B **96**, 024511 (2017).

Спектроскопическое исследование фазовых переходов в смешанных неодим-диспрозиевых ферроборатах $Nd_{1-x}Dy_xFe_3(BO_3)_4$

Д.А. Ерофеев^{1,2}, Е.П. Чукалина¹, И.А. Гудим³

¹Институт спектроскопии Российской академии наук

²Московский физико-технический институт (ГУ)

³Институт физики им. Л.В.Киренского СО РАН, г. Красноярск

Работа посвящена экспериментальному изучению особенностей структурных и магнитных фазовых переходов в смешанных редкоземельных (РЗ) ферроборатах неодима-диспрозия $Nd_{1-x}Dy_xFe_3(BO_3)_4$, методом оптической фурье-спектроскопии. Ранее исследовавшиеся, в том числе и нашей группой, ферробораты $RFe_3(BO_3)_4$ ($R = Y, La-Lu$), отнесенные к классу мультиферроиков, демонстрируют ряд интересных физических свойств, таких как сосуществование антиферромагнетизма и (анти)сегнетоэлектричества, гигантский магнито-(ди)электрический эффект, заметное спин-решеточное взаимодействие, каскады фазовых переходов. Эти свойства существенно различаются для соединений с разными РЗ ионами. Интересны как причины таких различий, так и микроскопические механизмы магнитоэлектрического эффекта в РЗ ферроборатах. Исследование смешанных

соединений с двумя РЗ ионами может, на наш взгляд, способствовать решению проблемы. Это важно для развития представлений фундаментальной физики и для возможных применений в новых функциональных устройствах. В работе исследован ряд кристаллов $Nd_{1-x}Dy_xFe_3(BO_3)_4$ ($x = 0.05, 0.1, 0.15, 0.25, 0.4$) методом оптической фурье-спектроскопии высокого разрешения. Пара ионов неодим – диспрозий выбрана не случайно: крайние соединения указанного ряда, $x=0$ и $x=1$, сильно отличаются по своим магнитным и магнитоэлектрическим свойствам. Исследование магнитных и магнитоэлектрических свойств соединений с $x=0.25$ и $x=0.05$ выявило серию фазовых переходов [1,2]. Сведения об их количестве и природе в литературе весьма противоречивы. Метод фурье-спектроскопии высокого разрешения позволяет получить информацию, недоступную другим методам. Проведены оптические исследования соединений $Nd_{1-x}Dy_xFe_3(BO_3)_4$ с разными концентрациями, выявлены возможных фазовые переходы, их температуры и особенности, а также изучено влияние концентрации РЗ ионов Nd^{3+} и Dy^{3+} на свойства смешанных соединений. Результаты, полученные для соединения с $x = 0.05$ подтвердили данные по фазовым переходам, имеющиеся в литературе. Для соединения с $x = 0.25$ и 0.4 из спектров поглощения в области $f-f$ переходов в крамерсовских ионах выявлены 3 магнитных фазовых перехода: антиферромагнитное упорядочение при температуре Нееля, как фазовый переход 2 рода, и 2 низкотемпературных фазовых перехода 1 рода, связанных с изменением магнитной структуры. Аналогичные сведения были получены для соединений с $x = 0.1, 0.15$.

1. Попов Ю.Ф., Кадомцева А.М., Воробьёв Г.П. и др., Обнаружение спонтанной спиновой переориентации в ферроборатах $Nd_{1-x}Dy_xFe_3(BO_3)_4$ с конкурирующим R-Fe обменом. // Письма в ЖЭТФ, том 89, вып. 7, с. 405-411 (2009).
2. А.И. Бегунов, А.А. Демидов, И.А. Гудим, Е.В. Еремин. Магнитные свойства ферробората $Nd_{0.95}Dy_{0.05}Fe_3(BO_3)_4$ с малым замещением в подсистеме редкоземельных элементов. // ЖЭТФ, том 144, вып. 5 (11), с. 990-1003 (2013).

Оптические спектры поглощения бората никеля $Ni_3(BO_3)_2$ в области электронных $d-d$ переходов в ионе Ni^{2+} : эксперимент и теория

А.Д. Молчанова¹, Б.З. Малкин², К.Н. Болдырев¹, М.Н. Попова², Р.В. Писарев³

¹ Институт спектроскопии Российской академии наук

² Казанский (Приволжский) федеральный университет

³ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург

$Ni_3(BO_3)_2$ кристаллизуется в пространственной группе $Pn\bar{3}m$ (# 58), где ионы никеля Ni^{2+} занимают две неэквивалентные кристаллографические позиции $2a$ и $4f$ (точечные группы C_{2h} и C_2 , соответственно), формируя две магнитные подсистемы. Обе подсистемы Ni^{2+} упорядочиваются антиферромагнитно при температуре $T_N = 46$ К.

Комплексное исследование динамики решётки монокристалла $Ni_3(BO_3)_2$ методами ИК спектроскопии и комбинационного рассеяния света (КРС) было выполнено в работе [1], определены частоты всех ИК и КРС активных фононных мод, предсказанных теоретико-групповым анализом. Ниже температуры Нееля зарегистрировано появление новых узких фононных мод, что свидетельствует о структурном фазовом переходе, происходящем одновременно с магнитным упорядочением. Показано, что ни один из существующих механизмов магнитно-структурных фазовых переходов (связанных с димеризацией Пайерлса или эффектом Яна-Теллера) не может быть реализован в случае $Ni_3(BO_3)_2$. Таким образом, для выяснения механизма наблюдаемого магнитно-структурного перехода необходимы дальнейшие исследования магнитных и спектральных характеристик бората никеля.

Целью настоящей работы являлось получение информации о магнитных взаимодействиях между ионами никеля на основе экспериментального исследования спектров поглощения бората никеля $Ni_3(BO_3)_2$ и интерпретации полученных результатов в рамках теории кристаллического поля. Обе неэквивалентные позиции Ni^{2+} координированы внутри искаженных кислородных октаэдров $[NiO_6]$, причём одна из позиций является центросимметричной (C_{2h}), в то время как точечная группа позиции C_2 не обладает центром симметрии.

В спектрах поглощения наблюдаются три интенсивных полосы, соответствующие разрешённым переходам из основного состояния ${}^3A_{2g}({}^3F)$ на возбуждённые подуровни ${}^3T_{2g}$, ${}^3T_{1g}^a$ и ${}^3T_{1g}^b$ термов 3F и 3P . При температурах ниже 100 К наблюдается сложное расщепление полос поглощения. Вычисленные в рамках теории кристаллического поля частоты электронных переходов сравниваются со значениями, полученными из экспериментов. Получены оценки вкладов спин-орбитального взаимодействия и низкосимметричных компонент кристаллического поля в расщепления различных термов. С использованием вычисленных характеристик основного спинового триплета ионов никеля в $2a$ и $4f$ позициях (g -факторы и расщепления) и параметризованных обменных взаимодействий вычислены температурные зависимости компонент тензора магнитной восприимчивости кристаллов $Ni_3(BO_3)_2$. Из сравнения результатов расчетов с имеющимися в литературе экспериментальными данными [2] получены оценки параметров обменных взаимодействий между ионами никеля.

Работа А.Д. Молчановой была поддержана грантом РФФИ 17-32-50008.

[1] R.V. Pisarev, M.A. Prosnikov, V.Yu. Davydov, A.N. Smirnov, E.M. Roginskii, K.N. Boldyrev, A.D. Molchanova, M.N. Popova, M.B. Smirnov, V. Yu. Kazimirov, *Lattice dynamics and a magnetic-structural phase transition in the nickel orthoborate $Ni_3(BO_3)_2$* . Phys. Rev. B. **93**, 134306 (2016).

[2] L. N. Bezmaternykh, S. N. Sofronova, N. V. Volkov, E. V. Eremin, O.A. Bayukov, I. I. Nazarenko, D. A. Velikanov, Phys. Stat. Solidi B **249**, 1628 (2012).

Лазерный нагрев в алмазной наковальне: окно в центр Земли и для изучения поведения вещества в экстремальных условиях

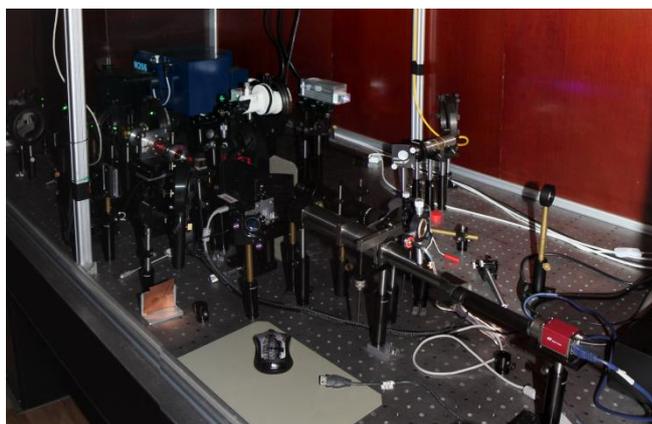
П.В. Зинин

Научно-технологический центр уникального приборостроения Российской академии наук

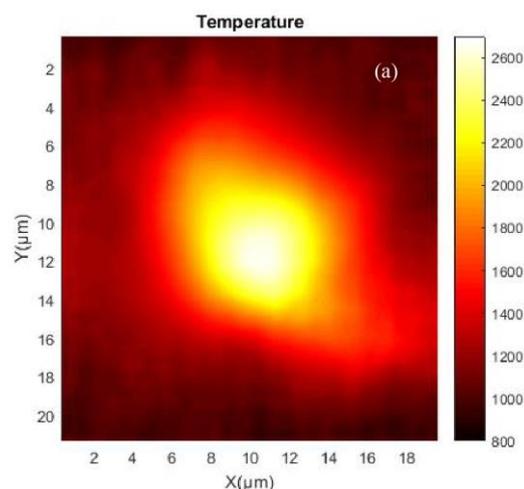
В Научно-технологическом центре уникального приборостроения РАН в 2016 г. была создана лаборатория спектроскопии экстремального состояния вещества, основными направлениями деятельности которой являются разработка новых приборов и методов исследований вещества при высоких давлениях и температурах. В настоящее время в лаборатории функционирует установка для *лазерного нагрева веществ*, находящихся в ячейках высокого давления.

На основе установки лазерного нагрева был разработан новый метод измерения распределения температуры и излучательной способности веществ, находящихся при высоких давлениях и температурах. Основным новшеством разработанного метода и установки является использование двойного акустооптического фильтра (tandem acousto-optical tunable filter или ТАОТФ), состоящего из двух сопряженных АО кристаллов, соединенных с видеокамерой высокого разрешения. Интенсивность каждой точки спектрального изображения пропорциональна интенсивности излучения соответствующей точки нагретого тела. Набор спектральных изображений, полученных в диапазоне 650-750 нм, позволяет вычислить зависимость интенсивности излучения каждой точки нагретого объекта от длины волны. Распределение температуры и излучательной способности поверхности нагретого тела получается путем подгонки экспериментальной спектральной зависимости интенсивности излучения в каждой точке нагретого объекта к распределению Планка с использованием метода наименьших квадратов.

В докладе также будут представлены результаты экспериментов, проведенных совместно с Гавайским университетом, по измерению упругих свойств минералов и функциональных материалов методом лазерного ультразвука при высоких давлениях и высоких температурах.



Фотография установки лазерного нагрева веществ в ячейках высокого давления.



Двумерное распределение температуры (цветовая карта) на поверхности пластины из железа, нагретой в ячейке высокого давления при 55 ГПа ИР лазером.

Комбинационное рассеяние света в рутенатах: фазовые переходы и орбитальные возбуждения

Ю.С. Поносов, Е.В. Комлева, С.В. Стрельцов

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

Ранние исследования комбинационного рассеяния света (КРС) обнаружили ряд электронных возбуждений в спектрах КРС рутенатов и иридатов [1-4]. Низкочастотные возбуждения были отнесены к магнитным, высокочастотные - к электронным d-d возбуждениям.

В настоящей работе мы сообщаем о подобных возбуждениях в рутенатах со слоистой гексагональной структурой SrRu_2O_6 и Li_2RuO_3 . Измерения спектров были выполнены в широком температурном диапазоне (до 650K), который включает области различных фазовых переходов (структурных и магнитных). КРС чувствительно как к фоннным, так и к электронным возбуждениям, что позволило проследить температурную эволюцию динамики решетки и различных типов электронных возбуждений. Выполнено сравнение экспериментальных фоннных частот с рассчитанными из первых принципов. Данные показывают ряд необычных орбитальных возбуждений с энергией ~ 0.2 эВ, которые соответствуют переходам с участием сильно локализованных состояний иона Ru. Анализ этих особенностей позволяет оценить параметры, характеризующие локальную электронную структуру.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (темы Электрон и Спин №№ 01201463326 и 01201463330) при частичной поддержке РФФИ (грант № 16-02-00451).

1. Sofia-Michaela Souliou, Jiri Chaloupka, Giniyat Khaliullin, Gihun Ryu, Anil Jain, B. J. Kim, Matthieu Le Tacon, and Bernhard Keimer, *Phys.Rev.Lett.* **119**, 067201 (2017)
2. Jih-An Yang, Yi-Ping Huang, Michael Hermele, Tongfei Qi, Gang Cao, and Dmitry Reznik, *Phys. Rev. B* **91**, 195140 (2015)
3. Luke J. Sandilands, Yao Tian, Anjan A. Reijnders, Heung-Sik Kim, K.W. Plumb, and Young-June Kim, Hae-Young Kee and Kenneth S. Burch, *Phys.Rev. B* **93** , 075144 (2016)
4. Satyendra Nath Gupta, P. V. Sriluckshmy, Kavita Mehlawat, Ashiwini Balodhi, Dileep K. Mishra, S. R. Hassan, T. V. Ramakrishnan, D. V. S. Muthu, Yogesh Singh and A. K. Sood, *EPL*, **114**, 47004 (2016)